

博士論文

Sub-GeV 領域における
水-ニュートリノ荷電カレント反応の精密測定

名古屋大学理学研究科
F 研 (基本粒子研究室)
鈴木 陽介

2023 年 2 月 18 日

概要

ニュートリノは、電荷をもたずまた弱い相互作用しか起こさないため、最近になってようやくその性質の解明が進んできた素粒子である。ニュートリノが起こす標準理論を越えた物理現象の一つにニュートリノ振動現象がある。その精密測定は、物質優勢宇宙の起源を明らかにする手掛かりである CP 対称性の破れや、未知の対称性の探索に直結するものである。

ニュートリノ振動の精密測定には、統計誤差ならびに系統誤差の削減が不可欠である。統計誤差の削減のために大質量の検出器を用いた実験 (T2HK, DUNE) が計画されている。一方、系統誤差削減のためには、ニュートリノ反応そのものの正確な把握が必要であり、反応から放出される低運動量のハドロンや大角度に放出される陽子の測定など、反応の詳細研究が必要である。

申請者は、ニュートリノ反応の詳細研究のために、反応点近傍をサブミクロンの精度で解析することが可能な原子核乾板を用いたニュートリノ-水反応検出器を作成し、面積 93 m^2 の原子核乾板と、重量 74 kg の水標的からなる検出器を作成し実験を行った。

照射に用いた検出器は、厚さ $500 \mu\text{m}$ の鉄板を 2 枚の原子核乾板で挟み真空パックした飛跡検出層と厚さ 2.3 mm の水の層を交互に積層した構造をもっており、反応点から放出される陽子に対して運動量 $200 \text{ MeV}/c$ 、荷電パイオンで運動量 $50 \text{ MeV}/c$ という低い運動量閾値を持つ。原子核乾板は原理的に 4π の角度アクセプタンスを持つが、飛跡読取の仕方によって再構成される飛跡の角度アクセプタンスが制限されていた。申請者は、新たな飛跡読取アルゴリズムならびにシステムの開発を行い、先行実験の $|\tan \theta| \leq 1.5$ (立体角 45%) に対して、 $|\tan \theta| \leq 5.0$ (立体角にして 80%) の飛跡読取を可能とした。また読み取り処理速度も約 250 日で全原子核乾板の飛跡読取処理を完了できるものとした。

読み取られた飛跡の角度精度は従来の方法に比べ $|\tan \theta| \leq 2.0$ の領域で約 4 倍向上し、飛跡再構成の処理時間の短縮および S/N 比の向上も達成した。原子核乾板間の飛跡の接続にはグラフ理論に基づく新しい飛跡選別法を導入した。これにより、従来の手法では重複組み合わせにより発散していた電磁シャワーなどに対しても発散せず信頼性の高い飛跡再構成が可能となった。また反応点から出ている低エネルギーの陽子飛跡を検出し、背景事象から選別するための手法開発を行った。

これら開発した手法を、実際の詳細解析に応用し、全体の 9 分の 1 に相当する標的中に、82 事象のニュートリノ-水反応を検出した。また、大角度に放出されたニュートリノ反応由来の二次粒子を検出で

きることを確認し、今後全統計での解析を行う際に必要な課題を明確にした。

これらの申請者の開発研究により、陽子に対して $200 \text{ MeV}/c$ の低運動量閾値および $|\tan \theta| \leq 4.0$ の角度アクセプタンスでのニュートリノ反応精密測定が可能となった。本実験において期待されるニュートリノ-水反応の検出数は約 1000 事象であり、ニュートリノ-水反応の精密な反応モデル構築のための基礎データを得ることができるめどがついた。このことにより、今後行われる水標的を用いた全ての長基線ニュートリノ振動実験において、ニュートリノ反応由来の系統誤差の削減に貢献することが期待される。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノの歴史	1
1.2	ニュートリノ振動	2
1.2.1	ニュートリノ振動の理論	2
1.2.2	ニュートリノ振動の実験	5
1.3	ニュートリノ-原子核反応	9
1.3.1	荷電カレント準弾性散乱 (CCQE)	11
1.3.2	荷電カレント 1π 生成 (CC 1π)	13
1.3.3	深非弾性散乱 (DIS)	14
1.3.4	2p2h 反応 (2particle-2hole)	14
1.3.5	原子核効果	19
第 2 章	NINJA 実験	23
2.1	概要	23
2.1.1	物理目標	23
2.1.2	原子核乾板	29
2.1.3	ニュートリノビーム	30
2.1.4	検出器コンセプト	33
2.1.5	NINJA の過去の実験と物理ラン	34
2.2	NINJA 実験物理ラン	37
2.2.1	概要	37
2.2.2	ニュートリノ振動実験への寄与	37
2.2.3	検出器	39
2.2.4	データ取得	56
2.2.5	飛跡読取前の原子核乾板の処理	58

第 3 章	ニュートリノ反応シミュレーション	63
3.1	ニュートリノビーム	64
3.2	ニュートリノ原子核反応	65
3.3	検出器応答	66
第 4 章	ECC の解析	68
4.1	概要	68
4.1.1	処理フロー	68
4.2	スキャン	70
4.2.1	大角度スキャン	70
4.2.2	HTS による高速大角度スキャン	72
4.3	microtrack 再構成	75
4.3.1	microtrack の検出	75
4.3.2	大角度での microtrack の検出	76
4.3.3	2 値化画像をもちいた microtrack の再測定	77
4.3.4	オフライン飛跡認識システムの構築	82
4.4	basetrack 再構成	86
4.4.1	microtrack の歪み伸縮補正	87
4.4.2	microtrack の接続	90
4.4.3	Track ranking 法による basetrack のノイズ除去	92
4.4.4	basetrack の合成	98
4.4.5	Scan Area の合成	102
4.5	Alignment	109
4.5.1	Global alignment	110
4.5.2	Local alignment	112
4.5.3	Fine local alignment	113
4.5.4	3 次元での local alignment パラメータの適用	120
4.6	basetrack の接続	124
4.6.1	Linklet 生成	124
4.6.2	複数接続の除去	130
4.7	Chain の解析	134
4.7.1	Group の解析	134
4.7.2	Chain の再接続	148
4.7.3	Efficiency の評価	149

4.8	運動量測定	150
4.9	粒子識別 (p/π)	154
第 5 章	イベントセレクション	165
5.1	ミューオンセレクション	165
5.1.1	ミューオンスキャンバック	165
5.1.2	ミューオン運動量の整合性確認	169
5.2	パートナー飛跡の探索	170
5.2.1	MIP に対する貫通飛跡の除去	176
5.2.2	貫通陽子の判定	182
5.2.3	短い飛跡の分析	191
第 6 章	結果	197
第 7 章	まとめ	204
	表目次	208
	図目次	215
	参考文献	216

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノの歴史

ニュートリノは重力相互作用を除き、弱い相互作用しか起こさない中性レプトンである。1930 年に β 崩壊の連続スペクトルを説明するためにパウリによってその存在が示唆された^[1]。1956 年にはライネス、コーワンらによってニュートリノの初観測がなされた^[2]。弱い相互作用には W ボソンを媒介して電荷を変える反応 (Charged Current 反応: CC 反応) があり、ニュートリノの種類は CC 反応によって放出される荷電レプトンによって分類される。ニュートリノ初観測で見られたのは原子炉から発生している反電子ニュートリノである。その後、1962 年にはレーダーマン、シュワルツ、シュタインバーガーによって世界初の加速器ニュートリノ実験が行われ、ミューニュートリノが発見された^[3]。そして 2000 年名古屋大学 F 研が主導する DONUT 実験によってタウニュートリノが発見されたことで、3 世代^{*1}全てのニュートリノの検出がなされた^[6]。図 1.1 は発見されたタウニュートリノの反応のひとつである。タウ粒子の平均寿命は $\tau = (290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15} \text{ s}$ と非常に短く、飛跡長は $c\beta\gamma\tau \simeq \gamma\beta \times 10^{-4} \text{ m}$ となる。反応により生成されたタウ粒子のエネルギーが 20 GeV の場合は平均約 1 mm 飛んで崩壊することになる。DONUT 実験ではこの短い飛跡を捉えるため、原子核乾板を用いた。

*1 LEP 実験の結果から通常の軽いニュートリノ (Z ボソンの崩壊によって生じる、質量 45 GeV 以下のニュートリノ) は 3 世代であることがわかっている [4, 5]。

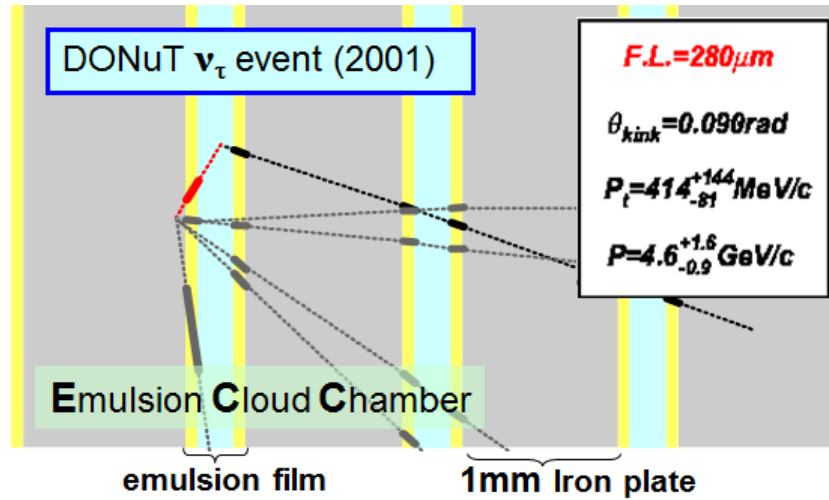


図 1.1: DONUT 実験により観測されたタウニュートリノ反応 [6]。黄色の部分が原子核乾板の乳剤部、水色の部分が原子核乳剤を塗布しているプラスチックベース、灰色の部分が標的となるステンレス鋼になっている。反応により生じたタウ粒子の飛跡は赤で表されており、原子核乾板により短い飛跡を持つ粒子もとらえられている。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 ニュートリノ振動の理論

ニュートリノ振動とは時間発展によりニュートリノの種類が変化する現象であり、1957年にポンテコルボによってはじめて示唆された [7, 8]。しかし、この時考えられていたのは、電子ニュートリノと反電子ニュートリノの振動であり、現在、存在が確認されている世代が変化するニュートリノ振動は 1962年に坂田昌一、牧二郎、中川昌美によって提唱された [9]。素粒子物理学の標準理論においてはニュートリノの質量はゼロとして扱っているが、ニュートリノ振動はニュートリノが質量をもっていなければ起きない。そのため、ニュートリノ振動は標準理論を超えた物理として注目されている。以下にその理論を簡単に説明する。

まず、ニュートリノは質量を持ち、弱い相互作用固有状態 ($\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) と質量固有状態 ($\nu_i = \nu_1, \nu_2, \nu_3$) が異なっており、弱い相互作用固有状態は質量固有状態を用いて以下のように書かれると仮定する。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{PMNS}^{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

U_{PMNS} はポンテコルボ・牧・中川・坂田行列 (PMNS 行列) と呼ばれる、3 行 × 3 列のユニタリー行列

である。それは独立な 4 つのパラメータとして、混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} と複素位相 δ を用いて以下のようにあらわされる。

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。 $\delta \neq 0$ の場合、PMNS 行列は虚部を含み、それは CP 対称性の破れを生むため δ は CP 位相と呼ばれる。

以下では簡単のため 2 世代間でのニュートリノ振動を考える。弱い相互作用固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ 、 $|\nu_\beta\rangle$ は質量固有状態 $|\nu_1\rangle$ 、 $|\nu_2\rangle$ を用いて以下のようにあらわされる。

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

質量固有状態の時間発展は、

$$\begin{pmatrix} |\nu_1(t)\rangle \\ |\nu_2(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i(E_1t - p_1x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2t - p_2x)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1(t=0)\rangle \\ |\nu_2(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と書くことができる。ここで、 E_i 、 p_i はそれぞれ ν_i のエネルギーと運動量を表している。これより相互作用固有状態の時間発展は

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i(E_1t - p_1x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2t - p_2x)} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

となる。ここで、時刻 $t = 0$ 、位置 $x = 0$ で発生したニュートリノが距離 L だけ飛行した場合を考える。この時、ニュートリノの質量はエネルギーより十分に小さい ($m_i \ll E_i$) としてよく、運動量と時間はそれぞれ

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.7)$$

$$t \simeq L \quad (1.8)$$

と近似することができる。この近似により、式 (1.6) は

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2 L}{2E_1}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_2^2 L}{2E_2}} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

と計算される。これを用いて、 ν_α が距離 L を飛行した後に ν_β ($\alpha \neq \beta$) になる確率は、質量二乗差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ とニュートリノエネルギー E_ν を用いて

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (1.10)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (1.11)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{4E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (1.12)$$

と表される。また飛行後に ν_α の ままである確率も同様に計算すると、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \quad (1.13)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{4E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (1.14)$$

となる。

実際にはニュートリノは 3 世代存在するため、上記の式では不十分であり、3 世代での振動確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (1.15)$$

$$+ 2 \sum_{i>j} \text{Im} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_\nu} \right) \quad (1.16)$$

と表される。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad - \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \sin \delta \\ &\quad + (\text{CP even term, solar term, matter effect term}) \end{aligned} \quad (1.17)$$

と書き下すことができ、二項目の係数として δ が現れることから、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ の絶対値や $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ と $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ の比を精度高く測定することによりレプトンでの CP 対称性の破れの測定が可能となる。二項目の効果は $\delta_{CP} = \pm \frac{\pi}{2}$ を仮定した場合一項目の効果に比べて 20–30% と計算される。

1.2.2 ニュートリノ振動の実験

1.2.2.1 ニュートリノ振動の発見

ニュートリノ振動は 1998 年、スーパーカミオカンデ共同実験グループの大気ニュートリノの観測により発見され、2004 年、KEK からスーパーカミオカンデに人工ニュートリノを発射する K2K 実験により加速器ニュートリノを用いてニュートリノ振動が確認された。これらはすべてニュートリノ振動によるニュートリノの消失 (減少) を見ている実験であったため、ニュートリノ振動現象を確実なものとするためにはニュートリノの出現 (増加) を観測する必要がある。

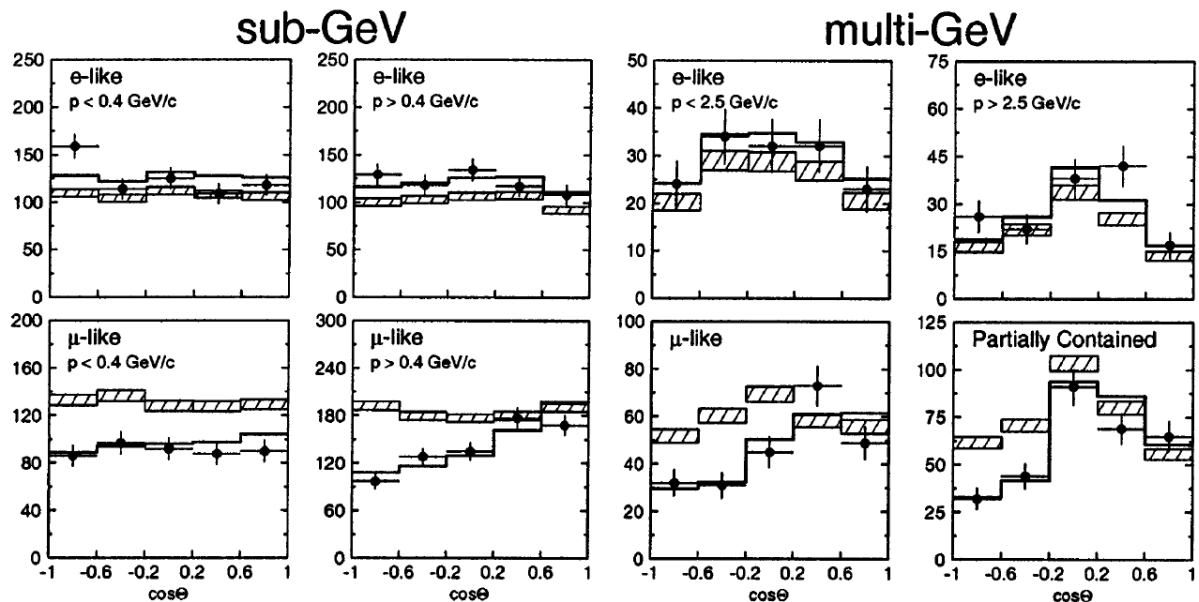


図 1.2: スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測結果。Phys. Rev. Lett., 81:1562 – 1907 1567, 19 より引用^[10]。斜線部分がニュートリノ振動を仮定しない場合のシミュレーション結果。太線は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定した場合のベストフィット

ニュートリノ振動による異なる世代のニュートリノの出現を初めて観測したのが OPERA 実験である。OPERA 実験は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動モードによるタウニュートリノ出現の検出を目標とし、名古屋大学の丹羽が提案した日欧国際共同実験である。タウニュートリノへの振動後、CC 反応によりタウ粒子生成が可

能である高エネルギー (平均 17 GeV) のミューニュートリノビームを CERN で発生させ、約 730 km 飛行させたのちにイタリア、グランサツソ研究所にて検出した。発生したタウ粒子は飛跡長 ~ 1 mm と非常に短いため、DONUT 実験と同様に原子核乾板を用いて検出された。2010 年に 1 例目のタウニュートリノを検出し^[11]、2015 年には 5 例のタウニュートリノ反応を検出 (背景事象数:0.25, 統計的優位度 5.1σ)^[12] したことで、世界で初めて $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ニュートリノ振動による ν_τ 出現事象を観測し、ニュートリノ振動現象の存在を決定づけた。現在までにタウニュートリノ出現事象は 10 事象 (背景事象数:2 事象) 検出されており、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動での出現モードに対して 6.1σ でニュートリノ振動を観測した^[13]。

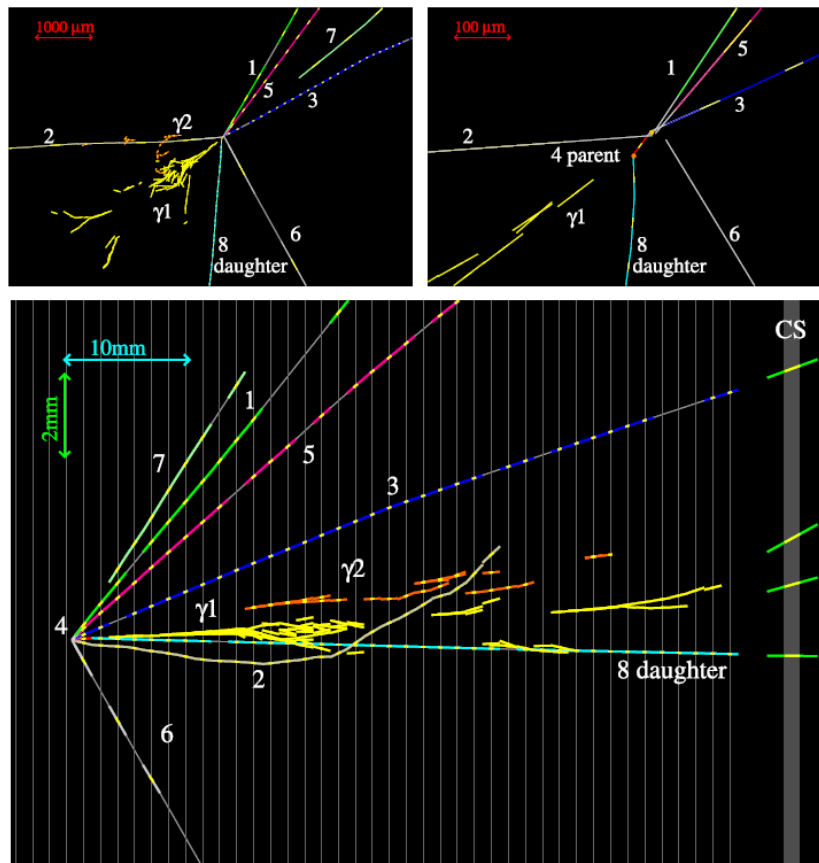


図 1.3: OPERA 実験による、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動による ν_τ 出現初検出事象。Phys. Lett. B, 691:138 – 145, 2010^[11] より引用。赤で表されている飛跡がタウ粒子で、右上の図からタウが崩壊しているのがわかる。

1.2.2.2 ニュートリノ振動パラメータの測定

現在まで、大気ニュートリノ振動、加速器による長基線ニュートリノ振動 (出現、消失)、原子炉による短基線ニュートリノ振動、太陽ニュートリノ振動と複数のニュートリノエネルギー、基線長でのニュートリノ振動の観測が行われ、ニュートリノ振動パラメータの測定が行われてきた。実験により測定されるパラメータは混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、CP 位相 δ 、質量二乗差 $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2$ の 6 つある。現在の各パラメータの測定結果は以下の通りである。

Parameter	best fit	3σ インターバル
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.42	6.82-8.04
$\Delta m_{31(23)}^2 [10^{-3} eV^2]$	2.515(2.498)	2.431-2.599(2.584-2.413)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.304	0.269-0.343
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.573	0.405-0.620
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.578	0.410-0.623
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.02220	0.02034-0.02430
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.02238	0.02053-0.02434
$\delta, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	194	105-405
$\delta, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	287	192-361

表 1.1: 現在のニュートリノ振動パラメータ [14, 15]

1.2.2.3 今後の長基線ニュートリノ振動実験

今後のニュートリノ振動実験の大きな目標として、CP 対称性の破れの測定があげられる。そのためには、統計誤差の削減と系統誤差の削減の 2 つを行う必要がある。統計誤差の削減のためには、大強度ニュートリノビームと大質量検出器の 2 つが必要不可欠であり、日本では Hyper-Kamiokande (HK) 実験 [16]、アメリカでは DUNE 実験 [17] という大規模実験が計画・進行している。また、欧州では ESS ν SB 実験が計画されている [18]。これらの実験により、ニュートリノ振動の統計は増え統計誤差は大きく削減される見込みである。

その一方で、系統誤差の削減が今後の課題となっている。現在の T2K 実験における系統誤差を図 1.4 に載せる。主要な系統誤差はニュートリノ反応由来の物でありニュートリノ-原子核反応に対する詳細な実験データが必要とされている。

Error source (units: %)	1R		MR		1Re				
	FHC	RHC	FHC	CC1 π^+	FHC	RHC	FHC	CC1 π^+	FHC/RHC
Flux	2.8	2.9	2.8		2.8	3.0	2.8		2.2
Xsec (ND constr)	3.7	3.5	3.0		3.8	3.5	4.1		2.4
Flux+Xsec (ND constr)	2.7	2.6	2.2		2.8	2.7	3.4		2.3
Xsec (ND unconstr)	0.7	2.4	1.4		2.9	3.3	2.8		3.7
SK+SI+PN	2.0	1.7	4.1		3.1	3.8	13.6		1.2
Total All	3.4	3.9	4.9		5.2	5.8	14.3		4.5

図 1.4: T2K 実験においてスーパーカミオカンデで検出されるイベントの系統誤差 (%)^[19]

また、Hyper-Kamiokande 実験、ESS ν SB 実験は sub-GeV のエネルギー帯のニュートリノを用いており、DUNE 実験は multi-GeV のエネルギー帯のニュートリノを用いている。いずれもニュートリノ原子核反応における運動量移行が $1 \text{ GeV}^2/c^2$ 以下となるような反応が主要な領域であるため、原子核による効果が終状態に影響を与える。ニュートリノ振動実験におけるニュートリノ反応由来の系統誤差は、この原子核の効果をも十分に理解できていないことが原因だと考えられている。

1.2.2.4 今後の短基線ニュートリノ振動実験

もう一つの目標として、ステライルニュートリノの検証が挙げられる。LEP 実験の結果^[4, 5] から、 Z ボソンの崩壊によって生じる軽い ($m_\nu \leq 45 \text{ GeV}$) ニュートリノは 3 世代であることがわかっており、ここから独立な質量差は 2 つであることがわかる。これらは表 1.1 にもある通り、 $\Delta m_{21}^2 = 7.42 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、 $\Delta m_{31(23)}^2 = 2.515(2.498) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と測定されている。しかし 2001 年の LSND 実験により^{*2[20]} 短基線でのニュートリノ振動 ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) が検出され、3 つ目の質量差である $\Delta m_{14}^2 = \mathcal{O}(1 \text{ eV}^2)$ という値が測定された。これにより、4 世代目のニュートリノの存在が示唆されており、このニュートリノは Z ボソンとはカップルしないことから、ステライル (不活性な) ニュートリノと呼ばれている。ステライルニュートリノは標準模型粒子とは相互作用せずニュートリノ振動のみにより間接的に観測可能なニュートリノとされている。LSND 実験のほかに、2021 年に MiniBooNE 実験でも短基線ニュートリノ振動の測定が行われ 6.1σ の確度で標準的なニュートリノ振動からの乖離が見られる^[21] などステライルニュートリノの存在が示唆されている。その一方で、2021 年の MicroBooNE 実験ではこのような超過が見られていない^[22]、OPERA 実験により MiniBooNE 実験のベストフィットは 90% の信頼度で排除される^[23] 等の結果も出ており、ステライルニュートリノの検証は大きな課題となっている。また、ステライルニュートリノの検証を目的とした実験として JSNS² 実験^[24] が実施されている。これらの短基線ニュートリノ振動実験においても、反応断面積の不定性がニュートリノ振動の有無や振動パラメータ測定に対する系統誤

*2 基線長 $\sim 30\text{m}$, $E_\nu \sim 50\text{MeV}$ での実験である。

差の主要因となる。そのため、これらの実験が行われている sub-GeV のエネルギー領域でのニュートリノ-原子核反応を研究することが重要である。

1.3 ニュートリノ-原子核反応

近年の長基線加速器ニュートリノ実験においては、CP 対称性の破れの検証が主な目的となっている [25, 26]。CP 対称性の破れは、ニュートリノが 3 世代あることによって起きる効果であり、その検出のためにはニュートリノの種類の変化を測定する必要がある。 ν_τ は生成、検出がともに難しいため、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動モードの測定が主であり、反応によって生じる荷電レプトンの識別から、ニュートリノの種類を正しく推定する必要がある。また、ニュートリノ振動はエネルギーに依存する現象であるため、反応から正しくエネルギーを再構成することが重要である。

ニュートリノ種類の識別、背景事象の見積もり、正しいエネルギー再構成のためにはニュートリノの反応過程の理解が不可欠であり、ニュートリノ原子核反応の精密測定に対して注目が集まっている。ニュートリノ原子核反応ではニュートリノのエネルギーによって、主要な反応モードが異なる。ニュートリノ原子核反応における主な反応モードを図 1.5 および図 1.6 に示す。

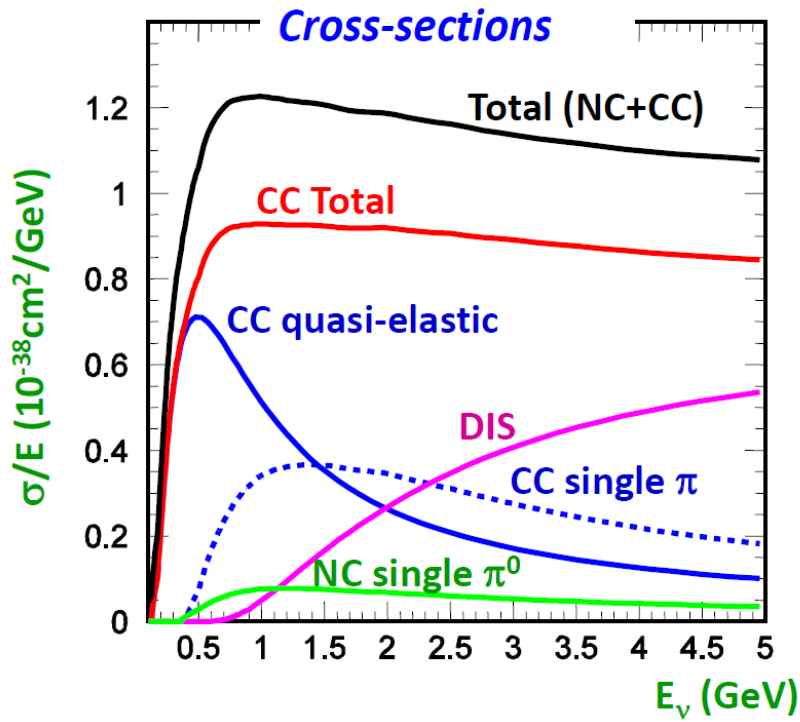


図 1.5: ニュートリノ反応断面積。Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020) より引用 [27]。横軸がニュートリノエネルギー、縦軸が反応断面積になっている。線は反応モードごとの反応断面積を表している。ニュートリノエネルギーによって主要となる反応が変わる。

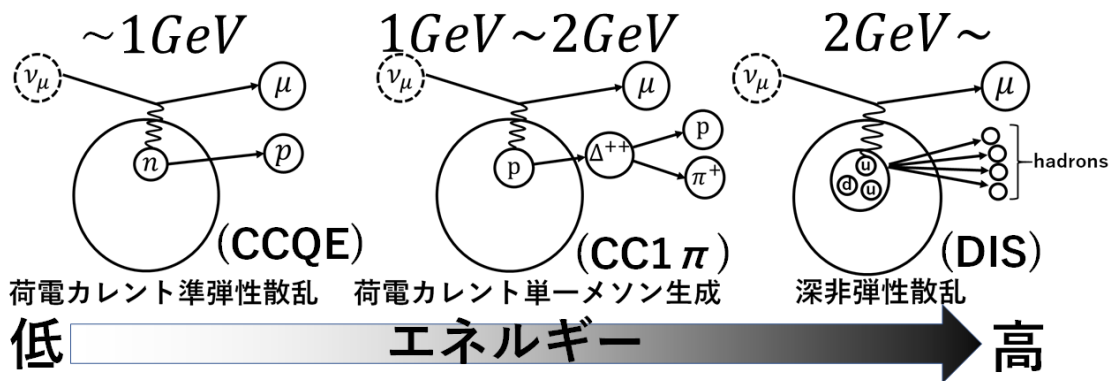


図 1.6: 各エネルギー帯における主要な反応

1.3.1 荷電カレント準弾性散乱 (CCQE)

荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi Elastic : CCQE) 反応はニュートリノと核子が反応し、終状態としてニュートリノに対応する荷電レプトンと核子を放出する、式 (1.18) で表される反応である。

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p, \quad \bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (1.18)$$

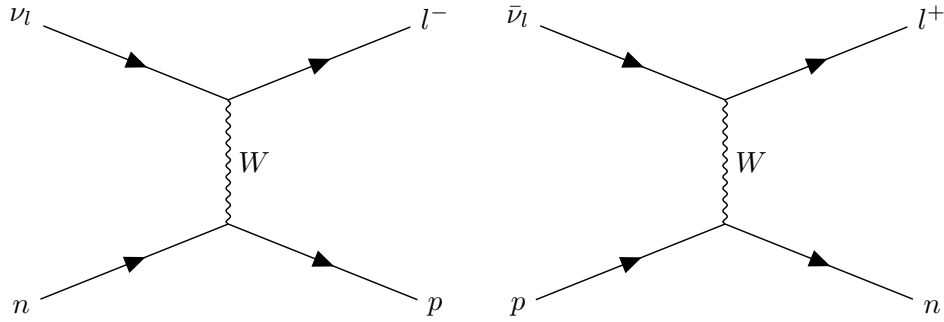


図 1.7: ニュートリノの CCQE 反応のダイアグラム (左) と反ニュートリノの CCQE 反応のダイアグラム (右)

CCQE 反応の微分断面積は Llewellyn Smith^[28] によって定式化され、(1.19) と書ける。

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 M^2 \cos^2 \theta_C}{8\pi E_\nu^2} \left[A(Q^2) \pm B(Q^2) \frac{s-u}{M^2} + C(Q^2) \frac{(s-u)^2}{M^4} \right]. \quad (1.19)$$

ここで、 M は核子の質量、 G_F はフェルミ定数、 θ_C はカビボ角、 Q^2 は運動量移行、 s, u はマンデルシュタム定数である。また、 $A(Q^2), B(Q^2), C(Q^2)$ はそれぞれ

$$A(Q^2) = \frac{m_l^2 + Q^2}{M^2} \left[(1 + \tau)F_A^2 - (1 - \tau)(F_V^1)^2 + \tau(1 - \tau)(\xi F_V^2)^2 + 4\tau(\xi F_V^1 F_V^2) - \frac{m_l^2}{4M^2} \left((F_V^1 + \xi F_V^2)^2 + (F_A + 2F_P)^2 - 4(1 + \tau)F_P^2 \right) \right]. \quad (1.20)$$

$$B(Q^2) = 4\tau F_A (F_V^1 + \xi F_V^2) \quad (1.21)$$

$$C(Q^2) = \frac{1}{4} (F_A^2 + (F_V^1)^2 + \tau(\xi F_V^2)^2) \quad (1.22)$$

と表される。ここで、 $\tau = Q^2/4M^2$, $\xi = (\mu_p/\mu_N - \mu_n/\mu_N) - 1$ であり、 μ_p, μ_n はそれぞれ陽子とニュートリノの磁気モーメント、 μ_N は核磁子である。 F_V^1, F_V^2 はベクトル形状因子であり、 F_A は軸性ベクトル

の形状因子、 F_P は擬スカラー形状因子である。形状因子は核内の弱電荷の空間分布を表現しており、ベクトル形状因子はそれぞれ以下のように書ける。

$$F_V^1(Q^2) = (1 + \frac{Q^2}{4M^2})^{-1} [G_E^V(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^V(Q^2)] \quad (1.23)$$

$$\xi F_V^2(Q^2) = (1 + \frac{Q^2}{4M^2})^{-1} [G_M^V(Q^2) - G_E^V(Q^2)] \quad (1.24)$$

ここで G_E^V, G_M^V は電磁形状因子 (Sachs 形状因子^[29]) である。電磁モーメントの空間分布が式 (1.25) であると仮定するとフーリエ変換により dipole 型の形状因子が得られるため、 G_E^V, G_M^V は式 (1.26), (1.27) と表される。

$$\rho(r) = \rho(0) \exp(-Mr) \quad (1.25)$$

$$G_E^V(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/M_V^2)^2} \quad (1.26)$$

$$G_M^V(Q^2) = \frac{1 + \xi}{(1 + Q^2/M_V^2)^2} \quad (1.27)$$

ここで、 M_V はベクトル質量である。これは電子散乱実験により測定することができ $M_V = 0.84 \text{ GeV}/c$ ^[30] である。この dipole 型の形状因子は四元運動量移行の小さい ($Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$) の領域では測定データをよく表していたが、四元運動量移行の大きい ($Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$) 領域では測定と乖離がみられるため補正が必要となる。電磁形状因子と同様にベクトル形状因子も同様に dipole 型の関数で表すことができる。

$$F_A(Q^2) = \frac{g_A}{(1 + Q^2/(M_A^{QE})^2)^2} \quad (1.28)$$

ここで、 g_A は軸性ベクトル弱結合定数であり、 β 崩壊実験により正確に測定されており、 $g_A = -1.276$ ^[31, 32] である。 M_A^{QE} は軸性ベクトル質量であり、泡箱によるニュートリノ反応実験^[33] によって測定され $M_A^{QE} = 1.026 \pm 0.021 \text{ GeV}/c^2$ である。この値は泡箱による測定結果と近年行われている鉄や炭素、酸素などの重い原子核との測定結果に乖離がある。これについては 1.3.5 節で述べる。 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)^[34] を仮定することで

$$F_P(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2 + M_\pi^2} F_A(Q^2) \quad (1.29)$$

と表すことができる。 M_π は π 粒子の質量である。 $F_P(Q^2)$ の項による寄与は式 (1.19) から $A(Q^2)$ の m_l^2/M^2 の項のみであり、電子ニュートリノ、ミューオンニュートリノの実験においては $m_l^2/M^2 \rightarrow 0$ となり無視できる。

CCQE 反応は、ニュートリノのエネルギーが $\sim 1 \text{ GeV}$ である時に、主要となる反応モードであり、二体の反応であるため、他の反応に比べ入射ニュートリノのエネルギー測定が容易である。核子が静止していると仮定した場合、放出されたレプトンの角度とエネルギー、運動量を測定することにより、以下の式により入射ニュートリノのエネルギーが再構成される。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (1.30)$$

ここで θ_μ は入射ニュートリノと反応により放出されたミュオンとのなす角である。水チェレンコフ検出器など陽子の検出ができない検出器で入射ニュートリノエネルギーを再構成する場合は、荷電レプトンからの情報からエネルギーの再構成ができるこの反応をシグナルとする。スーパーカミオカンデ検出器がその代表的な検出器であり、T2K 実験、T2HK 実験、ESS ν SB 実験など大型水チェレンコフ検出器を用いた実験は CCQE 反応を主なシグナルとしている。

1.3.2 荷電カレント 1π 生成 (CC1 π)

CCQE より高いエネルギー帯 (\sim 数 GeV) で起こる反応であり、終状態として荷電レプトンと核子に加え、パイ中間子が放出される。

$$\nu_l + p \rightarrow l^- + p + \pi^+ \quad (1.31)$$

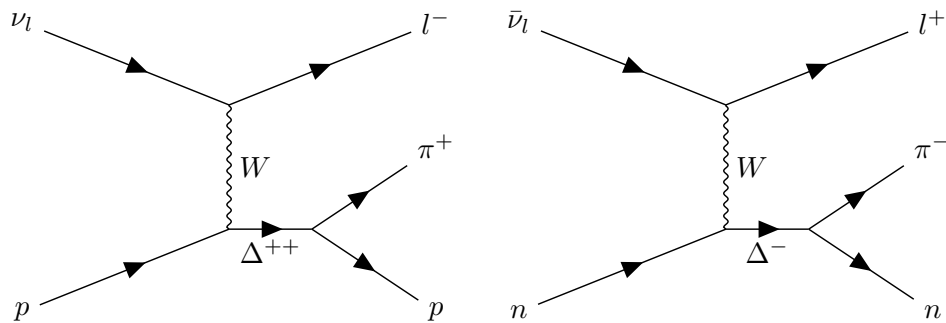


図 1.8: 荷電カレント 1π 生成 (CC1 π) 反応

この反応は共鳴状態である Δ 粒子を介するものと、 Δ 粒子を介さず核子とコヒーレントに散乱し π 中間子を放出するモードがある。この反応により発生するパイオンが原子核内で吸収されるなどの理由で検出されなかった場合、CCQE 反応と判定されるため、T2K 実験等におけるニュートリノ振動パラメータの測定において、系統誤差の原因となる。

1.3.3 深非弾性散乱 (DIS)

数十 GeV 以上での高いエネルギー帯で主に起きる反応であり、ニュートリノとクォークが散乱していると近似できる。このため原子核の影響、つまり核子間のバインディングエネルギー、核子の原子核内の運動・反応の影響をうけにくい。入射ニュートリノエネルギーは反応により生成される複数の粒子の全エネルギーを測定するカロリメトリックな方法により見積もられる。この方法でニュートリノエネルギーを見積もっている実験には MINOS 実験^[35]、NO ν A 実験^[36] があり、将来実験として計画されている DUNE 実験も同様の方法を用いてエネルギー推定を行う。

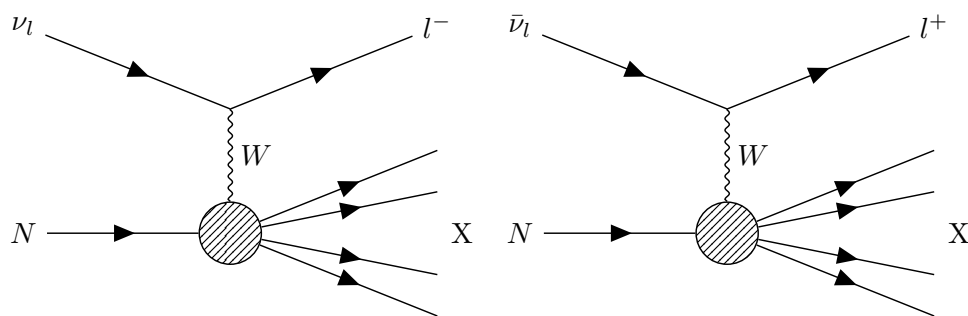


図 1.9: 深非弾性散乱 (DIS) 反応

1.3.4 2p2h 反応 (2particle-2hole)

原子核内で 2 個の核子が相関を持った状態で存在し、その核子ペアと反応することで、終状態として 2 核子が放出される反応である。この反応は電子・原子核散乱実験で確認されており、1970 年代に行われた泡箱による CCQE 反応断面積の測定と、近年のニュートリノ反応測定実験との結果の乖離を解決するために導入された反応モデルである。

節 1.3.1 で述べたように CCQE 反応断面積は多くのパラメータによって表現されているが、そのうちほとんどのパラメータは電子散乱実験や β 崩壊実験などの実験により値が精度よく決まっている。このうちニュートリノと原子核との反応によって制限されるパラメータは軸性ベクトル質量 (M_A^{QE}) であり、泡箱を用いた実験では $M_A^{QE} = 1.026 \pm 0.021 \text{ GeV}/c^2$ という結果が得られていた。しかし、2010 年 MiniBooNE 実験によって得られた M_A^{QE} の値は $M_A^{QE} = 1.35 \pm 0.17 \text{ GeV}/c^2$ ^[37] であり、図 1.10 からわかるように、泡箱実験の結果とは大きく乖離したものであった*3。

*3 この乖離は CCQE パズルと呼ばれている。

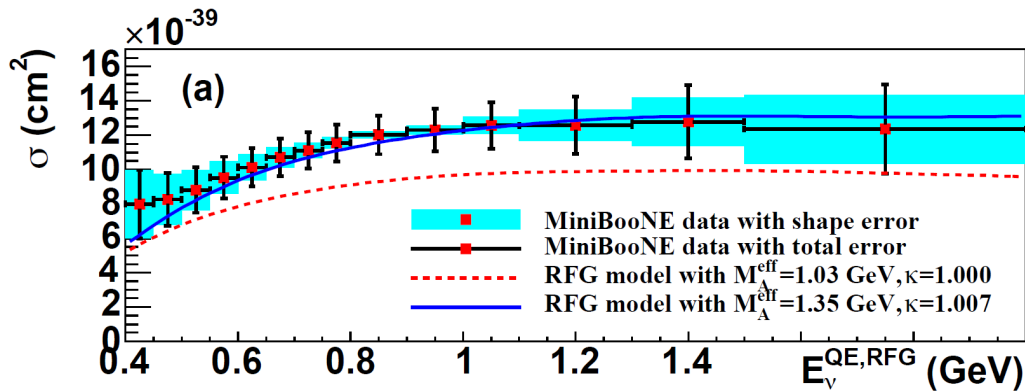


図 1.10: MiniBooNE 実験による CCQE 反応断面積の測定結果と $M_A^{QE} = 1.03, 1.35$ の時の反応断面積。Phys. Rev. D 81, 092005(2010)^[37] より引用。図内の RFG model は原子核モデルのことであり、節 1.3.5 で説明する。

現在では、この差異は標的原子核の違いからくるものだと考えられている。泡箱実験での標的は水素や重水素と軽い原子核であるが MiniBooNE 実験は炭素原子核標的であり、重い原子核が標的となっている。原子核が重くなることにより、反応に関与する核子を自由な核子ではなく多体系の中で運動する核子として取り扱う必要がある。その中でも反応の素過程に影響を与える効果が核子間相関であり本節ではこの効果について説明する。他に原子核が重くなることによる効果として原子核モデルの正確性、終状態反応があるがこれは節 1.3.5 で説明する。

核子相関にはパイ中間子を介した長距離相関 (long-range correlation) と重い中間子を介した短距離相関 (short-range correlation) がある。これらの相関は電子散乱実験^[38, 39, 40]により観測されており、これにより反応断面積のベクトル成分に影響を与えることがわかっている^[41]。

一方で、軸性ベクトル成分に与える影響は十分に理解されていない。長距離相関は原子核モデルにおいて RPA (random phase approximation) を用いてその効果が考慮される^[42]。短距離相関では原子核内の核子が他の核子と強い相関をもつ。ニュートリノとこの核子対が反応すると、反応の終状態として 2 個の核子が放出される。そのためこの反応は 2p2h (2particle-2hole) と呼ばれる。2p2h 反応は複数の反応モデルが考えられている^[42, 43, 44]が、ニュートリノ反応における 2p2h 過程の実験的な観測事実がなく、モデルの制限はおろか存在の有無も明確には分かっていない。2p2h 反応を実験的に観測するためには放出される 2 個の核子を両方とも検出する必要がある。図 1.11 は 2 個の陽子が放出される場合の陽子の運動量分布である。計算には 2p2h モデルとして Nieves et al.^[42] のモデルを用いている。

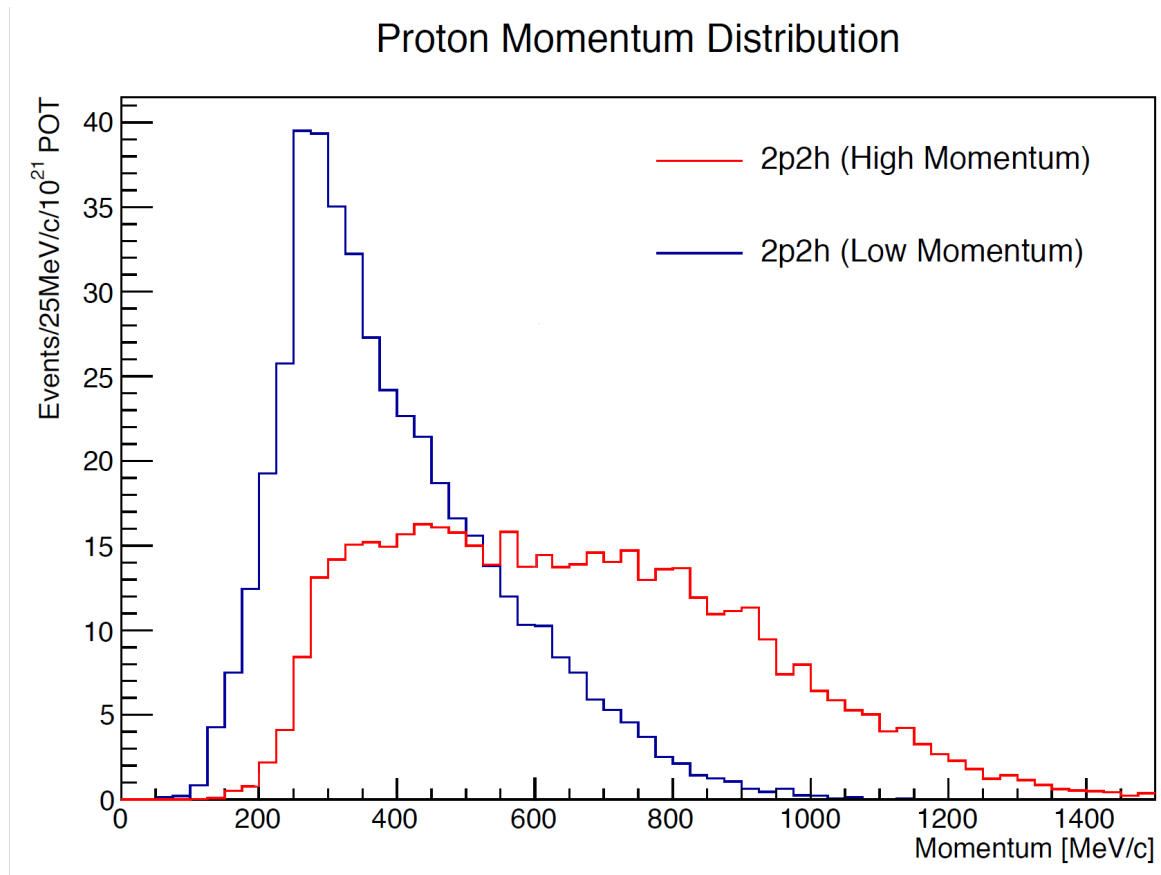


図 1.11: 2p2h 反応から放出される陽子の運動量分布。モデルは Nieves et al.^[42] を用いている。放出される 2 個の陽子のうち低運動量の方が青線、高運動量の方が赤線で書かれている。

2 個の陽子を検出するためには低いエネルギー閾値を持つ検出器が必要であるが、一般にニュートリノ反応測定実験に用いられる検出器は標的質量を増やすために大型であり、検出器の空間分解能は $\mathcal{O}(\text{cm})$ であるため、2p2h 反応から放出される陽子を検出することが難しい。MiniBooNE 実験ではチェレンコフ検出器を用いており、陽子検出に対するエネルギー閾値が高いためニュートリノ反応から放出される陽子の検出が難しい。そのため、CCQE 反応の選別条件としてミューオンの single ring を課しており、2p2h 反応も CCQE 反応と区別できず測定の背景事象となる。

図 1.12 は 2p2h 反応のファインマンダイアグラムである。2p2h 反応には主に MEC (Meson exchange current)、NN (nucleon-nucleon correlation)、Contact、Pion in flight の 4 つのモードがあると考えられている。

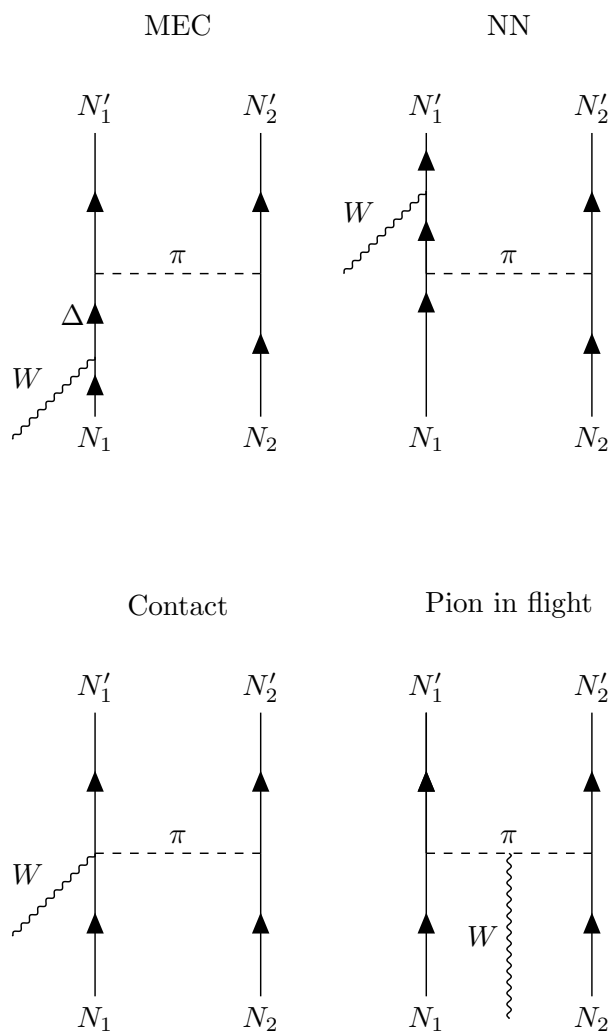


図 1.12: 2p2h 反応のファインマンダイアグラム

図 1.13 は MiniBooNE 実験の結果に対して、核子相関による効果を考慮した場合の結果であり、 $M_A^{QE} = 1.049 \text{ GeV}/c^2$ となるため泡箱実験の結果と矛盾しない値となる。

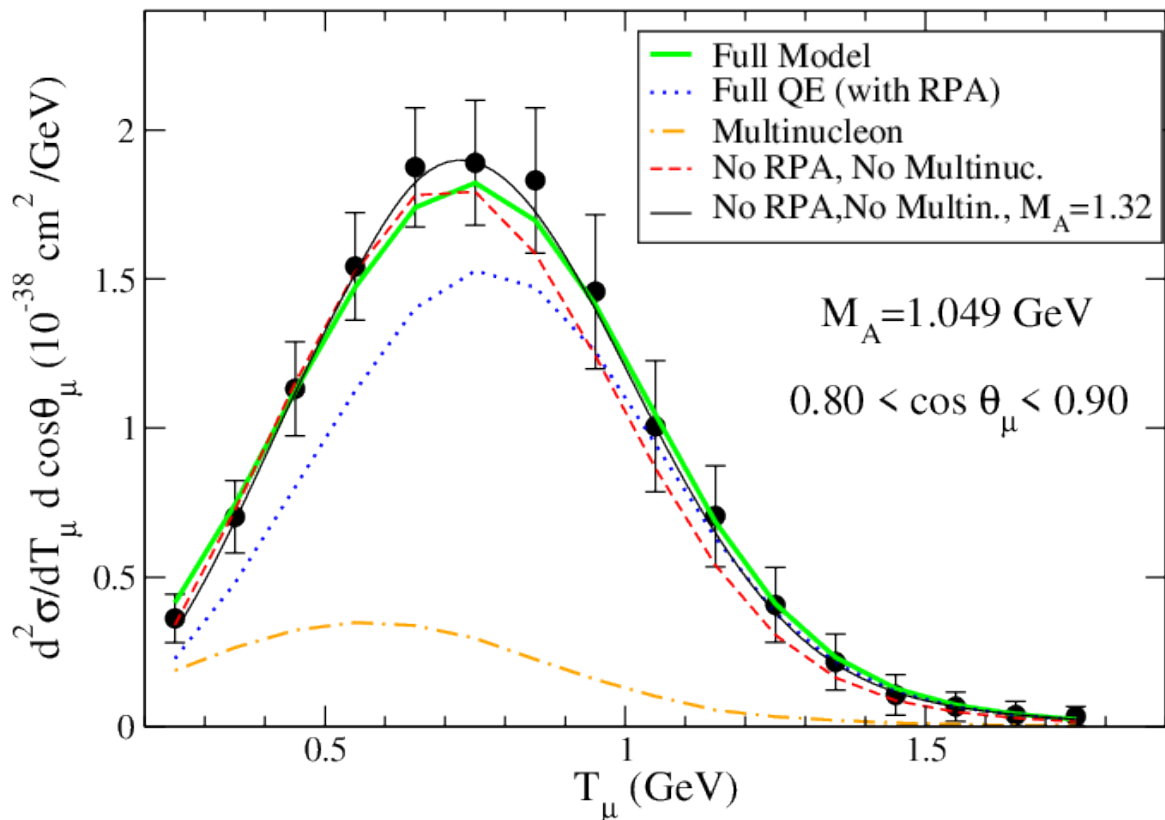


図 1.13: 核子相関による効果を考慮した場合の MiniBooNE 実験の反応断面積のフィット結果。Phys. Lett. B, 707:72 - 75, (2012)^[45] より引用。 $M_A^{QE} = 1.049 \text{ GeV}/c^2$ であり泡箱実験の結果と矛盾しないものになっている。

2p2h 反応について、実験的には ArgoNeuT 実験の back to back 陽子事象の観測^[46]、MINERνA 実験^[47] のカロリメトリックな解析により、ニュートリノ反応における 2p2h 過程の存在が示唆されているものの、未だ明確な証拠はない。また原子核依存性があることが予想されるため、各種標的での測定が必要である。そのため、2p2h 反応のモデルに対する不定性は大きく、特に軸性ベクトル項についての反応断面積に対する影響は不明確である。図 1.14 は 600 MeV のニュートリノを入射した際に CCQE モードを仮定してミューオンの運動量、角度から再構成したニュートリノエネルギーである^[48]。赤線は MEC 由来の 2p2h 反応の成分を表しており、2p2h 反応によりニュートリノエネルギー再構成を系統的に低く推定してしまうことがわかる。

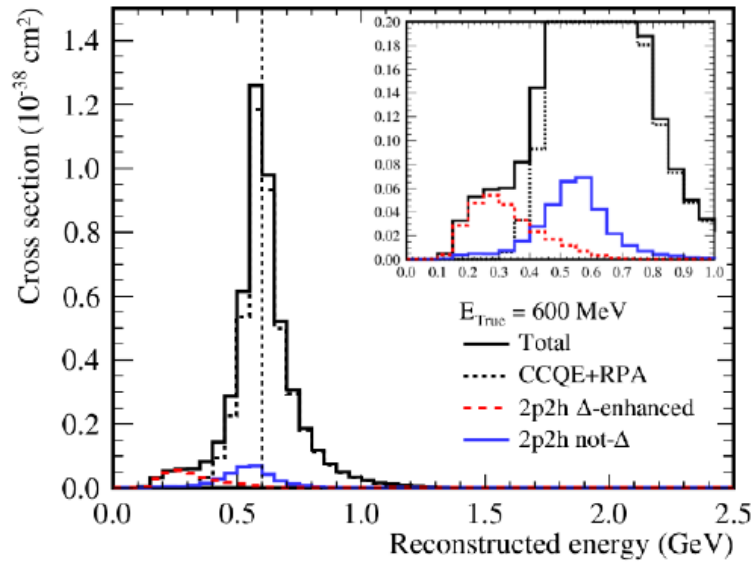


図 1.14: CCQE モードを仮定して再構成したニュートリノエネルギー。Phys. Rev. D 96, 092006(2017)^[48] より引用。

ニュートリノ振動はニュートリノのエネルギーに依存するため、精密な振動パラメータ測定のためには反応からニュートリノエネルギーを正しく再構成することが重要となる。2p2h 反応の有無の検証、またその反応モデルの制限はニュートリノ振動実験において、系統誤差の削減だけでなく系統誤差の見積もりに対して過大・過小評価していないか検証するために必要である。

1.3.5 原子核効果

1970 年代に泡箱を用いた多くのニュートリノ反応の測定実験が行われたが、これらの実験は水素や重水素標的であり軽い原子核との反応であった。しかし、近年行われているニュートリノ実験では安全性、標的質量、検出器等の制限により鉄や炭素、酸素、アルゴンといった重い原子核を用いている。ニュートリノと原子核の反応により放出される粒子は、原子核による影響を受けるため終状態として観測される粒子の分布は節 1.3.1–1.3.4 で述べたような素過程から計算される分布から変化する。これを原子核効果と呼ぶ。この説では原子核のモデルと終状態反応 (FSI: Final state interaction) について説明する。

1.3.5.1 原子核モデル

これまでニュートリノと原子核の反応について、静止した核子を仮定して考えてきた。しかし、実際には原子核に束縛され運動している核子との反応を考える必要がある。これをシミュレーションでは始状態とし、運動量を持っている核子との反応として取り扱う。原子核モデルにより始状態の運動量の分布が

異なる。ここでは、相対論的フェルミガスモデル (RFG: relativistic Fermi gas)^[49]、局所的フェルミガスモデル (LFG: local Fermi gas)^[50, 51, 52]、スペクトラルファンクション (SF: spectral function)^[53, 54] の 3 つの原子核モデルについて説明する。

RFG は原子核内で核子が互いに相互作用せずに、理想的なフェルミ気体としてふるまうことを仮定した分布である。このモデルでは、核子はパウリの排他律に従い基底状態から順にエネルギー状態を占有する。

占有された状態のうち最大のエネルギーをフェルミエネルギー (ϵ_F)、これに対応する運動量をフェルミ運動量 (p_F) と呼ぶ。この時、運動量-エネルギー分布は以下の形で書き表される。

$$P(\mathbf{p}, E) = \theta(p_F - |\mathbf{p}|)\delta(E + \sqrt{M^2 + |\mathbf{p}|^2} - E_B) \quad (1.32)$$

ここで $\theta(x)$ は階段関数、 $\delta(x)$ はデルタ関数であり、 E_B はバインディングエネルギーである。RFG モデルではフェルミ運動量未満のエネルギー状態は全て占有されているため、核子がフェルミ運動量未満の異なる運動量へ遷移する反応は禁止されている。

LFG モデルは RFG モデルから原子核内の密度分布を考慮したモデルである。原子核の密度関数はウッズサクソン型の分布^[55]を用いており、密度は原子核の中心からの距離の関数となっている。この時フェルミ運動量も原子核中心からの関数で表すことができ、密度関数の $1/3$ 乗に比例する。

SF は Benhar et al. によって提唱された原子核モデルである。このモデルは、シェルモデルを仮定して電子散乱の結果をもとに作られており、原子核内の核子間の相互作用を考慮したモデルとなっている。確率密度関数は核子の運動量と分離エネルギーの 2 変数で与えられている。図 1.15 は RFG (Global FG), LFG, SF の確率密度関数を分離エネルギーと運動量の 2 次元で表した分布である。

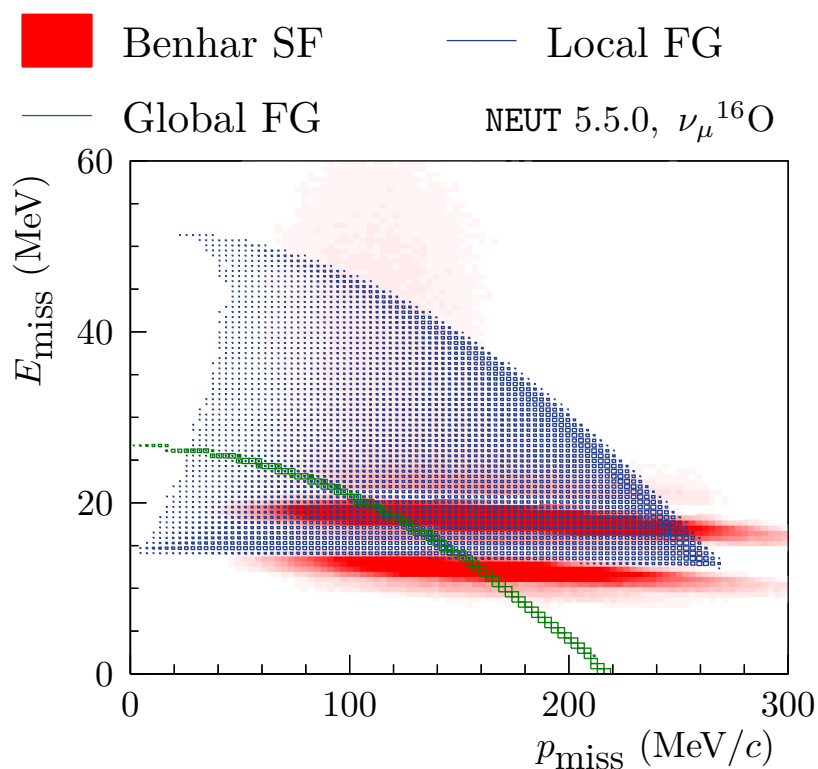


図 1.15: RFG(Global FG),LFG,SF の確率密度関数。Eur. Phys. J. ST, 230(24):4469
 - 4481 (2021)^[56] より引用

1.3.5.2 終状態反応 (FSI)

実験で観測される粒子は、ニュートリノ原子核反応の素過程の終状態を保存しておらず、原子核内で相互作用を起こした後の状態の粒子である。このような原子核内での反応を終状態反応 (FSI) と呼ぶ。Sub-GeV–multi-GeV における主要な FSI にはパイオン弾性散乱、吸収、電荷交換がある (図 1.16)。

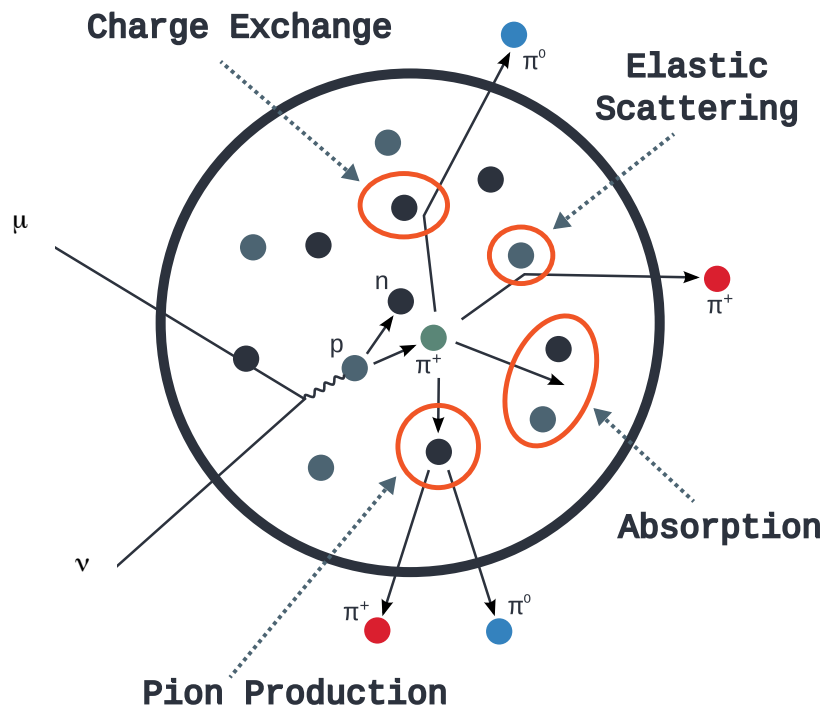


図 1.16: FSI の模式図。Prog. Part. Nucl. Phys., 100:1 - 68, (2018)^[57] より引用。

実験により観測される粒子の終状態から反応素過程を再現することは困難なため、近年のニュートリノ反応測定実験では例えば 1 muon 1 proton 反応といったように、反応素過程ごとの断面積ではなく、実験で観測される粒子の終状態毎に反応断面積を計算している。終状態反応のシミュレーションにおいては、核内カスケードモデルを用いている。これはニュートリノ反応により生成されたハドロンに対して平均自由行程ごとに FSI の確率を計算している。パイオンの FSI は Salcedo et al.^[58] のモデルを用いており、核子については Bertini et al.^[59] のモデルを用いている。

第 2 章

NINJA 実験

Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator (NINJA) 実験は、ニュートリノと原子核との反応を精密測定することを目的とした実験である。サブミクロンの高い空間分解能を持つ原子核乾板と J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の大強度ニュートリノビームを用いて、低エネルギー領域でのニュートリノと様々な標的原子核との反応を世界最高精度で測定することを目標としている。

2.1 概要

2.1.1 物理目標

NINJA 実験の物理目標は主に 3 つある。1 つ目は sub-Multi GeV におけるニュートリノ原子核反応からの低速陽子の観測とそれを用いた 2p2h 反応の検証である。2 つ目は水標的において、ニュートリノ反応の精密測定を行うことである。これは現在・将来の大型水チェレンコフ検出器を用いた長基線ニュートリノ振動実験 (T2K 実験、T2HK 実験、ESS ν SB 実験) での系統誤差の削減を目的としている。3 つ目が電子ニュートリノ反応断面積の測定及びステライルニュートリノ探索である。以下にそれらについて詳しく述べる。

現在遂行・計画されている加速器ニュートリノビームを用いた長基線ニュートリノ振動実験^[25, 36, 16, 17]及び短基線ニュートリノ振動実験では、用いられるニュートリノのエネルギーが sub-GeV から multi-GeV のものが主である。これは、ニュートリノ振動確率がニュートリノエネルギー E と基線長 L を用いて L/E の関数として書けることに由来しており、実現可能な L に対応するエネルギー領域となっている。過去の実験も含めた各ニュートリノ振動実験のエネルギー帯を図 2.1 にのせる。

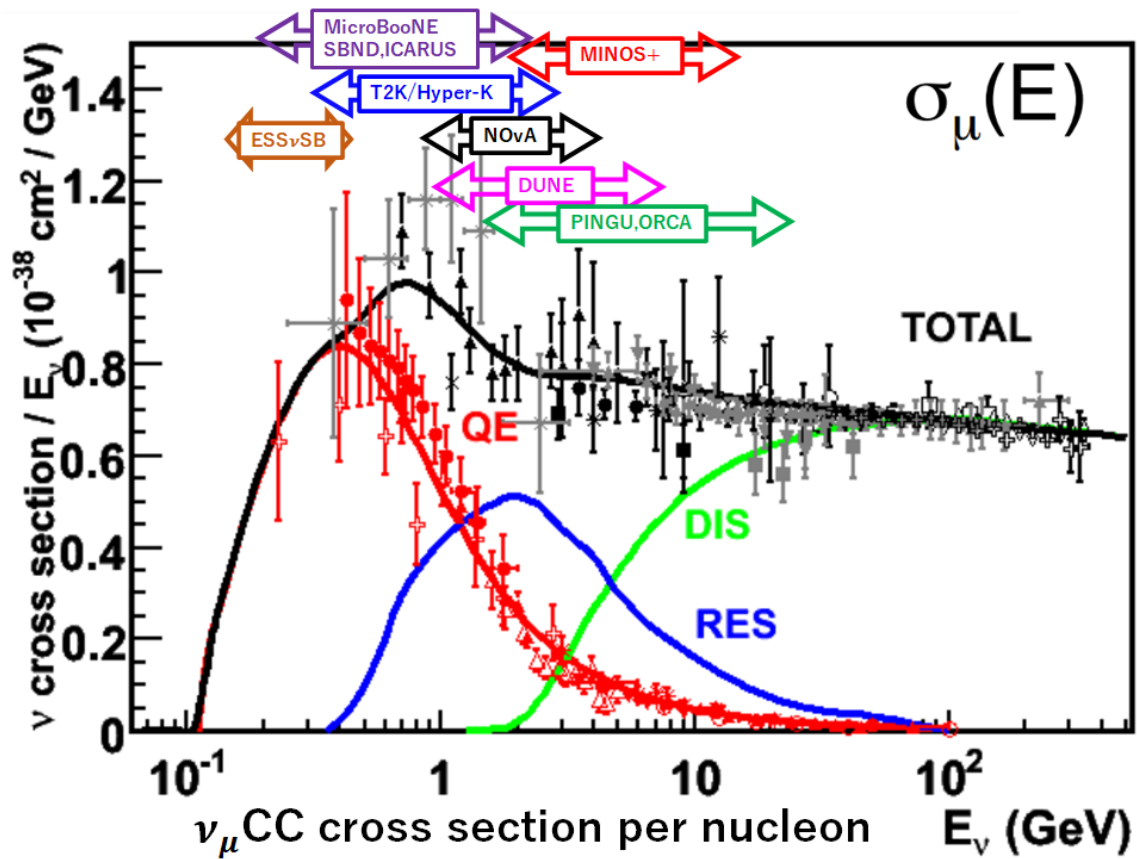


図 2.1: 各ニュートリノ振動実験のエネルギー帯。Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4384 をもとに Sam Zeller が作成した図を引用して編集。主に sub-GeV から multi-GeV のニュートリノエネルギー領域で実験が行われている。

ニュートリノ振動の精密測定において、高い精度でニュートリノのエネルギーを推定するためにはニュートリノ反応の理解が不可欠である。しかし、CCQE 反応について、2009 年に MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) 実験, NOMAD (Neutrino Oscillation MAGnetic Detector) 実験, および LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) 実験の結果に乖離が見られることが示されている [37]。図 2.2 に示すように、1 GeV 付近のニュートリノエネルギー領域において、RFG (Relativistic Fermi Gas) モデルでは統一的な実験結果の説明はできない。

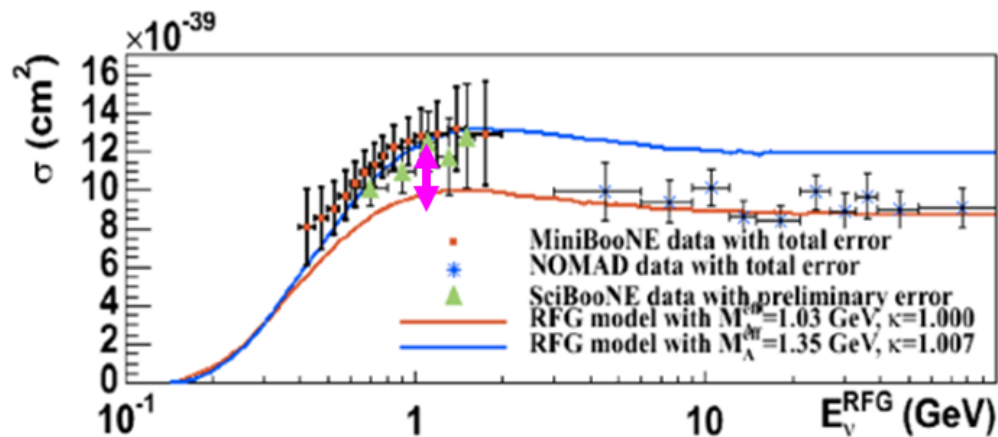


図 2.2: ニュートリノ-炭素 CCQE 反応断面積。Phys. Rev. D, 81:092005,465 (2010)^[37] より引用。

MiniBooNE 実験では $M_A = 1.35 \text{ GeV}/c^2$ と測定され、NOMAD 実験では $M_A = 1.05 \text{ GeV}/c^2$ ^[60] と測定されている。泡箱によるニュートリノ反応実験によって測定された値は $M_A = 1.026 \text{ GeV}/c^2$ であり、MiniBooNE 実験で M_A の値に乖離がみられている。これに対して、MiniBooNE 実験では陽子の検出が難しいことから CCQE 反応を選別する際にミューオンのみを要求しているため、2p2h 反応による効果を考慮できていない可能性が指摘されている。そのため、Sub GeV ~ 1 GeV のエネルギー領域において、陽子の情報を考慮した反応解析を行う必要があり、反応点近傍の短い飛跡も含めた測定が重要だと考えられている。T2K (Tokai to Kamioka) 実験の前置検出器などでも CCQE 反応の観測がされているが、この場合大きな標的質量と現実的な読み出しチャンネル数を両立するため、位置分解能は $\mathcal{O}(\text{cm})$ 程度であり、600 MeV/c 程度の陽子までしか検出できない*1。そのため、2p2h 反応から放出される運動量の低い陽子は検出することが出来ず、2p2h 反応による効果を検証することができない。以上の理由から、Sub GeV ~ Multi GeV のニュートリノ振動解析を行うエネルギー領域で、低速陽子の情報を含めたより詳細な反応点近傍の精密測定を行う事が重要である。また、より正確な原子核モデルの検証においても低運動量の陽子の検出は重要となっている。図 2.3 は CCQE 反応から放出される陽子の運動量分布の原子核モデルによる違いである。Global Fermi Gas model は節 1.3.5.1 で説明した RFG のことである。RFG と LFG による違いは 500 MeV/c 以下の領域で顕著であり、既存の T2K 前置検出器 ND280 (Near Detector at 280 m) での検証は難しい。原子核乾板検出器である ECC (後述) は非常に細かいセグメントの検出器構造を持つ。これをいかして低速陽子の測定が可能である。NINJA 実験はこれまで

*1 現在 T2K 実験では Super FGD と呼ばれるより細分性の高い 3 次元読み出しの検出器製作が進行中であるが、位置分解能は $\mathcal{O}(\text{mm})$ に届く程度である [61]。

200 MeV/c の陽子の検出が可能であることを実証してきた。この詳細については節 2.1.5 で説明する。

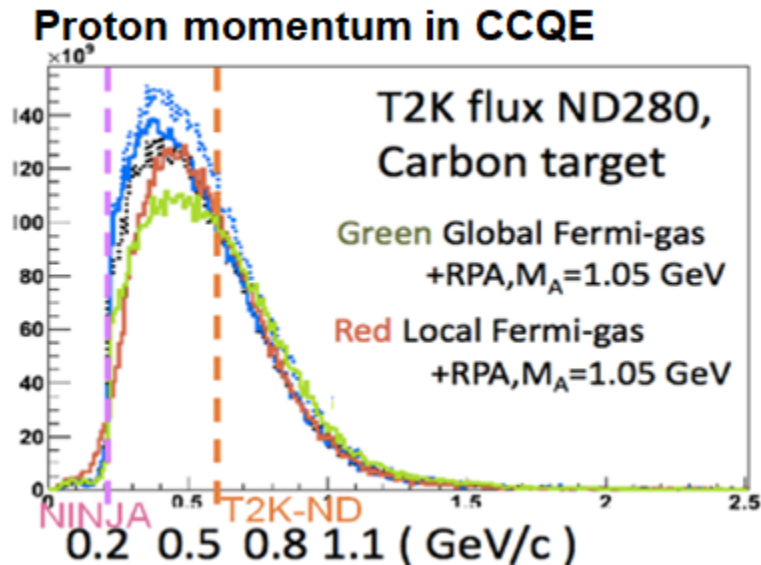


図 2.3: 低速陽子のモデルへの影響。現在の T2K 前置検出器では CCQE のモデルに対して影響が出るエネルギーの陽子 (~ 500 MeV/c) を検出できていない。

NINJA 実験では、ニュートリノ反応の低運動量閾値での放出粒子の測定を、水標的で行う。将来の長基線ニュートリノ振動実験のうち T2HK 実験や ESS ν SB 実験では水チェレンコフ検出器を後置検出器として用いている。これらと同じ標的物質を用いてニュートリノ反応の精密測定を行うことで、標的原子核の違いを考慮する必要のない測定データの取得が可能である。これは今後の全ての水標的ニュートリノ振動実験での重要な基礎データとなる。

NINJA 実験におけるもう一つの物理目標として、電子ニュートリノ反応断面積の測定が挙げられる。T2K 実験や NO ν A (NuMI Off-axis ν_e Appearance) 実験による CP 位相の測定では電子ニュートリノの出現を観測するため、そのエネルギー再構成やニュートリノ数の測定のために電子ニュートリノ反応の詳細な理解が必須である。また、2011 年の LSND 実験^[20] および 2021 年の MiniBooNE^[21] 実験において、200–1250 MeV のニュートリノエネルギー領域で 6.1σ の確度で電子ニュートリノ反応の超過が観測されており、標準的なニュートリノ振動からの乖離が見られている (図 2.4)。

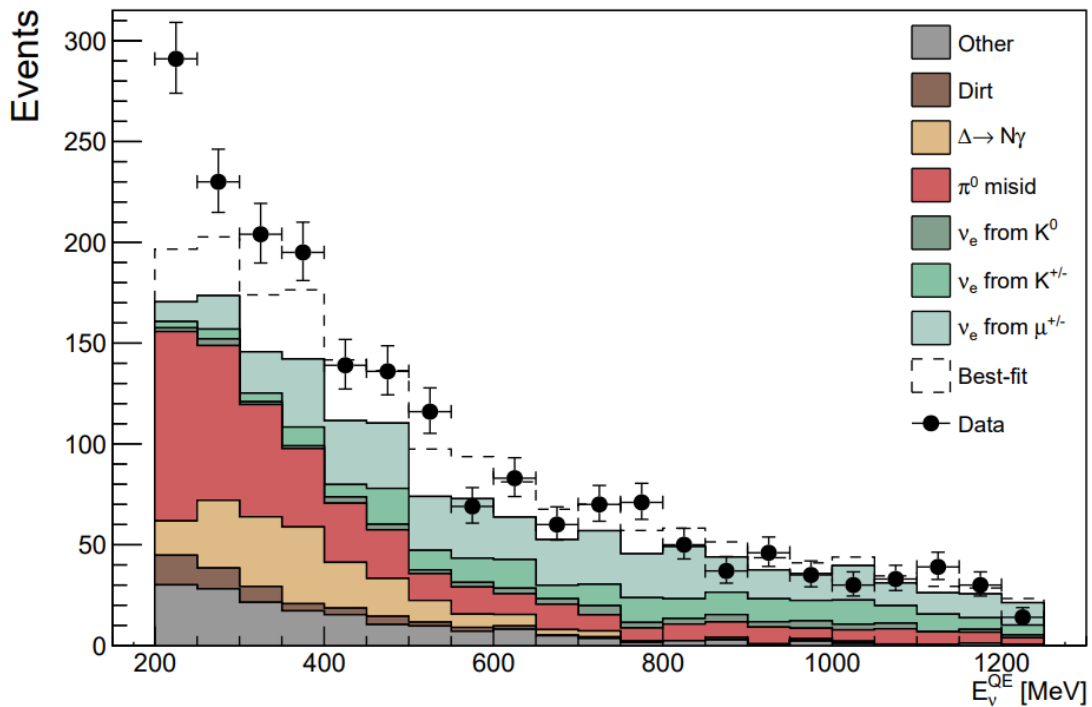


図 2.4: MiniBooNE 実験による電子ニュートリノの測定結果。Phys. Rev. D, 103(5):052002, (2021) から引用^[21]。十字点は測定値と統計誤差。破線は 2 世代ニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィット。

これはニュートリノの 3 つ目の質量差、ひいては短い基線長で振動を引き起こす 4 種類目のニュートリノ (ステライルニュートリノ) の存在を示唆する結果となっている。一方で 2021 年に MicroBooNE 実験が発表した結果によるとこのような超過は見られておらず^[22]、現状は混沌としている。また、このようなステライルニュートリノの振動パラメータのベストフィットは図 2.5 のように OPERA 実験によっても 90% の信頼度で排除されており^[23]、許されるパラメータ空間は限られている。

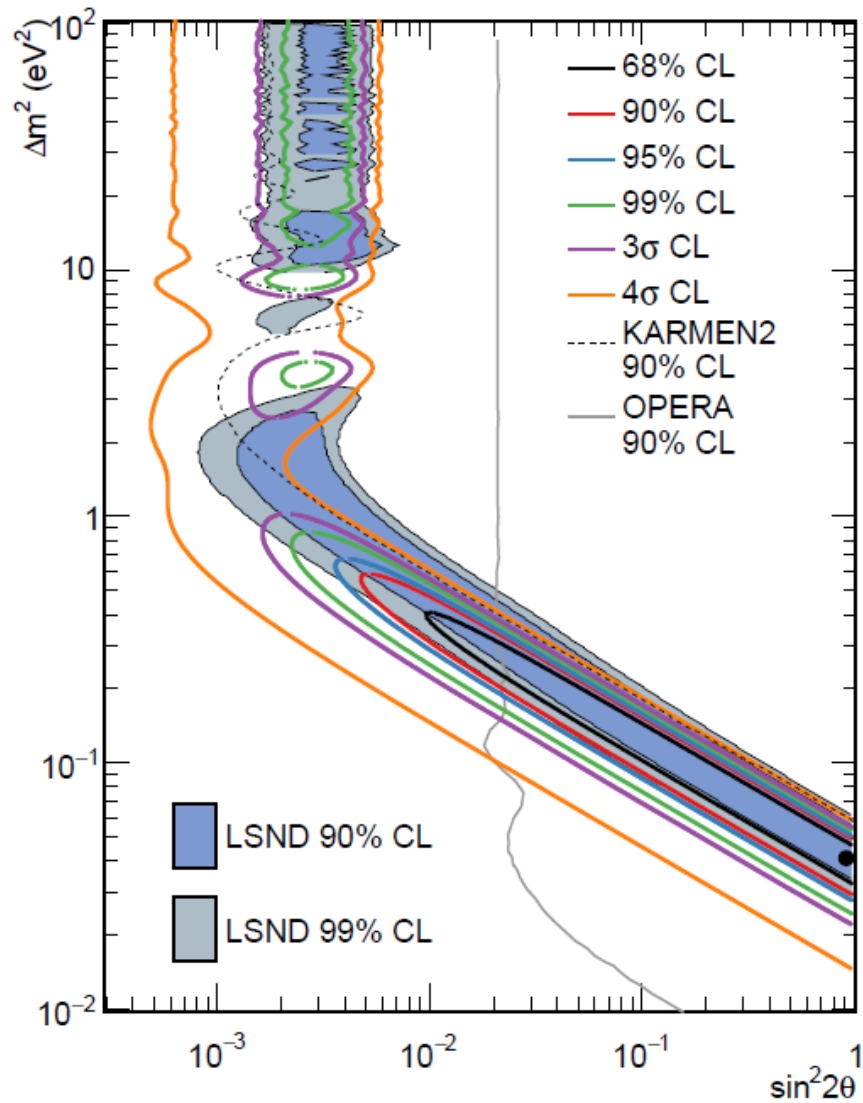


図 2.5: MiniBooNE 実験により求められた振動パラメータと LSND、KARMEN、OPERA 実験の結果。Phys. Rev. D, 103(5):052002, (2021) から引用 [21]。MiniBooNE 実験の結果のベストフィットは黒点。ベストフィットは OPERA 実験の 90% C.L. によって排除されている。

また、電子ニュートリノ反応の測定においては、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ が大きなバックグラウンドとなっているため、この事象において考慮されていない系統誤差が存在した場合、超過を生み出している可能性がある事にも留意しなければならない。また、電子ニュートリノ反応においても 2p2h 反応が存在した場合、陽子を識別しない測定では CCQE 反応と区別がつかないため、電子ニュートリノ反応断面積が予想される

反応断面積よりも大きくなる可能性がある。これも電子ニュートリノ反応の超過を引き起こす要因になる。これらの理由から、電子ニュートリノ反応における低速陽子の情報を含めた反応断面積測定実験を行い、その後低バックグラウンド実験による電子ニュートリノ超過の検証が必要である。NINJA 実験では、原子核乾板の高い位置分解能を生かし反応点近傍の詳細解析を行えるだけでなく、 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ と $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ の過程で発生する電子を反応点直下のフィルムを見ることにより、飛跡が 2 本か 1 本かの識別を行い、中性パイオンによるバックグラウンドを抑制した状態での測定が可能である。

本研究では 後述する NINJA 実験の初めての物理ランにおいて、大統計での正ニュートリノ-水反応の解析を行う。まず、NINJA 実験に対して重要な原子核乾板の飛跡読取角度アクセプタンスの拡大を行った。その後、低速陽子の検出や運動学的情報の測定を通じてニュートリノ反応の理解をすすめるための解析手法の確立を行った。また、本研究における系統的な ECC の解析手法の確立によって、今後のさらなる大統計での測定や電子ニュートリノ反応測定の道筋を示す。

2.1.2 原子核乾板

原子核乾板はゼラチン溶媒中に数百 nm の大きさの臭化銀結晶を分散した原子核乳剤をプラスチックなどの支持体に塗布したものである。臭化銀結晶一つ一つが荷電粒子に対する検出素子となるため、サブミクロンという非常に高い空間分解能を持つ三次元飛跡検出器である。荷電粒子が臭化銀結晶を通過する時、その荷電粒子の電離作用により臭化銀結晶中の電子は価電子帯から伝導体へ励起され自由電子となる。自由電子となった電子は、結晶表面の結晶欠陥に捕獲される。電子を捕獲した結晶欠陥は局所的に負の電荷を帯びるため結晶中の銀イオンを引き付ける。その後、結晶欠陥中の電子が引き付けた銀イオンを還元し、それが 3、4 個集まることで潜像核と呼ばれる金属銀を作る。原子核乾板を現像する際に、現像液の還元作用により潜像核を中心にして周囲の銀イオンが還元され金属銀の塊になることでシグナルが増幅され、顕微鏡により観察可能となる。この銀の塊の連なりが飛跡として認識される。図 2.6 に NINJA 実験で検出された乳剤中でのニュートリノ反応を載せる。飛跡が一点収束している場所が反応点であり、電離損失が大きい低速陽子は濃い飛跡として記録される。このように飛跡の濃さの違いより電離損失を測定することができ、電離損失は $dE/dx \propto 1/\beta^2$ であるため、質量を仮定した場合に飛跡の速度を測定することができることを意味する。

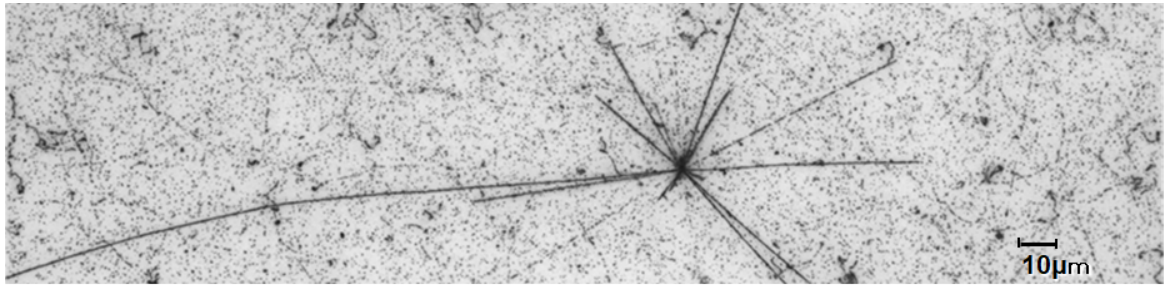


図 2.6: 乳剤中でのニュートリノ反応の様子。

原子核乾板検出器はその高い位置分解能から、短寿命で短い飛跡しか残さない粒子の検出に有効である。これまで原子核乾板により成された物理成果として、宇宙線観測からパイ中間子の崩壊事象を発見し [62]、2 中間子論を実証したことや 1971 年の丹生らによる X 粒子 (チャームクォークを含んだ粒子) の発見 [63]*2、2000 年の DONUT 実験によるタウニュートリノの初検出などがあげられる [6]。また 2010 年には OPERA 実験によって ν_τ 出現モードでのニュートリノ振動の初観測がなされた [11]。

2.1.3 ニュートリノビーム

NINJA 実験は J-PARC の T2K 実験の前置検出器が設置されている実験ホールで行われる。J-PARC は茨城県東海村にある大型陽子加速器施設であり、LINAC (LINear Accelerator), RCS (Rapid Cycling Synchrotron), MR (Main Ring) の三種類の加速器からなる。J-PARC においてニュートリノビームは次の手順で生成される。まず、LINAC において 400 MeV まで加速された水素化物イオンが陽子に変換され、RCS へ入る。その後 RCS において 3 GeV, MR において 30 GeV まで加速され 2.48 s ごとにスピルと呼ばれる単位でグラファイト標的に入射される。各スピルは $4.1 \mu\text{s}$ の時間幅を持ち、さらに 580 ns ごとに分かれた 8 つのバンチ構造を持つ。グラファイト標的に入射された陽子は標的中で反応し、 π を始めとしたハドロンを生成する。生成した π を 3 台の電磁ホーンで収束し、標的下流にある 94 m の decay volume で崩壊させる。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

電磁ホーンの電流の向きを変えることによって収束させる π の電荷を変え、ニュートリノおよび反ニュートリノのビームを選択的に取り出すことが可能である。本研究においては、正ニュートリノを取り出す FHC (Forward Horn Current) モードでのビームを使用した。

*2 1974 年の J/Ψ 粒子発見の 3 年前で小林-益川による 6 クォークモデルのヒントとなった。

図 2.7 の右はニュートリノ取り出し口の下流 280 m地点にある J-PARC ニュートリノ実験ホールである。

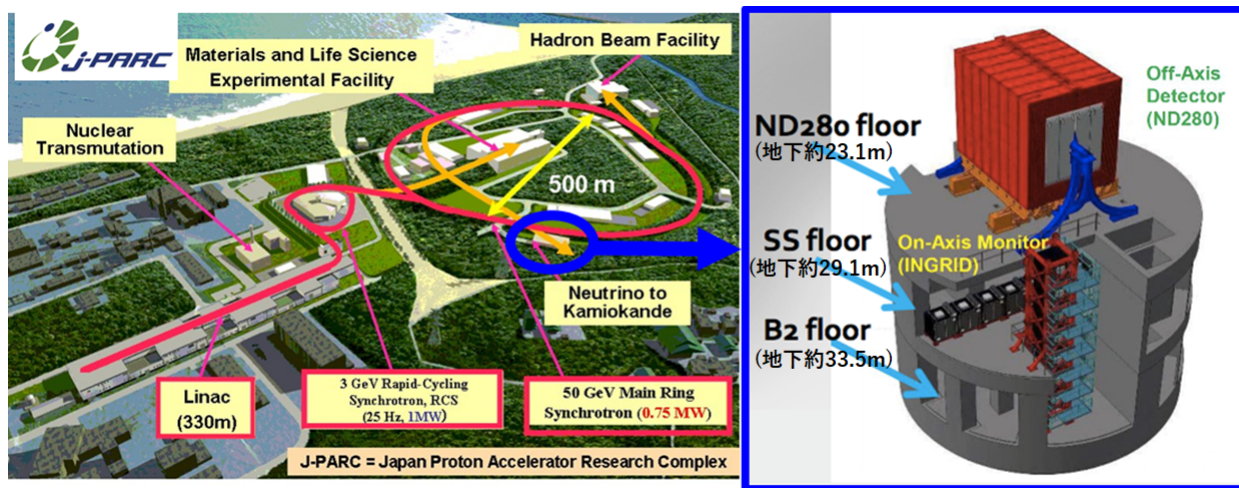


図 2.7: J-PARC 外観 (左) とニュートリノ実験ホール (右)

ニュートリノビームの中心は SS floor(Service Stage floor) を通り、on-axis と呼ばれる。ビーム中心からのずれ角度を off-axis 角と呼び、off-axis 角が大きくなるほどニュートリノエネルギーは下がっていき、狭いエネルギー分布のニュートリノビームが得られる (図 2.8)。

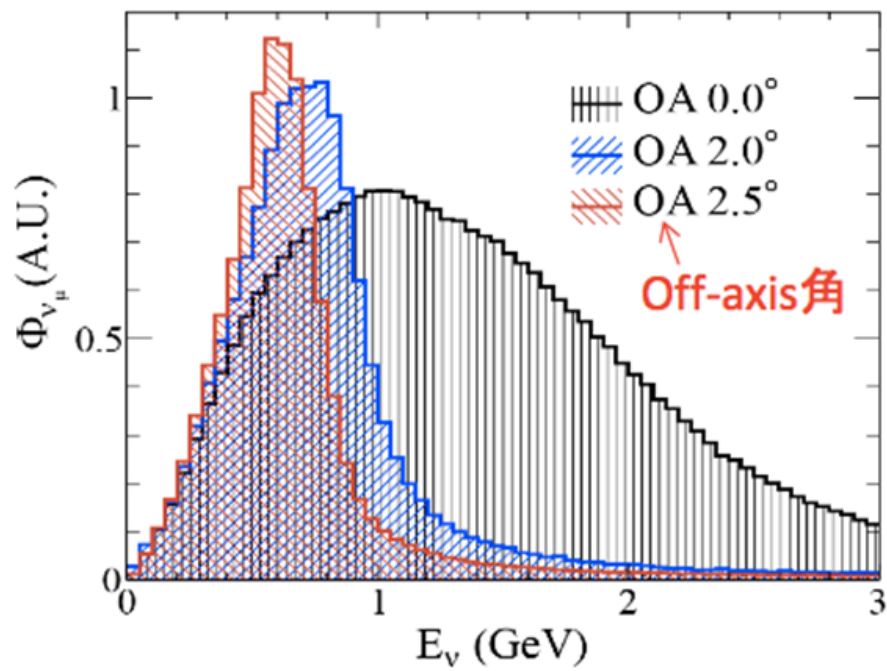


図 2.8: オフアキス角ごとのニュートリノビームのエネルギー。Phys. Rev. D, 87(1):012001,534 (2013)^[64] より引用。

NINJA 実験ではこれまでテスト実験として SS floor での実験を行ってきた。本研究の主題である物理ランが行われたのは T2K 実験の WAGASCI 検出器が設置されている B2 floor である。B2 floor は off-axis 角が 1.5° に対応し、ニュートリノフラックスは図 2.9 のようになっている。

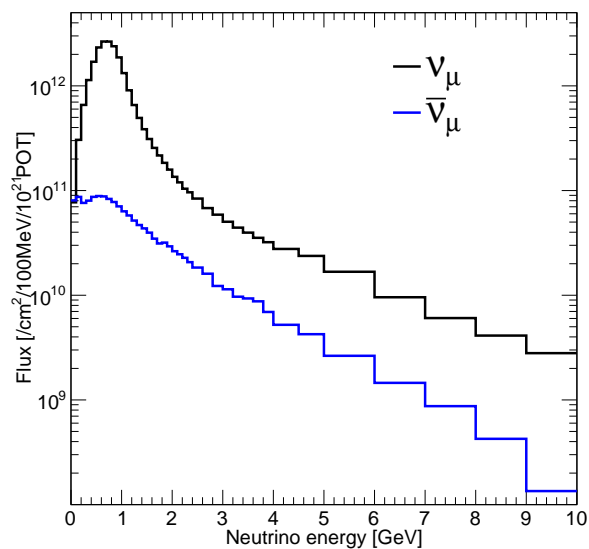


図 2.9: NINJA physics Run-a 検出器サイトにおけるニュートリノフラックス。

2.1.4 検出器コンセプト

NINJA 実験における検出器は図 2.10 のように主に 3 種類から構成される。

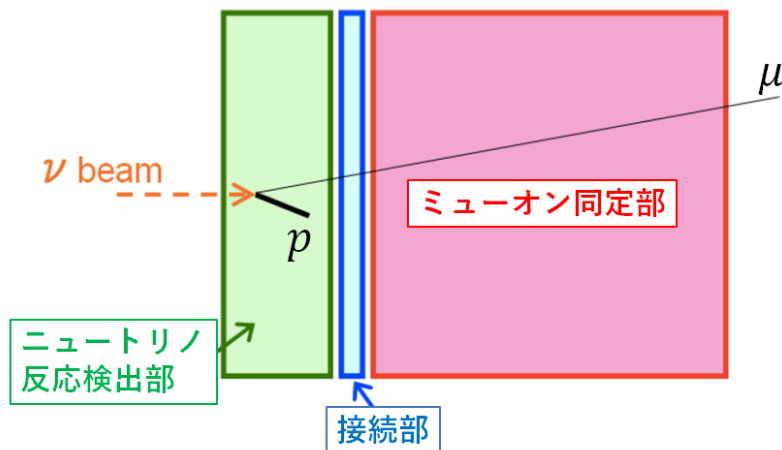


図 2.10: NINJA 検出器コンセプト

- ニュートリノ反応検出部

ニュートリノ反応の検出、及び反応点近傍の詳細解析を目的とした部分である。この部分は原子核乾板フィルムで構成される。全厚 $300\ \mu\text{m}$ 程度の原子核乾板フィルムと標的物質の薄板を積層させることにより細かいセグメンテーション^{*3}、高サンプリングレートでの飛跡検出が特徴であり、ニュートリノ反応により放出される低エネルギーハドロン³の検出が可能である。また後述するように運動量、エネルギー、電離損失とそれ自身で多くの物理量の測定が可能であり、粒子識別 (陽子/ π , μ) や角度、運動量の 2 階微分断面積が求められるなど、高精度でのニュートリノ反応測定が可能である。

- ミューオン同定部

荷電カレントニュートリノ反応同定において、反応により生成される荷電レプトンの検出は必要不可欠である。しかし、パイオン (π : 約 $140\ \text{MeV}/c^2$) とミューオン (μ : 約 $106\ \text{MeV}/c^2$) は質量に差が少ないため、ニュートリノ反応検出部で運動量・電離損失を測定することによる粒子識別法では分離することができない。パイオンとミューオンの分離を行うために、ニュートリノ反応検出部後方 (ビーム下流) に物質量の多い検出器を設置する。パイオンは強い相互作用をするが、ミューオンはしない。そのため、パイオンは物質中で反応を起こす可能性が高く、十分な物質量があると貫通することができない。ミューオンは電離損失によりエネルギーを落とすのみで素通りする。この性質を用いて π/μ の分離を行う。また、この検出器は飛跡長を測定することによるエネルギー測定³の役割も兼ねている。NINJA では過去に T2K 実験の前置検出器である INGRID (Interactive Neutrino GRID) を用いており、本研究においては同じく T2K 実験の前置検出器である Baby MIND (prototype Magnetized Iron Neutrino Detector) を用いている。

- 接続部

ニュートリノ反応検出部分は時間分解能がないが位置・角度精度の良い原子核乾板検出器が用いられており、ミューオン同定部分には時間分解能は良いが位置・角度分解能は悪い (数 cm) シンチレーター検出器が用いられるため、互いの飛跡をつなぐために、時間分解能があり、位置分解能も高い検出器を置く必要がある。接続のコンセプトとしては、時間情報と大まかな位置情報を用いてミューオン同定部との飛跡の 1 対 1 対応をつける。ニュートリノ反応検出部分とは、接続部のもつ位置情報とミューオン同定部からの角度情報を用いて、飛跡の対応をつける。そのため、位置分解能の高い接続部検出器を用いることがバックグラウンドの少ない接続のために重要である。

2.1.5 NINJA の過去の実験と物理ラン

NINJA 実験はこれまで複数の Run を行っている。表 2.1 にその状況を示す。

Run1-3 は NINJA 実験で最初の J-PARC での環境試験であり、Run 4 において初めてニュートリノ

^{*3} NINJA では過去に $500\ \mu\text{m}$ 、 $250\ \mu\text{m}$ の鉄板や、 $2\ \text{mm}$ の水、 $2\ \text{mm}$ のアクリルなどが使われている。

表 2.1: NINJA 実験の経過。

実験名 (Run 番号)	期間	ビームモード	標的物質 (質量)
Run 1-3	11/2/14- 12/22/14	$\bar{\nu}$	Fe (2.0 kg)
Run 4	2/25/15- 4/1/15	$\bar{\nu}$	Fe (2.0 kg)
Run 5	5/8/15- 6/3/15	$\bar{\nu}$	H ₂ O (1.0 kg)
Run 6	1/31/16- 5/27/16	$\nu/\bar{\nu}$	Fe (60 kg)
Run 7	1/31/17- 4/12/17	ν	H ₂ O (1.3 kg)
Run 8a	10/14/17- 12/22/17	$\bar{\nu}$	H ₂ O (3.0 kg)
Run 8b	3/9/18- 5/31/18	$\bar{\nu}$	H ₂ O (3.0 kg)
Physics Run a (PRa)	11/6/19- 2/12/20	ν	H ₂ O (75 kg)/Fe (150 kg)
Run 9	2/26/21- 3/26/21	ν	D ₂ O (9 kg)
Physics Run b (PRb)	準備中	ν	未定

反応を検出した^[65]。また、Run 5 は NINJA 実験で最初の水標的 ECC の試験である。Run6,Run8 ではニュートリノ反応測定を行い、その結果を公表している^[66, 67, 68]。NINJA 実験の特長は原子核乾板検出器を用いることでニュートリノ検出器として大型化と高い空間分解能を両立させている点にある。また、原子核乾板と薄い標的物質を交互に積層した ECC という構造を用いることにより、多様な標的物質を選べることも特徴の一つである。Run6 では 60 kg 鉄標的を用いた $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ の照射を行っており、数百イベントでのニュートリノ反応測定と、陽子の運動量閾値： $p_p > 200\text{MeV}/c$ という低運動量閾値を両立できることを実証した。図 2.11 は検出された ν_μ 反応から放出された陽子の分布である。

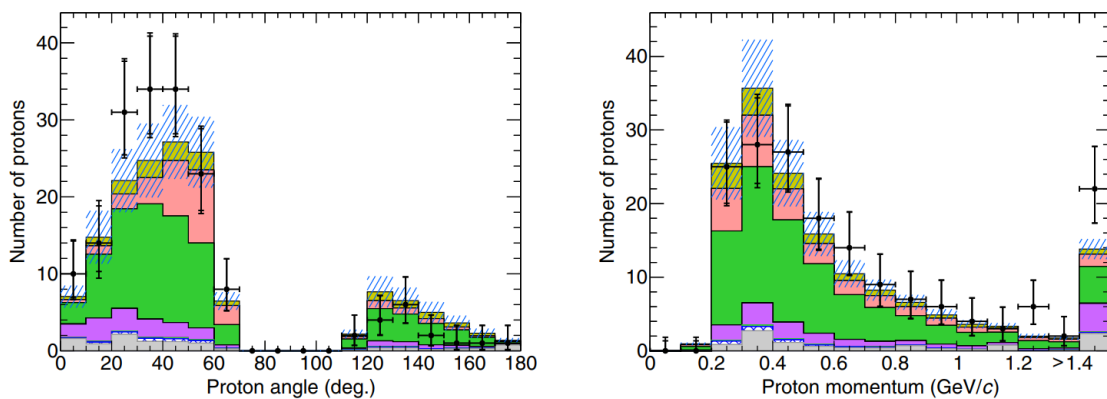


図 2.11: NINJA Run6 で検出した陽子の角度分布 (左) と運動量分布 (右)^[68]。
200MeV/c という低いエネルギー閾値での陽子検出ができていることがわかる。

また、Run 8a, b では SK 検出器と同じ標的物質である水標的での実験を行った。標的質量は 3 kg と少ないが、T2K 実験や HK 実験など現在・将来行われる水チェレンコフ検出器を用いたニュートリノ振動実験において、直接比較可能なデータを得られる点で有意義である。図 2.12 は Run 8a,b において検出された反応由来の陽子の分布である。この実験では標的質量が 3 kg と少なく $\bar{\nu}$ を取り出す RHC(Reversed Horn Current) モードでの照射だったため検出された陽子数は少ないが、 $p_p > 200 \text{ MeV}/c$ での陽子の検出が成された。

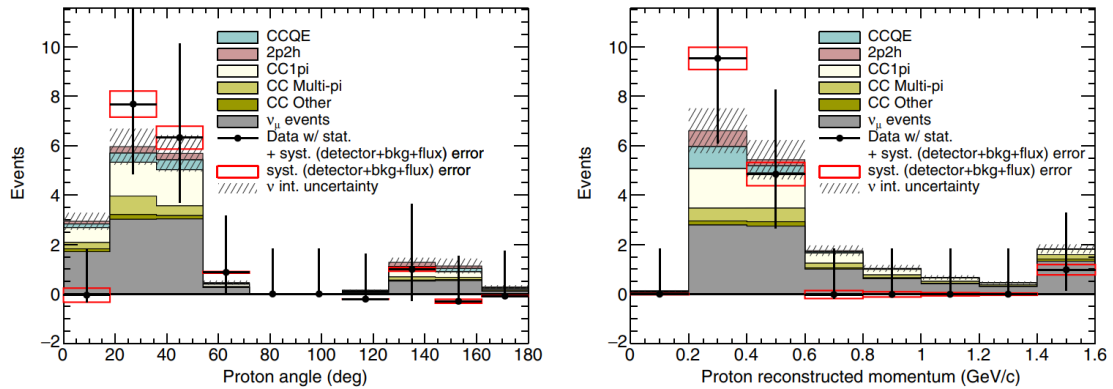


図 2.12: NINJA Run8 で検出した陽子の角度分布 (左) と運動量分布 (右)^[66]。
200MeV/c という低いエネルギー閾値での陽子検出ができていることがわかる。

これらの先行実験によって、

- 低速陽子 ($p_p > 200 \text{ MeV}/c$) の検出
- 検出器の大型化
- 水標的検出器

の 3 つの要素が実現可能であることが確認できた。

本研究の主題である Physics Run a (J-PARC E71a 実験、以下 NINJA PRa または物理ランと表記) ではニュートリノと水との反応断面積の大統計での測定を行う。T2K 実験や現在建設が進む Hyper-Kamiokande 実験と同じ水標的における反応を原子核乾板を用いて世界最高精度で測定することにより、これらの実験におけるニュートリノ反応モデルの不定性による系統誤差の削減に貢献する。

2.2 NINJA 実験物理ラン

2.2.1 概要

先述の通り NINJA 実験物理ランはニュートリノと水との反応の精密測定を目的とした実験である。長基線加速器ニュートリノ振動実験の後置検出器では、大標的質量を実現でき μ/e の識別が可能な水チェレンコフ検出器が良く用いられる。現行の T2K 実験、現在建設が進む Hyper-Kamiokande 実験や将来計画である ESS ν SB (European Spallation Source neutrino Super Beam) 実験の後置検出器として水チェレンコフ検出器が用いられている、もしくはその予定である。NINJA 実験物理ランでは、sub-GeV から multi-GeV のニュートリノエネルギー領域において、ニュートリノと水との反応から放出される荷電粒子を低運動量閾値 (陽子の運動量 $p_p > 200 \text{ MeV}/c$) かつ広い角度アクセプタンス ($|\tan \theta_{x(y)}| < 4.0$) で測定する。この結果は正確なニュートリノ原子核反応モデルの構築に必要不可欠であり、水標的でのすべての長基線ニュートリノ振動実験に対して、ニュートリノ反応由来の系統誤差の正確な見積もり及び削減に貢献することが期待される。

2.2.2 ニュートリノ振動実験への寄与

現在行われている長基線ニュートリノ振動実験である T2K 実験での 2p2h 反応由来の系統誤差を図 2.13 に示す。

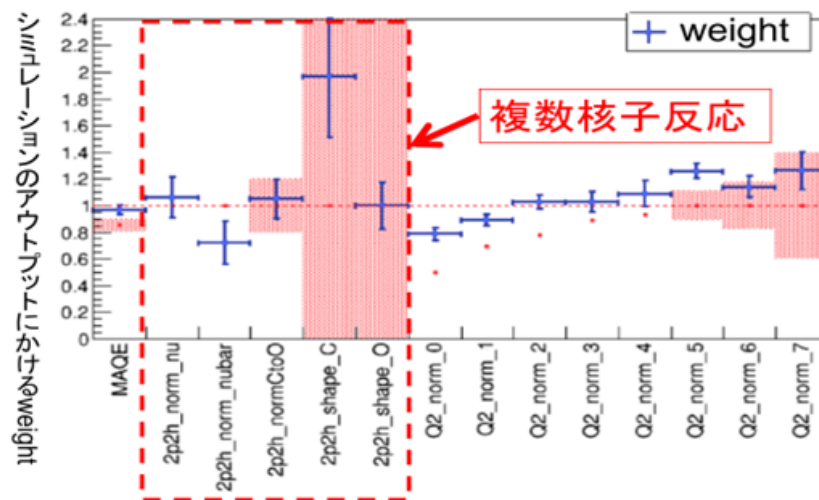


図 2.13: T2K 実験における 2p2h 反応由来の系統誤差。赤破線内の 2p2h_norm_nu, 2p2h_norm_nubar, 2p2h_norm_CtoO, 2p2h_shape_C, 2p2h_shape_O が 2p2h 反応由来の系統誤差となる [69]。

T2K 実験のニュートリノ振動解析フレームワークは、低速ハドロンの測定結果を反映することを想定していないため、NINJA 実験の結果を反映させるには新たな枠組みの構築が必要となる。その方法は大きく 2 種類あり、1 つ目が NINJA 実験の測定結果をもとにニュートリノ反応モデルを修正し、それを長基線ニュートリノ振動解析のフレームワークで使用方法であり、2 つ目が、直接 NINJA 実験の測定データを振動解析のフレームワークに入れる方法である (図 2.14)。

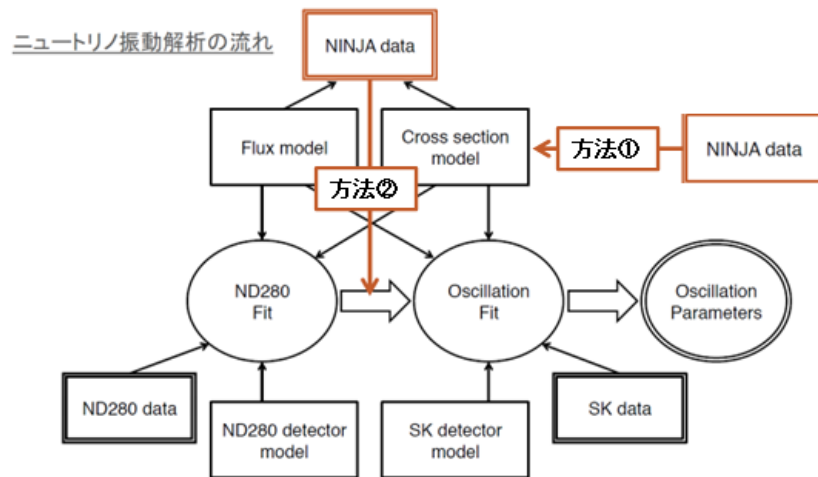


図 2.14: T2K 実験に NINJA のデータを活用する方法 [70]。

どちらの方法においても、新たなフレームワークの開発が必要であり、現在陽子のデータをインプットできるようなフレームワークが開発されている。NINJA 実験によるハドロンの情報も含めたニュートリノ反応測定データとそれを効果的に反映するための長基線ニュートリノ振動解析フレームワークにより、2p2h 反応由来の系統誤差が削減されることで、将来計画である T2HK 実験によってより高精度な振動測定が可能となる。図 2.15 は現在と同じ系統誤差の場合、2p2h 反応由来の系統誤差が削減された場合、統計誤差のみの場合での δ_{CP} に対する感度を表している。 $\delta_{CP} = -90^\circ$ であった場合、2p2h 反応由来の系統誤差が削減されることで $\delta_{CP} \neq 0$ が 5σ の確度に到達するまでに必要な観測年数は 5 年から 3 年になる。今後大型の後置検出器を用いた大統計の長基線ニュートリノ振動実験が行われ統計誤差が削減されていくにつれ、統計誤差がニュートリノ振動の測定精度を決定する主要因となるため、系統誤差の削減は重要な課題である。そして、NINJA 実験 物理ランの測定により、2p2h 反応の存在検証及び反応モデルへの制限や CCQE 反応における原子核モデルの制限が可能となり、系統誤差の削減が見込まれる。

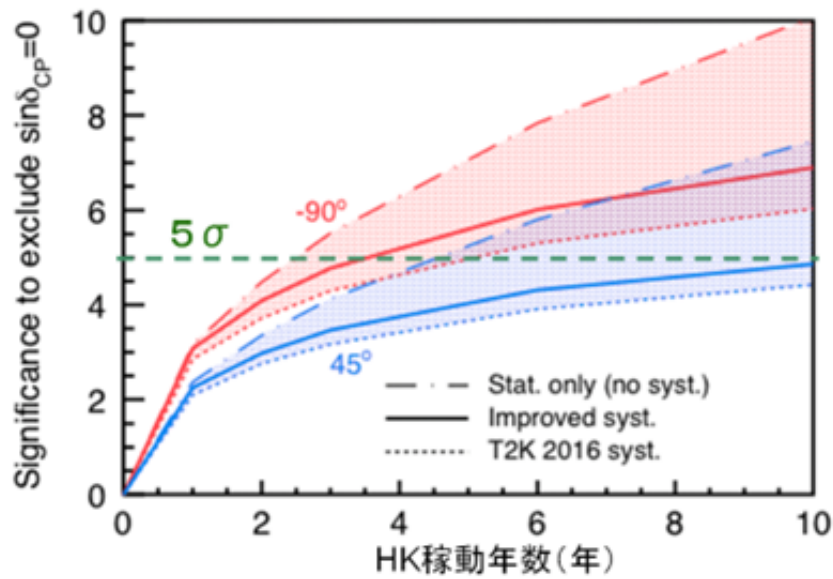


図 2.15: T2HK 実験での系統誤差と δ_{CP} の感度 [71]。赤線が $\delta_{CP} = -90^\circ$ 、青線が $\delta_{CP} = 45^\circ$ を表す。破線が現在の系統誤差の場合であり実践が 2p2h 反応由来の系統誤差が削減された場合、鎖線は系統誤差が無く統計誤差のみの場合の感度を表している。

2.2.3 検出器

2.1.4 節 で述べたとおり、NINJA 実験において検出器は大きく分けて 3 つの種類からなる。NINJA 実験物理ランにはニュートリノ反応検出部として水標的の ECC (Emulsion Cloud Chamber)、ミュオン同定部として T2K 実験の前置検出器の一つである Baby MIND を用い、接続部には新たに開発したエマルジョンシフターとシンチレーショントラッカーの 2 種類の検出器を組み合わせ用いている。図 2.16 は NINJA PRa における J-PARC ニュートリノ実験施設での実験セットアップである。本実験においては、T2K 実験の WAGASCI 検出器群に囲まれた区画に NINJA 実験の検出器が設置されており、下流の Baby MIND を NINJA 実験においても使用している。

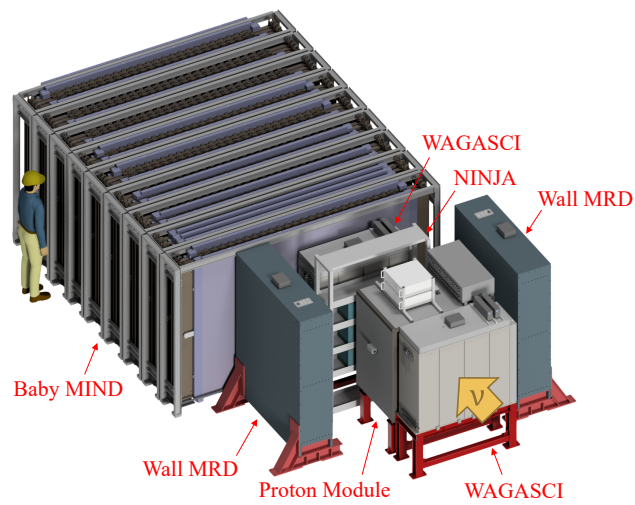


図 2.16: J-PARC ニュートリノ実験施設 B2 floor に設置された NINJA 検出器。T2K 実験 WAGASCI 検出器に囲まれた区画に NINJA 実験の検出器が設置されている。

図 2.17 は BabyMIND を除く NINJA 検出器群である。ECC はラックに設置され、縦に 3 段、横に 3 個並べてあり計 9 個となっている。これがニュートリノの反応標的兼反応点近傍の詳細解析用の検出器である。ラックにはエマルジョンシフターとシンチレーショントラッカーも固定されている。この 2 つの検出器の情報を組み合わせて ECC の飛跡と BabyMIND の飛跡を対応させる。

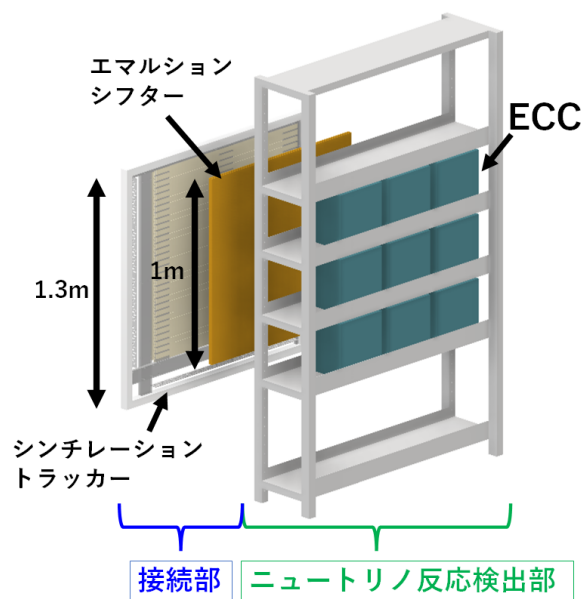


図 2.17: NINJA 実験検出器の外観。Baby MIND を除く検出器はラックに設置されており、9 つの ECC の下流にエマルジョンシフター、シンチレーショントラッカーがそれぞれ設置されている。

2.2.3.1 Emulsion Cloud Chamber (ECC)

ECC (Emulsion Cloud Chamber) は原子核乾板フィルムと他の物質を交互に積層した構造の検出器である。様々な物質を積層させることができるため、ニュートリノ標的原子核の選択自由度が高い検出器である。NINJA 実験物理ランではニュートリノと水との反応を精密測定することを目的としているため、水標的の ECC を製作し設置した。図 2.18 は水標的 ECC の構造を示している。

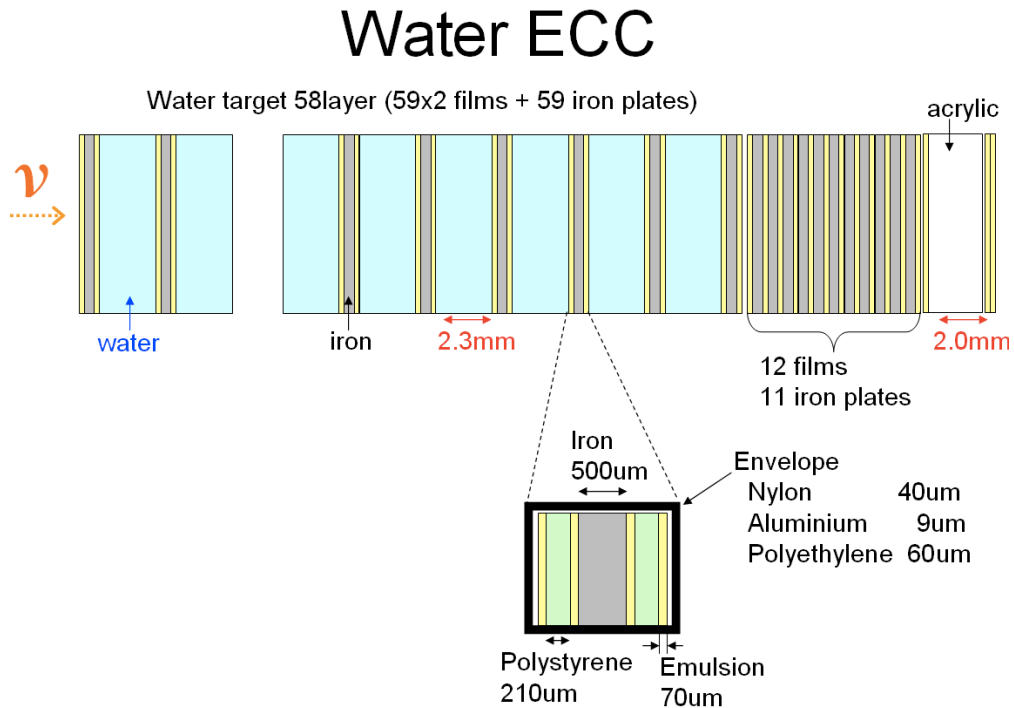


図 2.18: NINJA 実験物理ランで用いた水標的 ECC の構造。

本実験で用いた水標的 ECC は、約 $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ のデシケーターの内部に検出器が構成されている。デシケーター内部には水が張られており、その中に真空パックされた原子核乾板と鉄板、アクリル板からなる各種構成要素が入っている。

原子核乾板は直接水と触れさせることができないことに加え、水の中で構造を固定する必要があるため、 $500\text{ }\mu\text{m}$ 厚の鉄板を 2 枚の $350\text{ }\mu\text{m}$ 厚の原子核乾板フィルムではさみ、アクリル枠とともに真空パック*4したものを水と積層させている。これを tracking unit と呼ぶ。1 枚のフィルムおよび鉄板の面積は $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ である。鉄板は水の中で形状を保つための支持体としての役割、また飛程や多重電磁散乱を用いた運動量測定に用いる役割を持つ。tracking unit と厚み 2 mm の「口」の字型のアクリル枠を積層させ、口の字の中央部分を水で満たすことで水と原子核乾板の積層構造を実現している。図 2.19 にニュートリノビーム方向から見た tracking unit とその上に重ねたアクリル枠の様子を示す。

*4 パック材の厚みは約 $110\text{ }\mu\text{m}$ 。

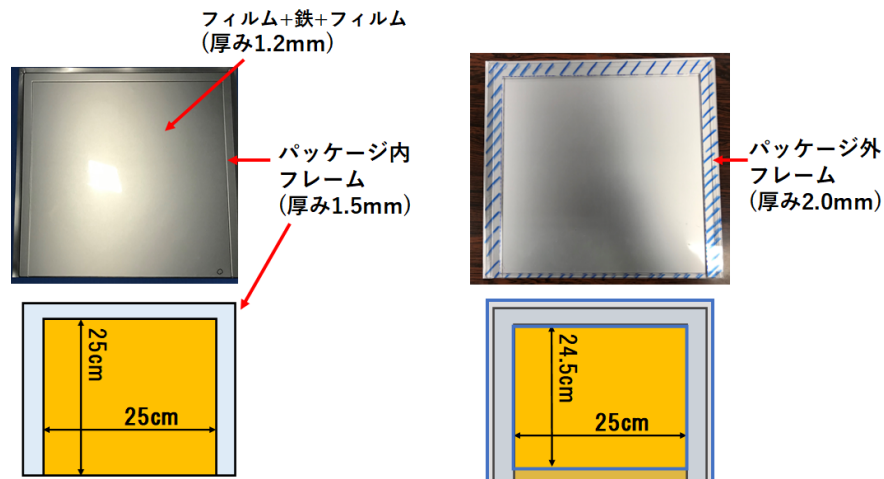


図 2.19: ニュートリノビーム方向から見た tracking unit とアクリル枠の様子。パッキングの中は鉄板をフィルム 2 枚で挟んだものと「コ」の字のアクリル枠になっている。右図は tracking unit に「ロ」の字型のアクリル枠 (青線部) を重ねた様子である。ECC として組み立てた際にはロの字の内側が水で満たされる。

tracking unit の中に、「コ」の字型のアクリル枠も入れてパッキングしている。これは ECC 内でパッキング内 (コの字) のアクリル枠とパッキング外 (ロの字) アクリル枠によってビーム軸方向の tracking unit 間の距離を固定する為であり、これによりフィルムに直接圧力を掛けずに位置を決めることができる。また、ニュートリノビームの垂直方向に対して、フィルムのある領域ほぼ全面に水が満たされることになるため、tracking unit にアクリル枠を入れず直接フィルムとパック外のアクリル枠により構造を決めるよりも標的質量が増える。フィルムと同時に真空パックされる鉄板についても、素材の選定をしている。Run8 までは SUS304 のステンレス板を用いていたが、照射中にステンレス板の一部が腐食され (図 2.20)、接触している原子核乾板の一部が黒化する現象が問題となっていた。

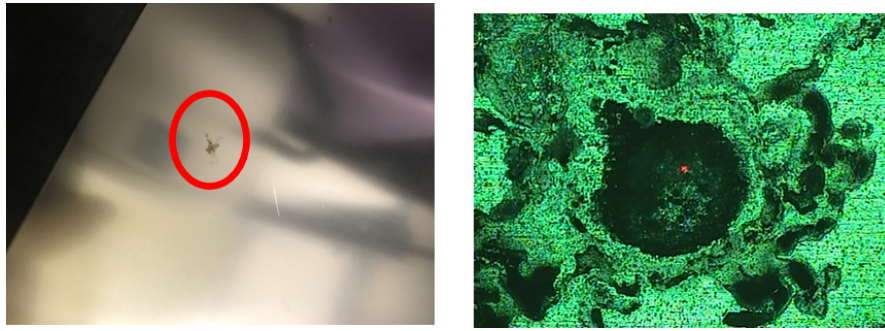


図 2.20: 実験時、長期間原子核乾板と接触させたまま真空パックしたことにより腐食した SUS304 板。右図は顕微鏡による拡大写真。腐食により表面に微小な孔が空いていることがわかる。

これを解決するために、鉄板の素材を腐食に強い SUS316L に変更した。これは DONUT 実験に用いられていた素材であり、乳剤製造装置の腐食しやすい部分にも用いられている素材である。この変更により、NINJA PRa では鉄板の腐食、原子核乾板の黒化は発生しなかった

ECC の上流には主検出器部分である水標的 ECC が設置されており、59 層の tracking unit と 58 層の水標的からなる。全部で 58 層の水標的が存在するため、1 つの ECC の標的質量は $(25 \text{ cm} \times 24.5 \text{ cm} \times 2.3 \text{ mm}) \times 58 \text{ layers} \times 1 \text{ g/cm}^3 \sim 8.2 \text{ kg}$ となる。物理ランでは 9 つの ECC を用いたため、fiducial cut を行う前の標的質量は約 74 kg である。

水標的 ECC の下流には鉄標的 ECC が設置されている。鉄標的 ECC は 12 枚の原子核乾板フィルムと 11 枚の鉄板で構成されており、それぞれの大きさは水標的 ECC のものと同じである。原子核乾板フィルムと鉄板が交互にビーム軸方向に積層した構造をしており、主に水標的 ECC 下流の水標的の反応由来の荷電粒子の運動量測定を多重電磁散乱を用いて行う際に使用可能な鉄板の枚数を確保するために用いられる。鉄標的 ECC とともに ISS (Inside Special Sheet) とよばれる 2 mm 厚の亚克力板の両面に原子核乾板フィルムを 2 枚ずつ貼ったシートが真空パックされている。SS (Special Sheet) は 2 mm 亚克力板の両面に原子核乾板フィルムを貼り、亚克力板上に仮想的な飛跡を構成することで高い角度分解能を提供し、デシケータの内外での飛跡を接続する際に用いられる。

図 2.21, 図 2.22 に物理ランに用いた ECC の写真を載せる。ECC 組み立て時には図 2.21 のように ECC のデシケータ容器の下に水受けを用意し、デシケータ内部を水で満たした状態で tracking unit と口の字型亚克力棒を交互に入れていく。水は煮沸脱泡されたイオン交換水を用いており、組み立て時に目視確認で泡が亚克力棒やパック材表面に付着しないようにする。また、泡の確認は ECC 解体時にも行っており解体時にも泡が発生していることはなかった。このため泡による標的質量の変化は無視できるほど小さいと考えられる。

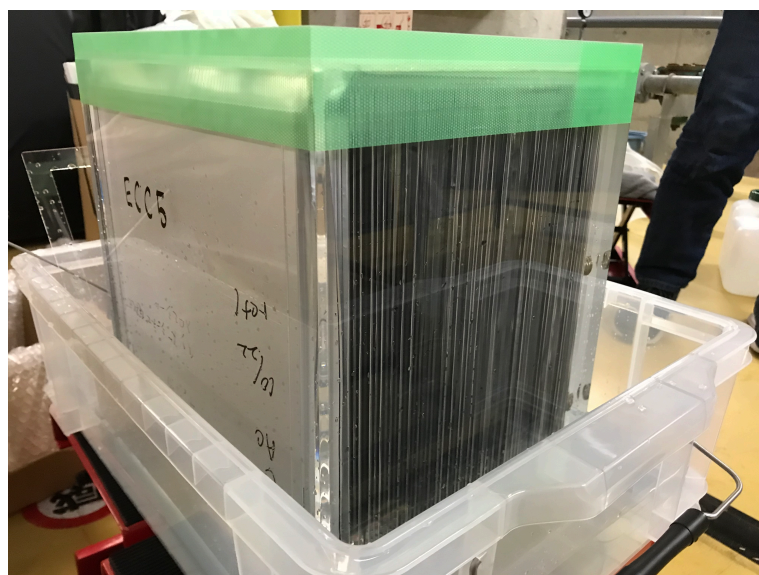


図 2.21: NINJA 実験物理ランに用いた ECC。

図 2.22 は ECC を真横から撮影した写真である。写真を拡大した画像から 10cm の間に 27 層の標的水層と 28 層の tracking unit という非常に細かい検出セグメントと標的物質との積層構造を実現していることがわかる。

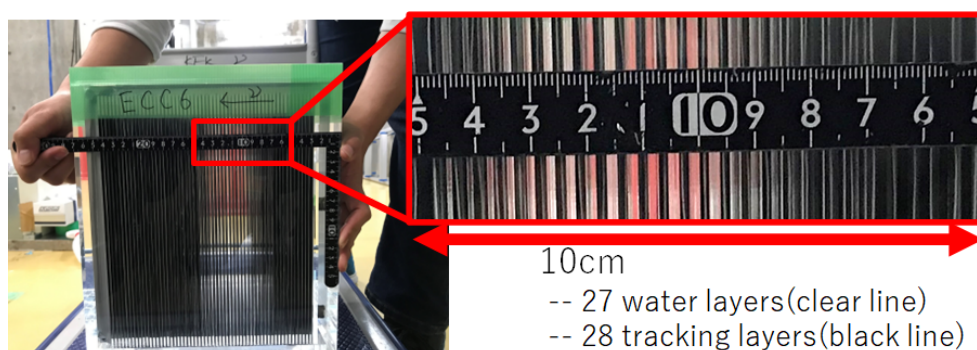


図 2.22: ECC を真横から撮影した画像。右側拡大図は 10cm の長さであり、透明なのが水標的層、黒い部分が tracking unit である。

物理ランで用いられた 9 つの ECC はビーム下流側から見て上段左から右に ECC1, ECC2, ECC3、中段左から右に ECC4, ECC5, ECC6、下段左から右に ECC7, ECC8, ECC9 と呼ぶ (図 2.23)。

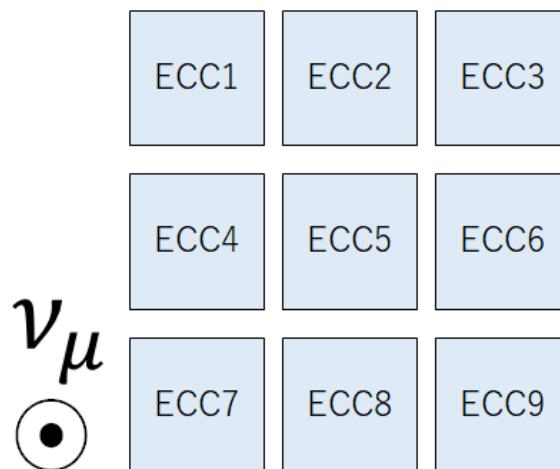


図 2.23: NINJA 実験物理ランでの ECC の配置と、各 ECC の番号。

ECC が持つ特性としては

- ビーム方向に数百 μm – 数 mm という細かいセグメントを持つ検出器である。
- リアルタイムでの読み出しを必要としないのでデッドタイムが存在しない。
- 単一ユニットでの性能が保証できれば、それを並べることで大型化が容易である。
- さまざまな原子核を標的にできる。
- 4π 方向に感度を持つ 3 次元検出器である*5。
- 積層させた物質中での多重電磁散乱により運動量の測定が可能である。

等があげられる。

NINJA 実験物理ランにおいて ECC を用いて測定される物理量についてその概要を以下にそれぞれ記す。

- 運動量測定^[72]

原子核乾板フィルムは非常に高い位置・角度分解能を持っており、間に積層させた物質との多重電磁散乱を測定することで統計的解析から運動量の測定ができる。散乱角の分布は 0 を中心としたガウシアンで近似することができ、その幅から運動量を求めることができる [73, 74, 75, 76]。散乱角の

*5 飛跡読取によって読み取られる飛跡の角度範囲が制限される。

分布の幅 θ_0 は

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}/c}{p\beta} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) \quad (2.3)$$

と表すことができる。ここで、 z は荷電粒子の電荷、 $\frac{x}{X_0}$ は放射長 (radiation length) で換算した散乱媒体の厚みであり、 p が荷電粒子の運動量、 β が速さをそれぞれ表している。厚さ x の物質を通過する前と通過後との角度ずれを θ_{plane} で表すとき、複数回測定したときの分布の幅が $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \theta_0$ となる。ここで実際に測定されるのはその多重電磁散乱による角度ずれの幅と測定精度とを組み合わせた値 $\theta_{\text{observation}}^{\text{rms}}$ である。

$$\theta_{\text{observation}}^{\text{rms}} = \sqrt{(\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}})^2 + (\sigma_\theta)^2} \quad (2.4)$$

ここで、 σ_θ が角度の測定精度である。物理ランで用いた解析手法においては ECC 中におけるエネルギー損失の影響を考慮に入れ、観測された散乱角の Likelihood 関数を評価し、それを最大化することで $p\beta$ を再構成する。散乱物質の長さ (散乱量)、サンプリングレート (RMS の統計誤差)、角度精度が運動量測定において測定精度・上限を決定する。

- エネルギー測定

荷電粒子の飛跡が ECC 中でエネルギーを失って停止した場合、粒子を仮定することで止まるまでに通過した物質質量から入射時のエネルギーを見積もることができる。この測定法は低エネルギーの粒子に対して有効である。図 2.24 に粒子ごとの鉄中での飛程と運動量の関係を示す。

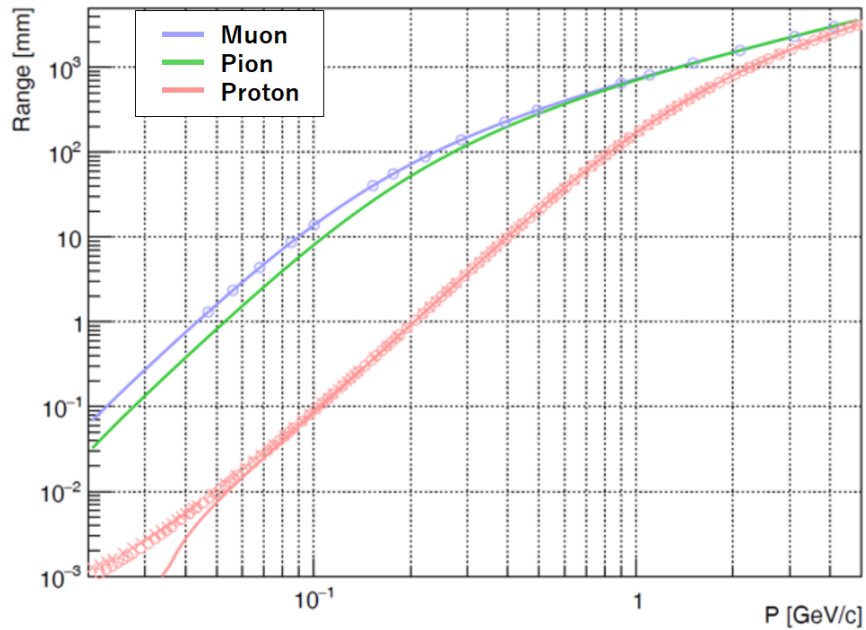


図 2.24: 鉄中での飛程と運動量の関係。

- 電離損失測定

荷電粒子は物質中で主に式 (2.5) で表される Bethe-Bloch の式にしたがってエネルギーを落とす。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.5)$$

ここで、 m_e は電子質量、 r_e は電子の古典半径、 N_A はアボガドロ数、 ρ は物質密度、 Z は原子番号、 A は原子質量数、 z は荷電粒子の電荷、 T_{\max} は電子との衝突の最大エネルギー、 I は平均電離エネルギー、 C は Shell correction、 δ は密度効果の補正項である。荷電粒子の電荷が等しい場合、電離損失の大きさは速度 (β) の関数となるため電離損失の測定により速度を測ることができる。原子核乾板中では、電離損失の大きい粒子は現像される銀粒子が密になり、飛跡が濃く見える。この違いは、自動認識された飛跡ではその飛跡を構成するピクセル数 (Volume Pulse Height:VPH) として見ることができる。そのため、VPH により荷電粒子の電離損失を測定することができる。

2.2.3.2 エマルションシフター

エマルションシフターは原子核乾板の飛跡に時間情報をつけるための機構を持たせた検出器であり、原子核乾板を用いた気球実験 [77, 78, 79, 80] などで使用され、GRAINE (Gamma-Ray Astro-Imager with Nuclear Emulsion) 実験でも用いられている [81, 82]。NINJA 実験においては Run 4^[83] および Run 6^[67]

において飛跡接続用検出器として用いられてきた。シフターはある時間間隔で相対的に位置が変化する複数の原子核乾板フィルムで構成される。飛跡接続の際に、原子核乾板間の位置関係を固定して飛跡を接続することで、そのタイミングで入射した飛跡のみが見つがるため、それにより飛跡に対して時間情報を付与することができる。

物理ランにおいては ECC がビーム軸に対して 3×3 に並べられているため、およそ $1\text{m} \times 1\text{m}$ を覆う新たなシフターが開発された。シフターは鉛直方向に 3 段の同一な構造から構成されており、それぞれが $102\text{cm} \times 34\text{cm}$ の大きさの原子核乾板フィルムを用いている。図 2.25 は PRa に用いたシフター用の原子核乾板フィルムの写真であり、図 2.26 はハニカム板に張り付けた後のシフターの写真である。

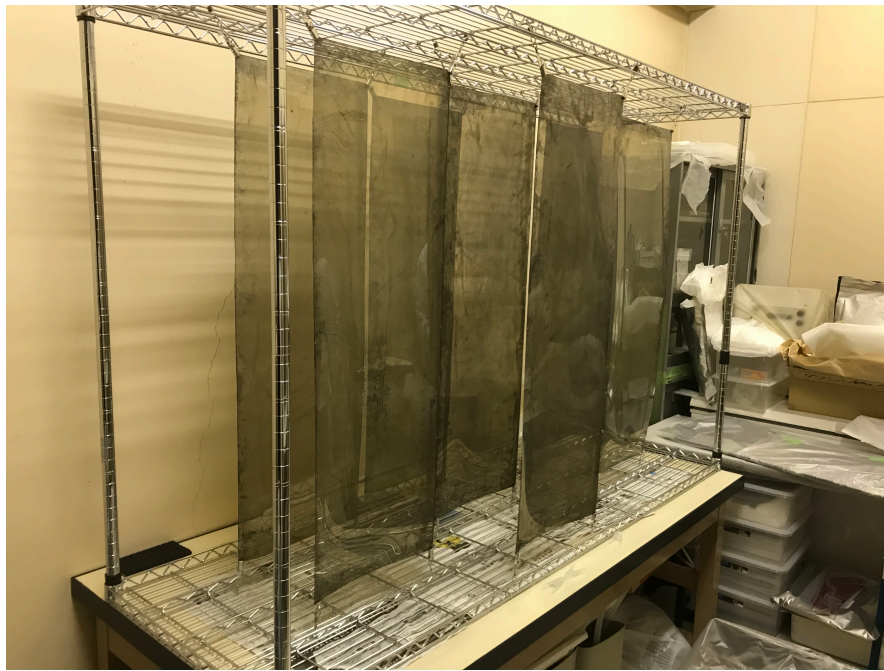


図 2.25: NINJA PRa で用いたシフターのフィルム

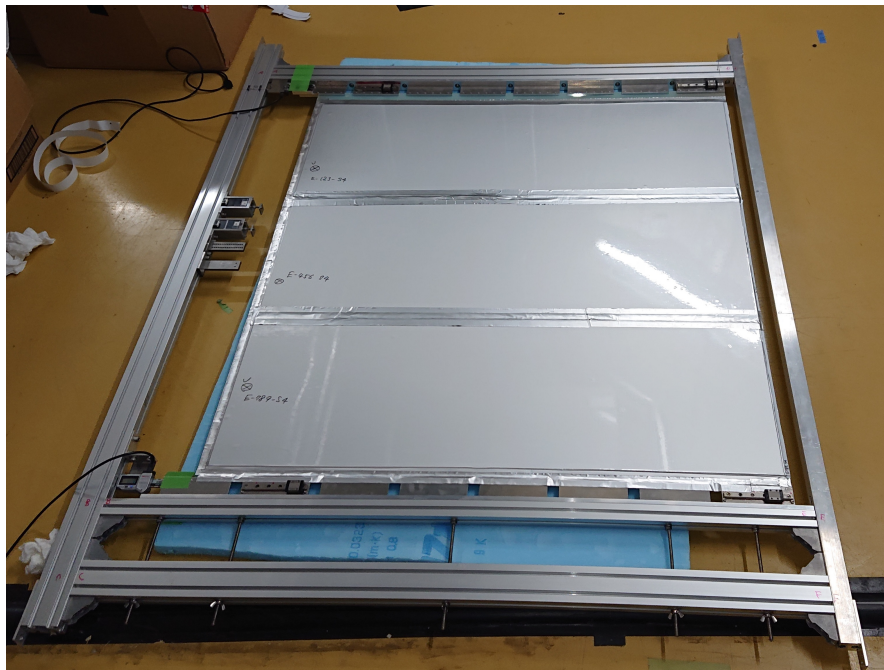


図 2.26: ハニカム板に貼りつけた後のシフター

シフターを横から見た模式図は図 2.27, 図 2.28 のとおりである。シフターは 1 つの fixed wall, 2 つの moving wall, そして 1 つの TSS (Tracker Special Sheet) からなる。

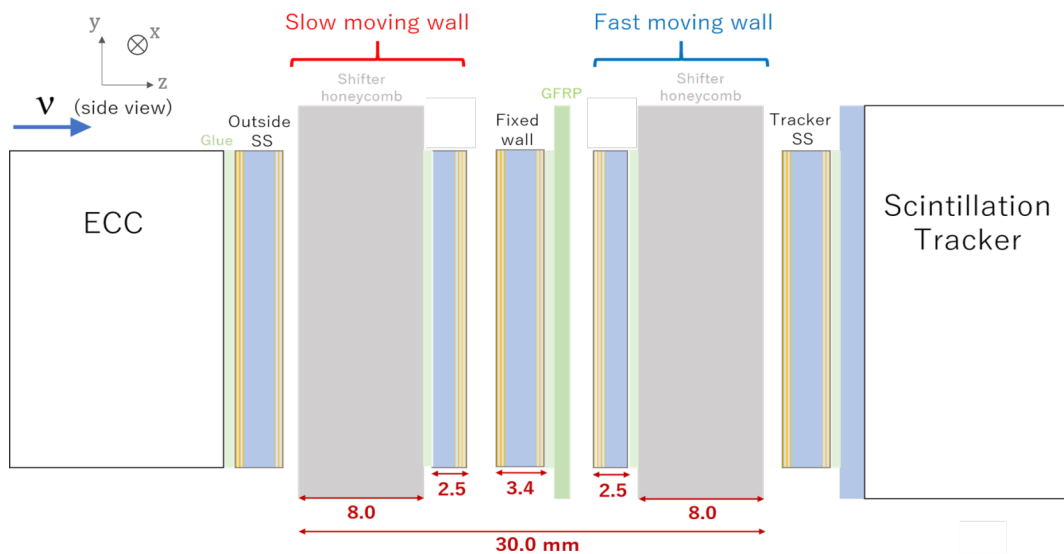


図 2.27: NINJA PRa におけるシフターの構造

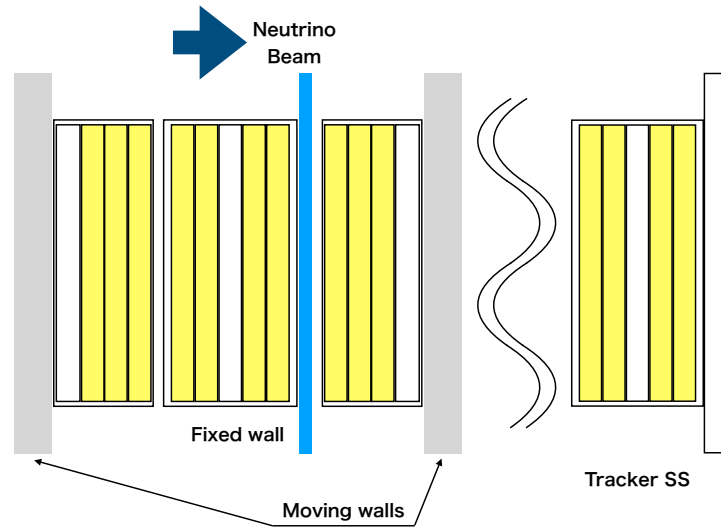


図 2.28: シフターを横から見た模式図。シフターは 1 つの fixed wall, 2 つの moving wall, 1 つの TSS からなる。

Fixed wall はシフターの真ん中に置かれた GFRP (Glass Fiber Reinforced Plastic) 製の板であり、その上流側に SS が張り付けられている。Fixed wall の SS を用いてシフター内での位置・角度情報を飛跡に付与し、後述する上流の OSS および下流の TSS との飛跡接続をおこなう。

Moving wall は fixed wall の上流と下流にそれぞれ設置されたアルミニウムハニカム製の板であり、fixed wall 側の面に真空パックされた原子核乾板フィルムが貼り付けられている。それぞれ、1.5 mm 厚のアクリルが支持体としてアルミハニカム板側にあり、その上に 3 枚の原子核乾板フィルムを重ねてまとめて真空パックされている。3 枚の原子核乾板フィルムの情報を組み合わせて解析することで高い検出効率を確保している。上流の moving wall は slow moving wall と呼ばれ、4 日ごとに水平方向に 2 mm のステップ駆動を行う。一方、下流の moving wall は fast moving wall と呼ばれ、4 時間ごとに水平方向に 2 mm のステップ駆動を行い、4 日ごとに初期位置に戻る。図 2.29 はシフターの slow moving wall と fast moving wall の駆動履歴である。青線が fast moving wall の駆動履歴であり、赤線が slow moving wall の駆動履歴である。両方の moving wall が実験期間中、期待通りの駆動をした。

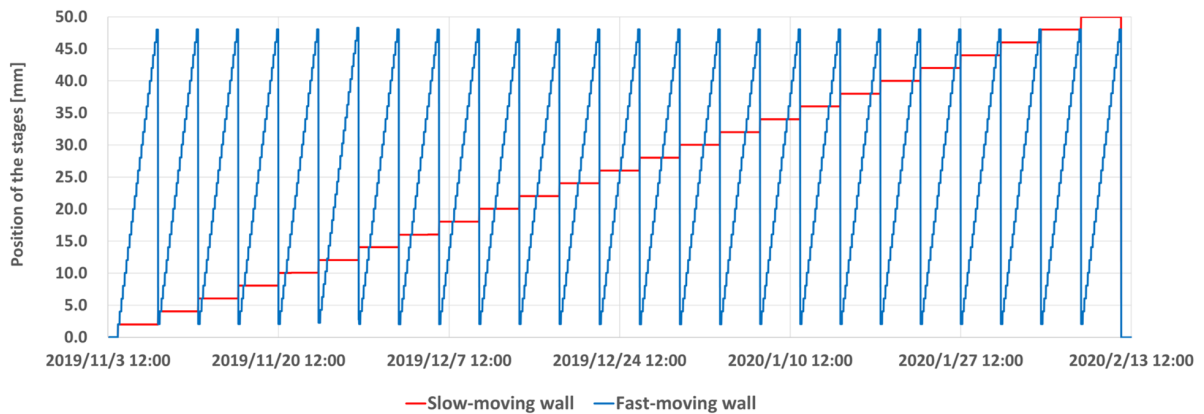


図 2.29: シフターの駆動履歴。縦軸は初期位置からの駆動量、横軸は時間を表す。青線が fast moving wall の駆動履歴であり、赤線が slow moving の駆動履歴である。

2 枚の moving wall と fixed wall とに記録された飛跡をそれぞれ 2mm ずつフィルム間の位置関係をずらしながら接続することで、fixed wall の飛跡に 4 時間の時間情報を付与することができる。Fixed wall に記録された飛跡に moving wall を用いて 4 時間の時間情報を付与した後、fixed wall の飛跡を位置・角度情報を用いて上下流の OSS, TSS と接続する。TSS (Tracker Special Sheet) は後述するシンチレーショントラッカーの上流の面に貼り付けられた SS である。トラッカーの上流には 3mm 厚の亚克力板が設置されており、TSS はその亚克力板に貼り付けられている。トラッカーでは下流の Baby MIND と合わせてビームタイミングの時間情報がついたミュオン飛跡情報が提供される。TSS 上で記録した飛跡の原子核乾板の高い位置・角度分解能を用いてトラッカー - TSS - fixed wall の間で飛跡の接続を行うことが可能である。OSS (Outside Special Sheet) はデシケーターの下流外側に張られた SS である。OSS は各デシケーターに貼り付けられており、原子核乾板フィルムの大きさは 28 cm × 33 cm である。フィルムの大きさがデシケーター内より大きいことでミュオンに対するアクセプタンスを確保している。シンチレータ検出器で得られた、ビームタイミングの情報を持つが位置・角度分解能が不足している飛跡情報を TSS - fixed wall - OSS - ISS とシフターを介して飛跡を接続することで ECC 内の飛跡まで接続することができ、ミュオンニュートリノの荷電カレント反応の解析が可能となる。

2.2.3.3 シンチレーショントラッカー

シンチレーショントラッカーはエマルジョンシフターのすぐ下流に設置されている検出器であり、原子核乾板検出器とシンチレータ検出器との間で飛跡情報を接続する役割を果たす^[84]。トラッカーは縦方向 (Y 軸、地面と直交方向) と横方向 (X 軸、ニュートリノビームと Y 軸に直行する方向) それぞれに 31 本、4 層のレイヤーがあり、合計 248 のシンチレータバーから構成されている。各バーでのシンチレーション光を WLS (WaveLength Shifting) ファイバーで伝播して MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) 光検

出器で読み出している。各層でのシンチレーションバーはシンチレーションバーの長さの $1/3$ だけ隙間をあけて並べている。この層をシンチレーションバーの長さの $1/6$ ずつずらして 4 層重ねた配置になっている。(図 2.30)。隙間をあけた配置にし、シンチレーションバーにヒットが無い場合、隙間を荷電粒子が通過したと考えることで、少ないチャンネル数で大きな面積をカバーする設計になっている。

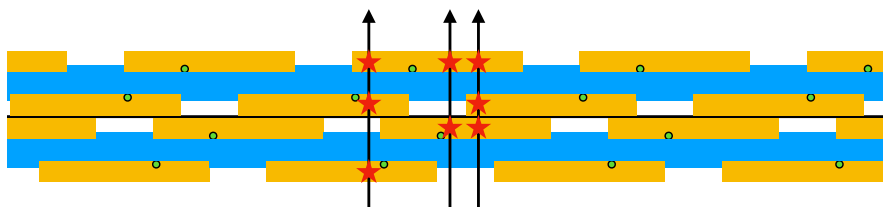


図 2.30: シンチレーショントラッカーの断面図

図 2.31 は PRa に用いたシンチレーショントラッカーの写真である。

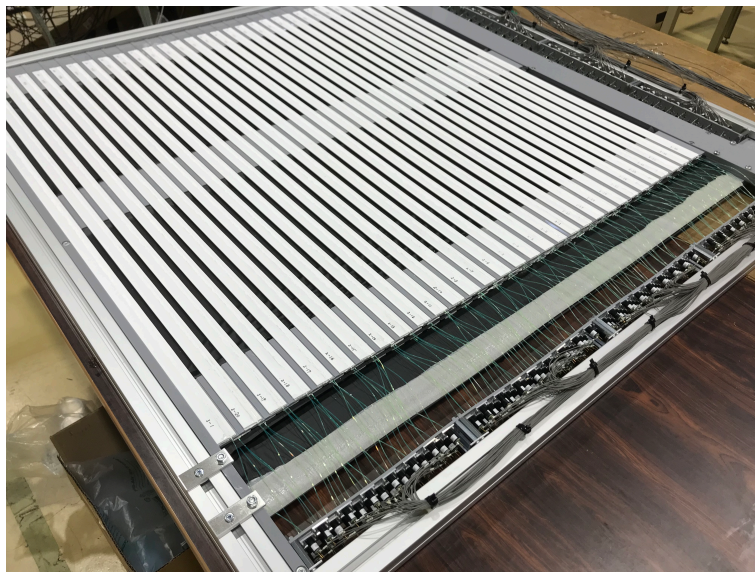


図 2.31: PRa で用いたシンチレーショントラッカー

データ取得はニュートリノビームラインから発されたスピル単位の信号を用いてトリガーされており、 $\mathcal{O}(\text{ns})$ の時間分解能を用いてバンチ情報を記録することができる。後述する下流の Baby MIND と組み合わせることで加速器由来のミュオンの飛跡に $\mathcal{O}(\text{mm})$ の位置分解能と 100 mrad 以下の角度分解能で情報を付与することができる。図 2.32 はシンチレーショントラッカーのイベントレートである。イベ

ントは縦方向の層で 2 ヒット以上、横方向の層で 2 ヒット以上を要求しており、サンドミュオン由来の信号がほとんどである。ニュートリノ照射期間中、シンチレーショントラッカーは安定動作していることがわかる。

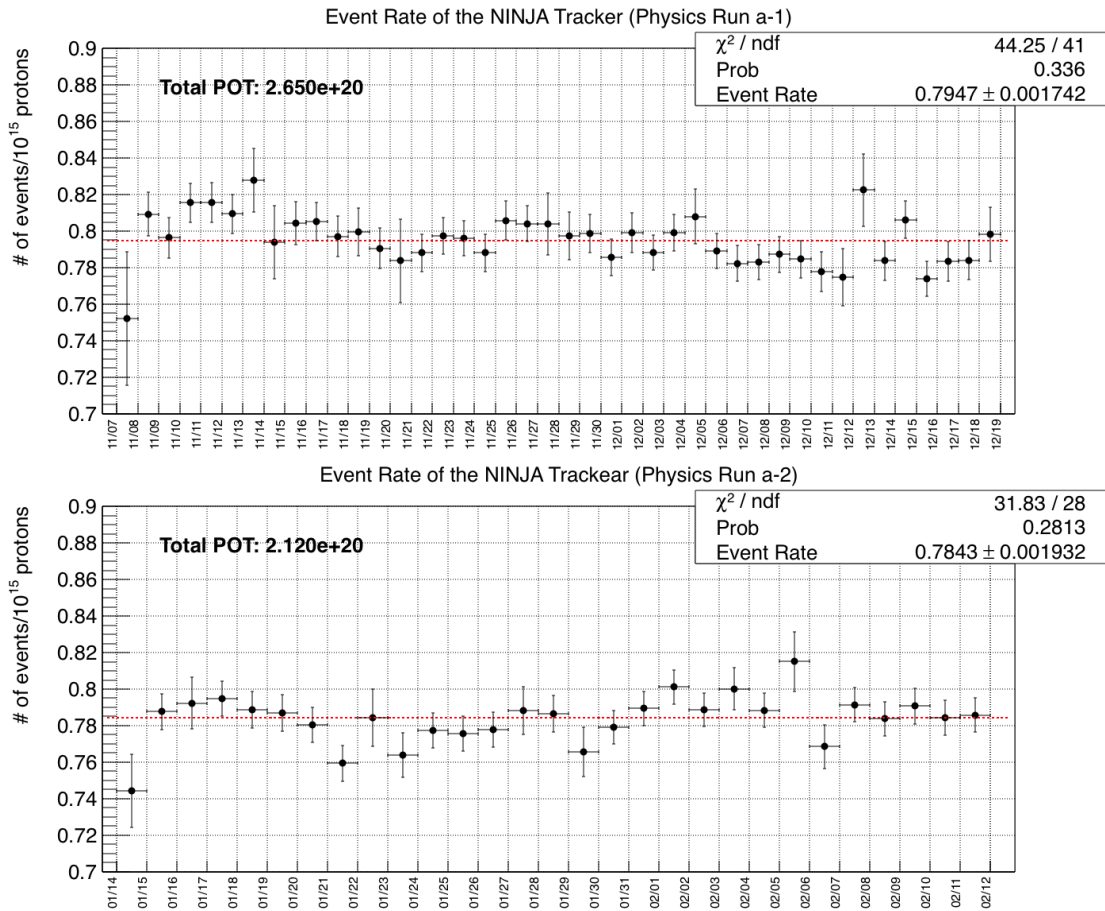


図 2.32: シンチレーショントラッカーのイベントレート。

2.2.3.4 Baby MIND

Baby MIND^[85] は T2K 実験の前置検出器の一つであり、WAGASCI のミュオン識別検出器として用いられている。NINJA 実験においては ECC 内での反応由来のミュオンを同定するための検出器として Baby MIND を用いた。



図 2.33: BabyMIND を横から見た外観

Baby MIND は 18 の detector module と 33 の magnet module からなる検出器であり、magnet module は磁場が印加されている。磁場によってミューオンの電荷を識別することができ、また、貫通した magnet module の厚みや磁場によって曲がった飛跡の曲率から運動量を測定することができる。

1 つの detector module は 16 の垂直に設置されたシンチレータと 95 の水平に設置されたシンチレータからなる。垂直に設置されたシンチレータの大きさは $210\text{ mm} \times 1950\text{ mm} \times 7.5\text{ mm}$ であり、水平に設置されたシンチレータの大きさは $3000\text{ mm} \times 31\text{ mm} \times 7.5\text{ mm}$ である。シンチレータ表面付近の不感領域をなくすため、それぞれのシンチレータはおよそ 1 cm 程度ずつ重なり合っており、したがって仮想的な位置分解能はそれぞれ 1 cm 、 18 cm 程度となっている。それぞれのシンチレータにおいて発生したシンチレーション光は WLS ファイバーで伝播され MPPC によって信号が読み出される。各シンチレータの光量からヒットが再構成され、それをクラスタリングすることで 3 次元飛跡が再構成される。このとき、信号の時間分解能は $\mathcal{O}(\text{ns})$ であり、ニュートリノビームラインから発された信号を用いてバンチ情報を記録することができる。したがって、各 3 次元飛跡が加速器由来の飛跡であることが高い確度で保証されており、背景事象は極めて少ない。

1 つの magnet module は 3 cm 厚の鉄板とそれをとりまくコイルからなる。鉄板は幅 3.5 m 、高さ 2 m であり、これにより ECC から発生したミューオンに対して十分な角度アクセプタンスを確保できている。

2.2.4 データ取得

物理ランのデータ取得は 2019 年 11 月 8 日から 2020 年 2 月 12 日までおよそ 3 ヶ月間にわたって行われた。年末年始の休暇期間を除いてニュートリノビームが照射され、ニュートリノ生成標的に衝突した陽子数 (Protons on target : POT と呼ばれる) は 4.7×10^{20} であった。表 2.2 は物理ランにおける POT のまとめである。

表 2.2: 物理ランにおける POT.

期間	POT ($\times 10^{20}$)
2019/11/08 - 12/19	2.62
2020/01/14 - 02/12	2.12
総計	4.72

取得した POT は T2K 実験によって、ビームラインに設置されたビームモニターやミューオンモニター、時間情報などが物理解析に必要なクオリティを満たしていると判断されたもののみを使用しており、また、Baby MIND およびシンチレーショントラッカーが運用されていた期間のもののみを使用している。Baby MIND においてはデータ取得マシンのトラブルにより数 % 程度の dead time が、シンチレーショントラッカーにおいてはデータ取得のランの切り替えにより 1% 未満の dead time があるため、データ取得の効率は 97–98% 程度となっている。また、エマルジョンシフターはステップ駆動に 2s ほどの時間がかかるため、こちらも 99.9% 以上のデータ取得効率を達成している。

原子核乾板は感度劣化を防ぐために、実験期間中低温に保つ必要がある。また、トラッカーについても MPPC は温度変化に対して応答が鋭敏に変化するため、温度を保つ必要がある。そのため、物理ランにおいてはスタイロフォームで検出器を設置しているラック全体を覆い断熱するとともに、簡易エアコンを作成、ラック上部にコンプレッサーを配置し、ラック内の温度を低温に保った。図 2.34 は実験中の温度および湿度を示している。上下はそれぞれ検出器の上下部での値であり、コンプレッサーが設置されていたことから上部がより低い温度となっている。また、2019/11/28 頃から外気温が急激に下がり始めたことに対応し、検出器周辺の温度も低下している。実験中の温度は 11–13° で安定しており、また湿度も概ね 50% 付近であった。

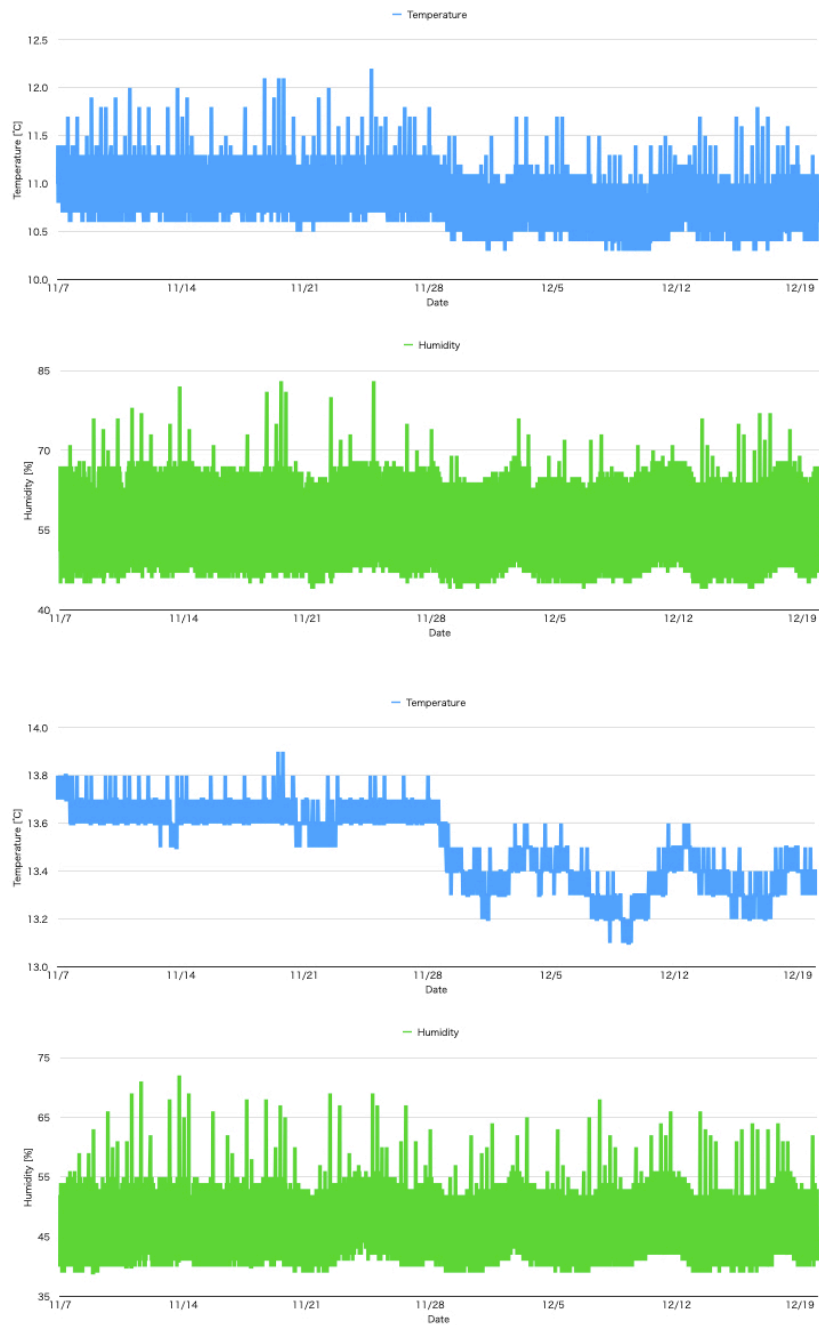


図 2.34: 実験中の温度 (青) および湿度 (緑)。上下がそれぞれ検出器の上下部での値である。2019/11/28 頃から外気温が急激に下がり始めたことに対応し、検出器周辺の温度も低下している。

2.2.5 飛跡読取前の原子核乾板の処理

原子核乾板はニュートリノビーム照射後、現像、表面銀取り、膨潤というプロセスを行い、飛跡の自動認識が可能な状態にする。

2.2.5.1 現像

2.1.2 節で説明したように、原子核乾板に荷電粒子が入射したときに乾板内の臭化銀結晶中に潜像核という銀原子 3 4 個程度の金属銀が出来る。還元性の液体に原子核乾板を浸すことで、潜像核を光学顕微鏡で観察可能な大きさ ($500\mu\text{m}$) に成長させる (図 2.35)。その後、原子核乾板内の不要な臭化銀結晶を溶かし、現像銀のみの状態にする。この過程を現像と呼ぶ。

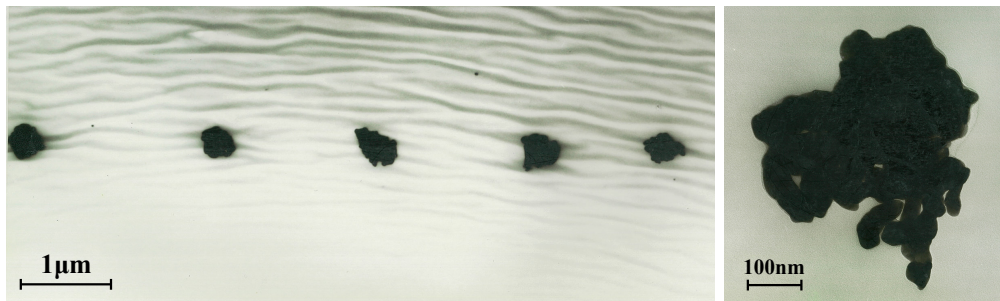


図 2.35: 現像後の原子核乾板内の銀粒子の TEM 画像

表 2.3 に現像で用いる液体と各液体に原子核乾板を浸す時間及び温度をまとめた。

表 2.3: NINJA PRa の現像薬液と温度・時間

名称	薬液名	温度	時間
現像	XAA	$20 \pm 0.2^\circ\text{C}$	25 分
停止	酢酸	$20 \pm 0.5^\circ\text{C}$	10 分
定着	SUPER FUJIFIX-L	$20 \pm 0.5^\circ\text{C}$	30 分以上 (臭化銀結晶が溶けたことを目視確認)
水洗	水道水	—	60 分

2.2.5.2 表面銀取り

現像後、原子核乾板の表面に銀が析出するため、これを取り除く。この過程を表面銀取りと呼ぶ。図 2.36 の左図は現像後の原子核乾板であり、右図は表面銀取り後の原子核乾板である。

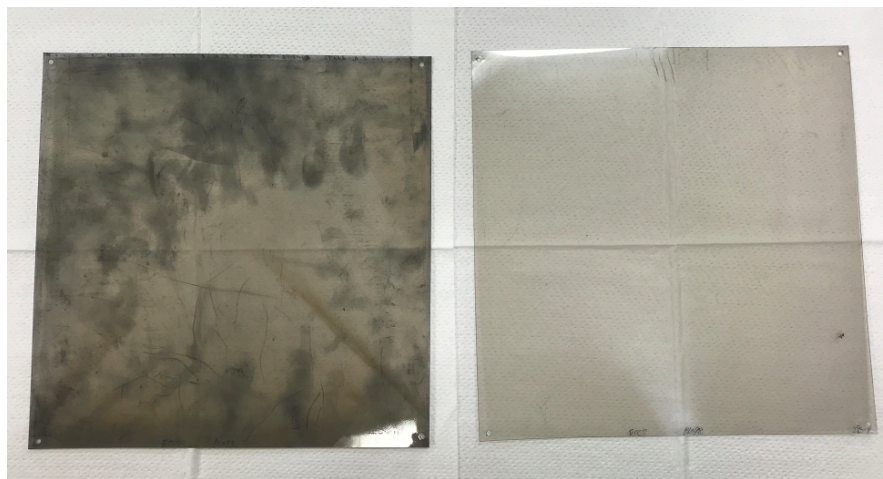


図 2.36: 現像後の原子核乾板 (左) と表面銀取り後の原子核乾板 (右)

2.2.5.3 膨潤

自動飛跡読取装置で飛跡読取を行う際に、その光学系が持つ被写界深度 (約 $4\mu\text{m}$) と 16 層の断層画像を用いた飛跡検出を行うことから飛跡認識に用いられる乳剤の厚みが約 $64\mu\text{m}$ と決まる。この厚みより薄い場合はそれぞれの断層画像で重複した情報を使用することになり SN 低下や検出効率の低下の要因となる。厚い場合もまた、乳剤層の全ての銀粒子を使用できないため検出効率低下の要因となる。そのため、飛跡読取前にフィルムの厚みを最適なものに調整する必要がある。これを膨潤と呼ぶ。本実験で用いたフィルムはビーム照射時は $70\mu\text{m}$ の乳剤厚であるが、現像により臭化銀結晶が溶け出ることにより厚みは約 $45\mu\text{m}$ になる^{*6}。そのため、フィルムの乳剤層を膨らませる必要がある。まずフィルムを水道水に浸けることで膨らませる。その後グリセリン水溶液に浸け、フィルム内部の水とグリセリンを置換する。置換後のフィルムを乾かすことで、グリセリン分フィルムの厚みが増加する (図 2.37)。

^{*6} NINJA PRa で用いた原子核乾板乳剤の銀ゼラチン体積比は銀:ゼラチン=35:65 である。

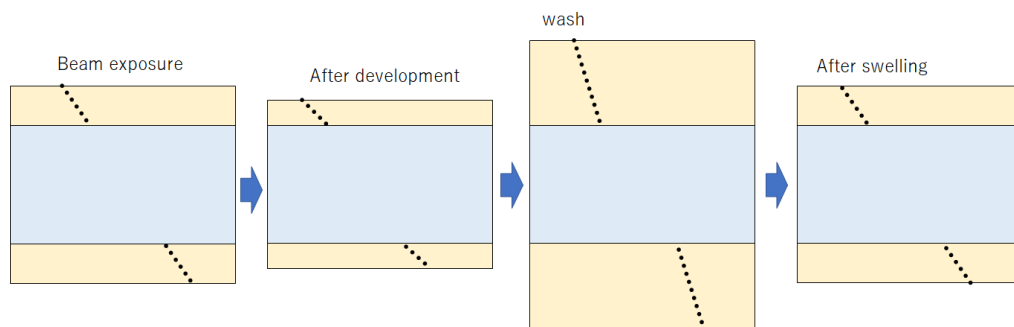


図 2.37: 膨潤の概念図

膨潤後の厚みは以下の式で計算することができる。

$$T_{after} = T_{before} + (T_{wash} - T_{before}) \times D_{gly} \quad (2.6)$$

ここで、 T_{before} :膨潤前 (現像後) のフィルム厚、 T_{after} :膨潤後のフィルム厚、 T_{wash} :水洗中のフィルム厚、 D_{gly} :グリセリン水溶液の濃度 (体積パーセント) である。過去の経験から乳剤厚 $60\mu\text{m}$ 未満のフィルムは著しく検出効率が低下することがわかっているため、それを下回らないよう目標厚 $70\mu\text{m}$ として膨潤を行った。図 2.38 は 1 個の ECC での膨潤後のフィルムの厚みである。厚みはマイクロゲージを用いて、フィルム角の四点を測定している。フィルム一枚 (乳剤層 2 層と支持体の $210\mu\text{m}$ ポリスチレン) の全厚を測定している。この結果からすべてのフィルムで飛跡読取に大きな支障がない乳剤厚 $60\mu\text{m}$ (原子核乾板全厚 $330\mu\text{m}$) 以上を達成していることがわかる。

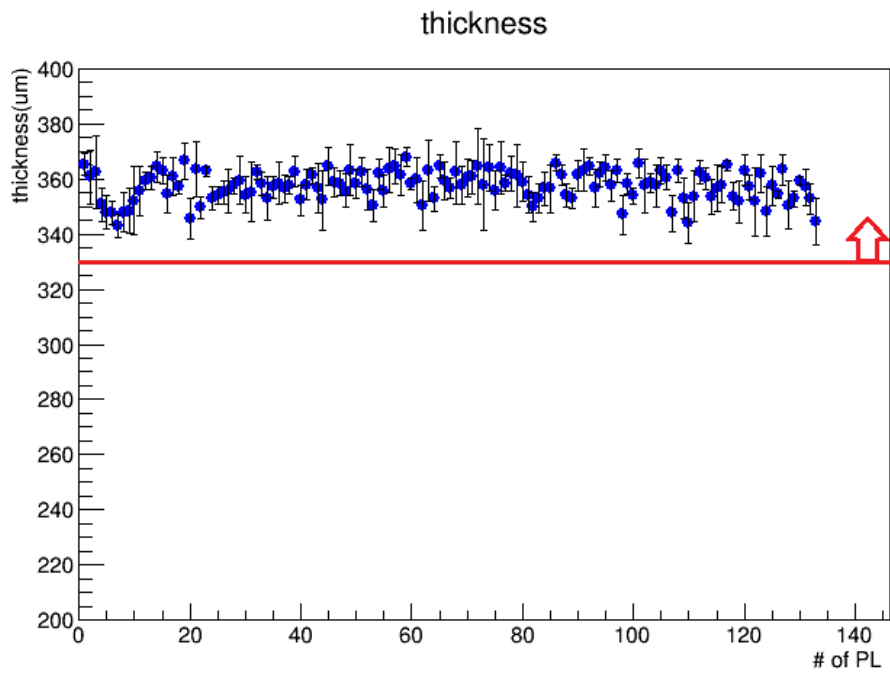


図 2.38: ECC5 の原子核乾板の膨潤後の厚み

図 2.39 に現像、表面銀取り、膨潤の進捗を示す。

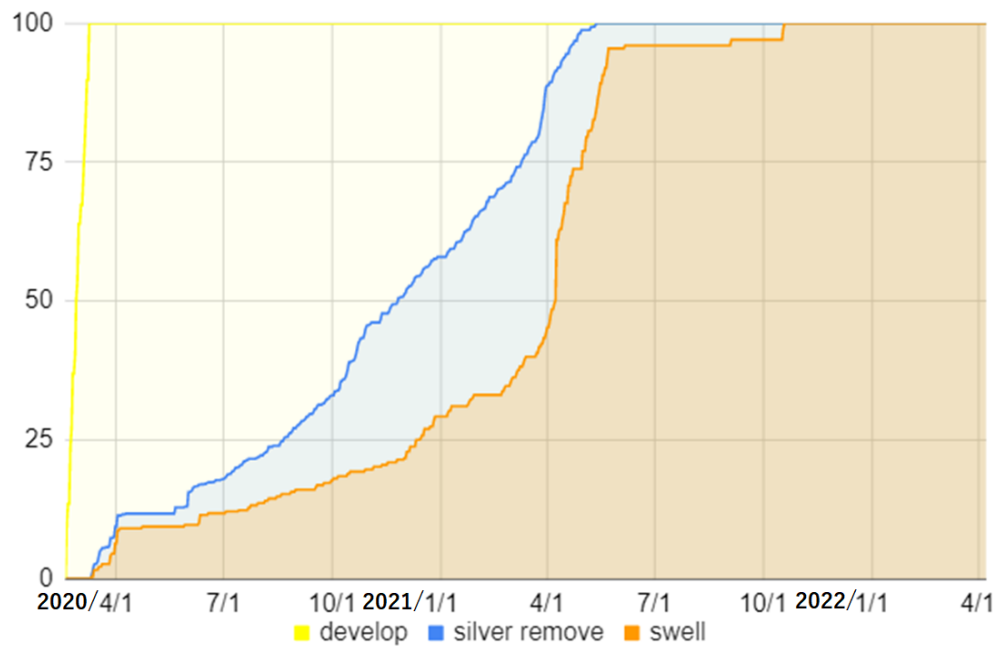


図 2.39: 現像 (黄)、表面銀取り (青)、膨潤 (橙) の進捗

第3章

ニュートリノ反応シミュレーション

ニュートリノ反応測定において、シグナル事象と背景事象を見積もるためにモンテカルロシミュレーションを用いる。図 3.1 で示すように、シミュレーションは3つの部分から構成される。

1. ニュートリノビーム
2. ニュートリノ反応
3. 検出器応答

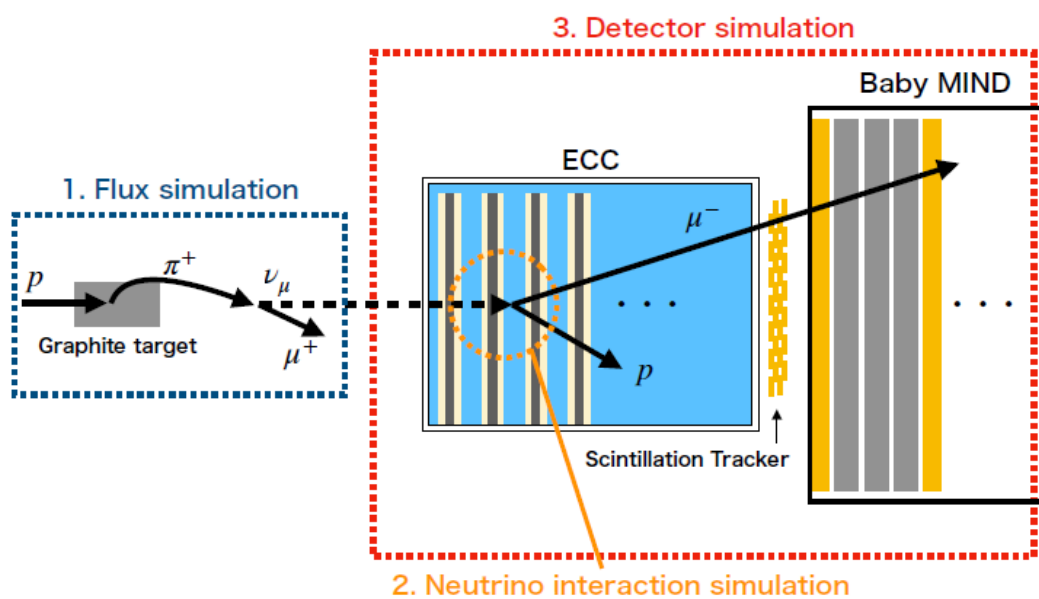


図 3.1: ニュートリノ反応シミュレーションの全体像

ニュートリノビームは、JNUBEAM^[86] を使用している。ニュートリノ反応は、NEUT^[56] を用いて検出器内の標的物質中での反応をシミュレートしている。ニュートリノ反応から放出された粒子に対して GEANT4^[87, 88, 89] を用いて検出器内での粒子の振る舞い及び検出器応答のシミュレーションを行っている。本解析においては FHC モードで生成した $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ に対して、水、鉄、プラスチック内での反応を使用している。

3.1 ニュートリノビーム

NINJA 物理ランの検出器位置におけるニュートリノビームフラックスは JNUBEAM を用いて計算している。フラックスを生成するにはまず、炭素標的に対して 30 GeV の陽子を入射する。ここでは、FLUKA 2011.2^[90] を用いてハドロン反応のシミュレートをする。ハドロン反応により生成された粒子は、JNUBEAM に引き継がれビームライン内での 2 次粒子の反応 (粒子間の反応や崩壊等) が計算される。陽子と炭素標的との反応から生成されるハドロンは、NA61/SHINE 実験の結果^[91, 92, 93, 94] を用いてチューニングしている。

NINJA 物理ランの検出器位置で得られるニュートリノビームフラックスを図 3.2 に示す。 ν_μ の平均エネルギーは 0.89 GeV であり、 $\bar{\nu}_\mu$ の平均エネルギーは、1.1 GeV である。

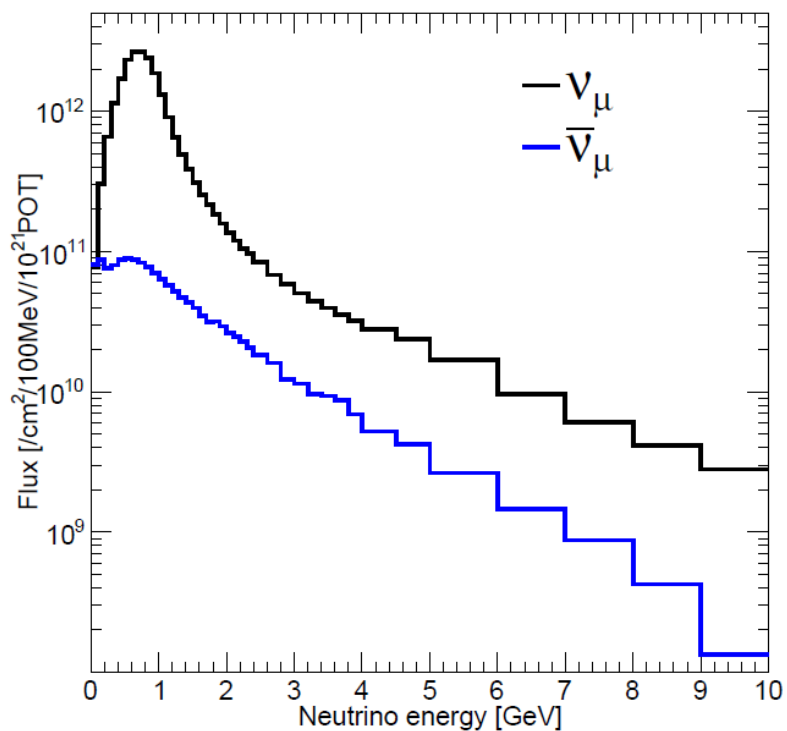


図 3.2: NINJA 物理ランの検出器位置でのニュートリノフラックス。黒線が ν_μ のフラックスであり、青線が $\bar{\nu}_\mu$ のフラックスを表す。

3.2 ニュートリノ原子核反応

JNUBEAM によるニュートリノビームのシミュレーションを行った後、NEUT を用いて物質内でのニュートリノ-原子核反応を生成する。使用した NEUT のバージョンは 5.4.0.1 である。表 3.1 に今回使用した反応モードごとのモデルを示す。NEUT ではニュートリノ反応の素過程だけでなく原子核内の終状態反応 (FSI) のシミュレーションも行っており、原子核から粒子が放出されるまでをシミュレートする。

表 3.1: シミュレーションで使用しているニュートリノ反応モデル

反応モード	反応モデル
CCQE	Spectral Function ^[53] ($M_A^{\text{QE}} = 1.03 \text{ GeV}/c^2$)
2p2h	LFG + Nieves <i>et al.</i> ^[42]
Other Modes	RFG
Single Pion Production	Rein–Sehgal ^[95, 96] with Graczyk–Sobczyk form factor ^[97] ($M_A^{\text{RES}} = 0.95 \text{ GeV}/c^2$)
Coherent Pion Production	Barger–Sehgal ^[98]
DIS	GRV98 PDF ^[99] modified by Bodek and Yang ^[100]

3.3 検出器応答

NEUT によって、ニュートリノ反応から出る粒子をシミュレートした後、Geant4 を用いて作成した検出器モデルを使用して、物質内および検出器内での振る舞いをシミュレートする。使用した Geant4 のバージョンは 10.6.2 である。Geant4 で作成した水 ECC の断面図を図 3.3 に示す。

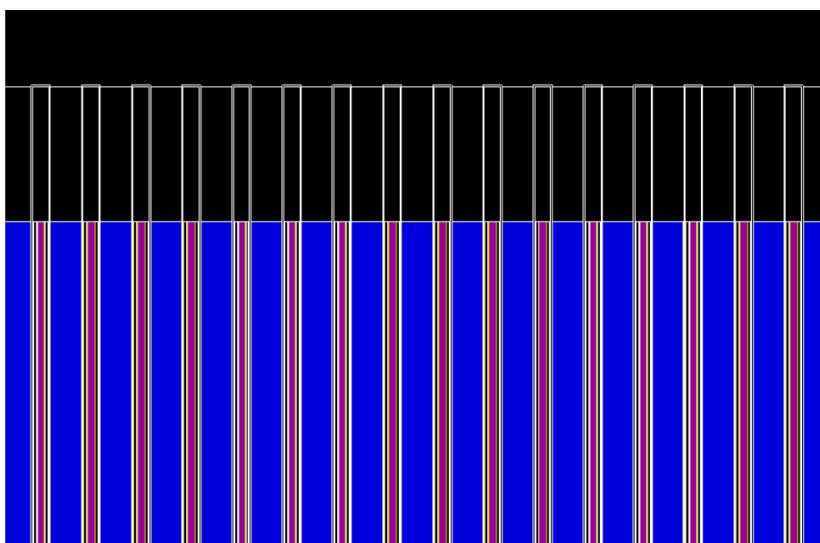


図 3.3: Geant4 で作成した水 ECC の断面図。青色部分が水層であり、水層と水層の間に紫色の鉄層、黄色の原子核乾板乳剤層などが挿入されている。

原子核乾板はプラスチックベースの両面に乳剤を塗布した構造であり、荷電粒子は乳剤層中に飛跡を残す。それらを読み取り、ベース間で飛跡接続をすることで basetrack と呼ばれる仮想的な飛跡を再構

成している。シミュレーションにおいては、乳剤層とベース面との境界での粒子の位置を記録する。上流側の境界面での位置を (x_1, y_1, z_1) とし、下流側での位置を (x_2, y_2, z_2) とする (図 3.4)。また、ベース厚は $210\mu\text{m}$ であるため、 $z_1 = z_2 + 210\mu\text{m}$ である。この時、シミュレーション上では粒子の位置を (x_1, y_1, z_1) とする。また、角度は $\tan \theta_x = (x_2 - x_1)/(z_2 - z_1)$, $\tan \theta_y = (y_2 - y_1)/(z_2 - z_1)$ とする。

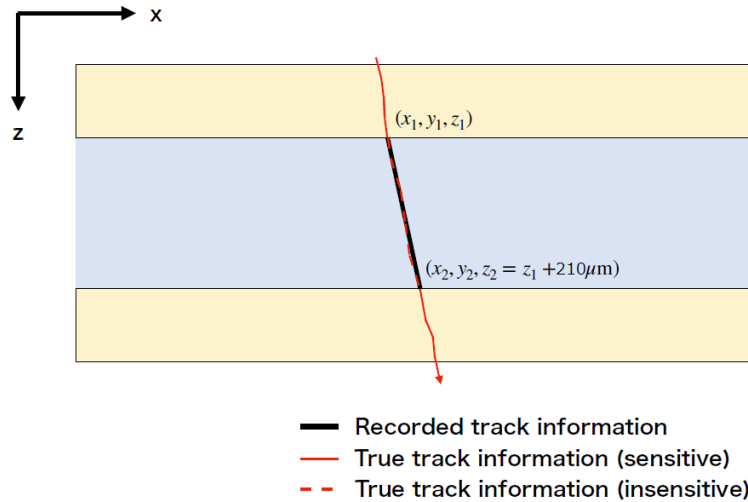


図 3.4: 原子核乾板内の飛跡のシミュレーション。乳剤とベースの境界での粒子の位置を検出し、basetrack を生成する。

検出器シミュレーションでは QGSP BERT (Quark Gluon String Precompound and the Bertini cascade model) physics list を用いている。physics list の変更によって粒子の振る舞いが若干変化し、ハドロンの運動量測定 of 系統誤差となる。それらの不定性は physics list を変えてシミュレーションをすることで見積もっている。

第 4 章

ECC の解析

4.1 概要

NINJA PRa で用いた ECC は第 2 章で説明したような構造をしている。上流は飛跡を検出するための tracking unit と標的物質である水との積層構造である。Tracking unit は $500\ \mu\text{m}$ の鉄をフィルムで挟み、真空パックしている。鉄は水の中で形状を保つための支持体としての役割と、多重電磁散乱により運動量を測るときの散乱体としての役割を持つ。水は 1 層 $2.3\ \text{mm}$ である。下流側には運動量を測定するため、鉄 ($500\ \mu\text{m}$) とフィルムとを積層させた構造をしている。この部分を鉄 ECC と呼ぶ。最下流は $2\ \text{mm}$ のアクリルとその両側に 2 枚のフィルムを配置した構造になっており、ECC を入れるアクリル容器内外の飛跡を接続するために用いる。Tracking unit は 59 層、標的の水は 58 層、鉄 ECC は 11 枚の鉄がある。フィルムは水 ECC 全体で 133 枚であり、9ECC 全てで 1197 枚になる。

4.1.1 処理フロー

まず、ECC の解析の中で用いる用語の説明をする。

- microtrack : 乳剤層中にある荷電粒子の飛跡を構成する銀の連なり。または飛跡自動認識により読み取られた乳剤層中の飛跡。
- basetrack : 原子核乾板の両側の乳剤層で検出された microtrack を繋いでできる仮想的な飛跡。支持体のポリスチレンは乳剤にくらべ厚く、現像や環境 (温度・湿度) による変形が小さいため角度精度が高い飛跡が再構成される。
- linklet : 任意の 2 枚の原子核乾板の basetrack 同士をつないだ組。basetrack 同士の接続は隣接、1 枚飛ばし等近くの原子核乾板間で行う。
- chain : ECC 中に再構成された飛跡。Linklet の情報をもとに basetrack を繋ぎ合わせることで作成される。

また各用語の概念図を図 4.1 に示す。

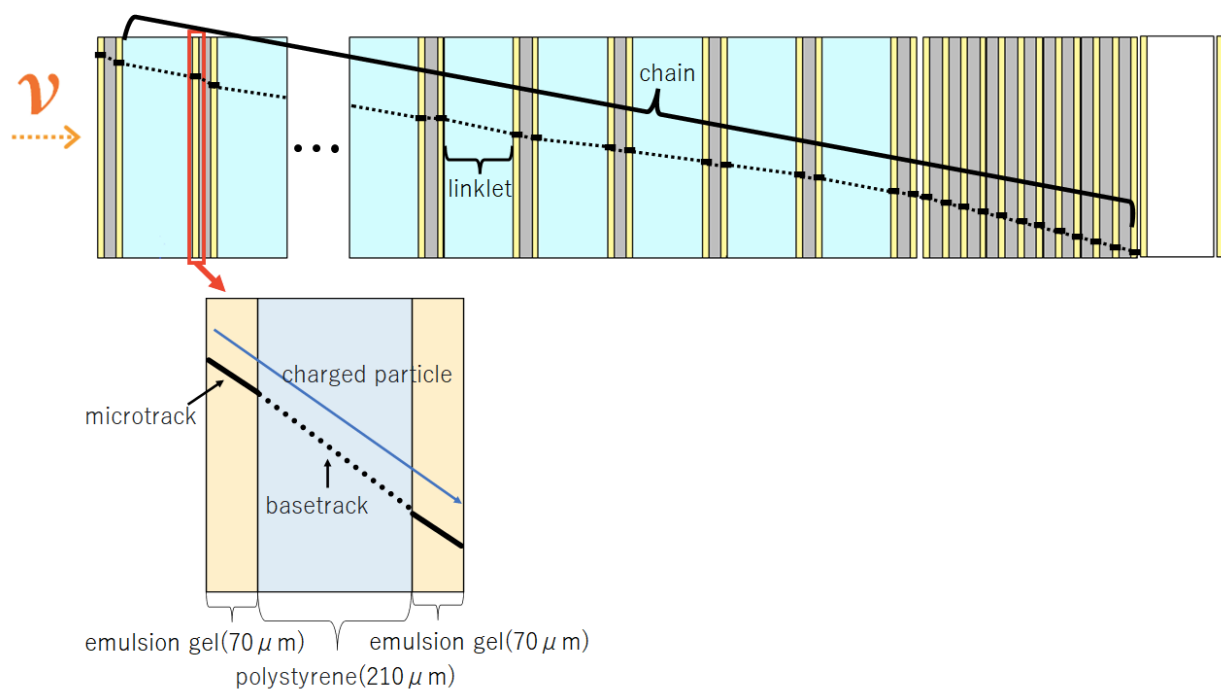


図 4.1: ECC の解析で使用する名称。

ECC 内の原子核乾板に記録された飛跡の再構成は以下の手順で行う。

1. HTS を用いた原子核乾板の乳剤層の断層画像撮像 … 4.2 節
2. 断層画像から microtrack の認識 … 4.3 節
3. 原子核乾板の両面乳剤の microtrack 接続 (basetrack の再構成)… 4.4 節
4. 2 枚の原子核乾板の相対的な位置の決定 … 4.5 節
5. 2 枚の原子核乾板の basetrack 接続 (linklet の生成)… 4.6 節
6. ECC 内での飛跡再構成 (chain の生成)… 4.7 節

詳しい説明は対応する節で行う。

4.2 スキャン

4.2.1 大角度スキャン

原子核乾板の自動飛跡読取は 1974 年に丹羽らによって考案されたアルゴリズム^[101]を用いている。飛跡検出アルゴリズムを図 4.2 に示す。16 層の断層画像を層ごとに目的とする角度から計算されるピクセル数でシフトさせ、フィルム表面に対して垂直な方向に対してピクセルの画素を足し上げる。この時、画像は 2 値化されているため、銀粒子がある場所で「1」、ない場所で「0」の値をとる。画素の総和を Pulse Height (PH) と呼ぶ。フィルムを貫通する飛跡は乳剤層中に一直線に銀粒子が並ぶため、PH の高い飛跡を選ぶことにより、飛跡の自動検出が可能になる。飛跡検出の際には PH に対して閾値を設け、閾値を超えたものを飛跡として検出する。その時の PH 閾値を PH_{cut} と呼ぶ。また、飛跡の角度は飛跡検出に用いた 16 枚の画像の含まれる乳剤の厚み L 、及び画像のシフト量 d によって計算され、 $\tan \theta = d/L$ となる。

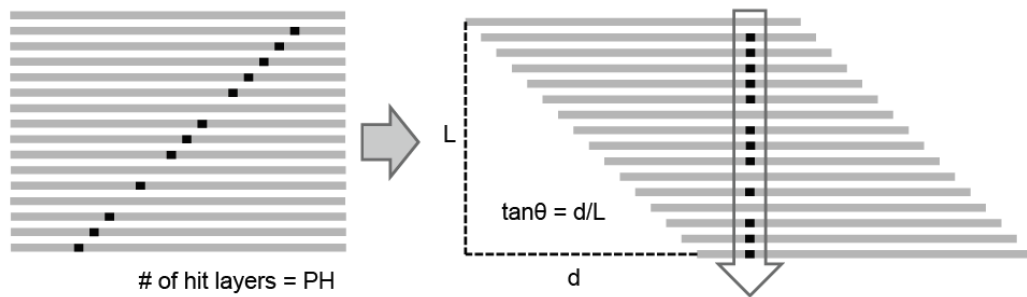


図 4.2: 16 層の断層画像を用いた飛跡認識アルゴリズム。検出対象の飛跡は 16 枚の断層画像に一直線上に並ぶため、乳剤表面に対して垂直になるように平行移動して画素の和をとることで検出を行う。この時に乳剤の厚み L 、画像の移動量 d を用いて $\tan \theta = d/L$ と飛跡の角度が計算される。

自動飛跡読取装置は Track Selector と呼ばれ、名古屋大学で開発された^[102]。その後、1998 年に Ultra Track Selector(UTS)が開発され^[103]、CHORUS 実験や DONUT 実験で用いられた。2010 年には Super-Ultra Track Selector (S-UTS)が開発され^[104]、OPERA 実験で用いられた。S-UTS の飛跡読み取り速度は $10m^2/year$ であり、読取角度アクセプタンスは $|\tan \theta| < 0.5$ であった。その後、飛跡読取装置は名古屋大学にてより大視野で高速な Hyper Track Selector(HTS)が開発された^[105]。HTS の飛跡読み取り速度は $1000m^2/year$ である。一方で、原子核乾板の自動飛跡読取は高速化だけでなく大角度化も進められており、2012 年に Fine Track Selector(FTS)が開発された^[106, 107]。FTS では既存のアルゴリズムを用いて、画像のシフト量 (d) を増やす方法で角度アクセプタンスの向上を行った。FTS

の飛跡読取角度アクセプタンスは $|\tan\theta| < 3.5$ であり同一の読取アルゴリズムを用いることで、大角度においても飛跡自動認識が可能であることを示した。また、飛跡の角度が大きくなるほど飛跡長が伸び飛跡を構成する銀粒子が増加することから、大角度領域において、角度が大きくなるにつれての検出効率が向上することを明らかにした (図 4.3)。

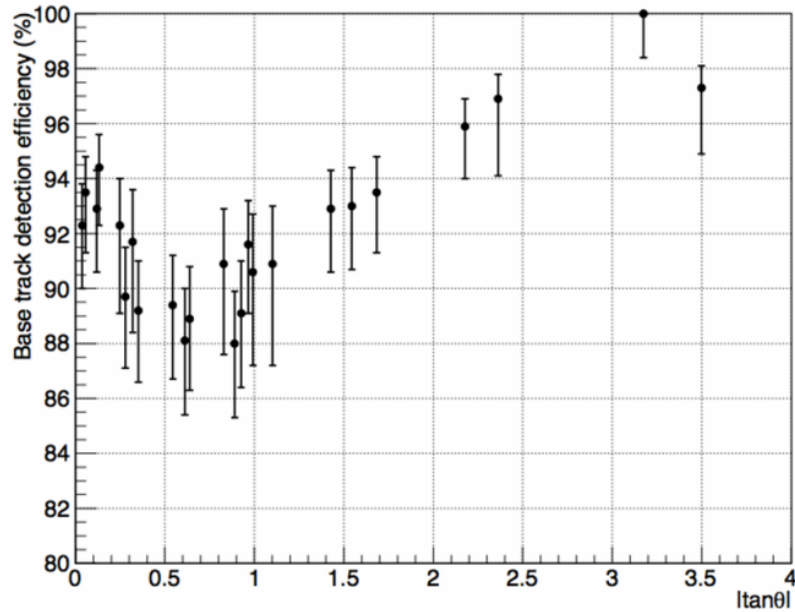


図 4.3: FTS によって得られた $|\tan\theta| < 3.5$ の飛跡の検出効率。J. Instrum., 9(12):P12017, 2014^[107] より引用。最小電離粒子に対して $|\tan\theta| < 3.5$ の範囲で高い検出効率で飛跡読取がされている。

この研究は OPERA 実験において、反応点近傍の大角度飛跡解析を行うことで、ハドロン反応由来の背景事象の低減に貢献した。

NINJA 実験では、過去に原子核乾板で行われたニュートリノ実験よりもエネルギーが $1/10 \sim 1/100$ 程度であり反応から発生した粒子は大角度へ放出されやすい。また、 $2p2h$ 反応の検証においても 2 本の陽子を検出することが重要であるため、角度アクセプタンスの拡大は不可欠である。一方で、FTS は飛跡読み取り速度が $5 \sim 6 m^2/year$ であり、NINJA PRa の全面解析は不可能である。以上のことから、広い角度アクセプタンスと高速飛跡読取を両立させるために、HTS を用いた高速・大角度飛跡読取の方法の開発をおこなった。

4.2.2 HTS による高速大角度スキャン

フィルムのスキャンは名古屋大学にある自動飛跡読取装置:Hyper Track Selector (HTS)^[105] を用いて行う。HTS で乳剤層の断層画像を撮像し、その画像を用いて飛跡の認識を行う。HTS の全体像は図 4.4 に示す。HTS はステージ、対物レンズ、照明、カメラ、計算機群からなる装置である。HTS の 1 視野の大きさは $5.1\text{ mm} \times 5.1\text{ mm}$ であり、1 視野の画像を撮像するために 72 個のセンサーを使用している。センサーのピクセルピッチは $5.5\text{ }\mu\text{m} \times 5.5\text{ }\mu\text{m}$ であり、対物レンズの倍率は約 12.1 倍であるため、1 ピクセルの結像面での大きさは約 $0.45\text{ }\mu\text{m} \times 0.45\text{ }\mu\text{m}$ である。またこの値は対物レンズの光学分解能である $\sim 410\text{ nm}$ と同等の設計になっている。各センサーのピクセル数は $2048\text{ pixels} \times 1088\text{ pixels}$ であり、結像面で 1 センサーが撮像する領域は $930\text{ }\mu\text{m} \times 495\text{ }\mu\text{m}$ となる。

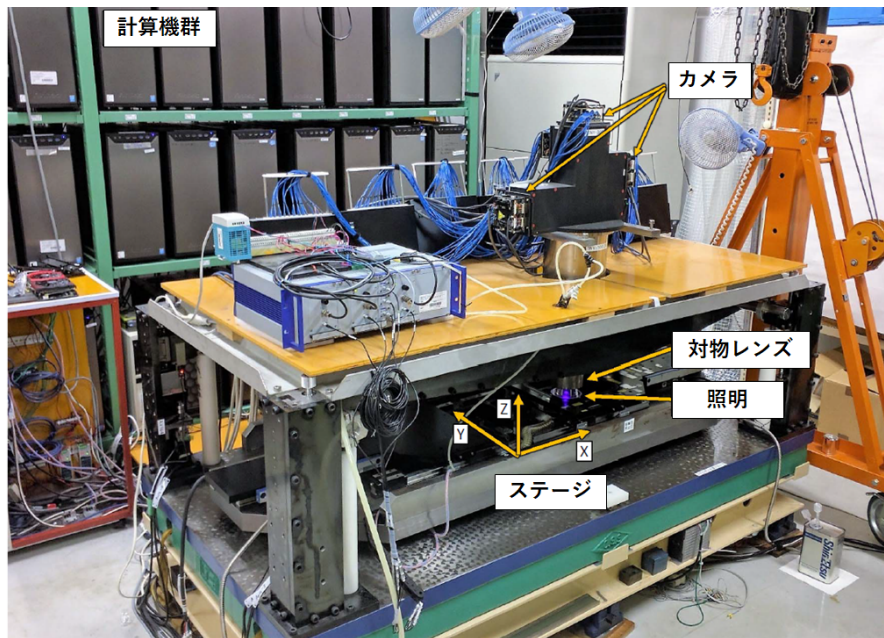


図 4.4: Hyper Track Selector (HTS) の全体像。HTS はステージ、対物レンズ、照明、カメラ、計算機群によって構成されている。

レンズに入射した光は図 4.5 で示すようにビームスプリッターによって 6 つに分けられて、6 個のセンサーユニットによって撮像される。図 4.6 に示すように、1 個のセンサーユニットには 12 個のセンサーが取り付けられている。ビームスプリッターにより撮像可能な面を増やすことで物理的なセンサーの干渉なしに、視野全体を一度に撮像することが可能になっている。飛跡認識は 1 センサーごとの断層画像で行っており、センサー間の視野被りは $50\text{ }\mu\text{m}$ 程度である。

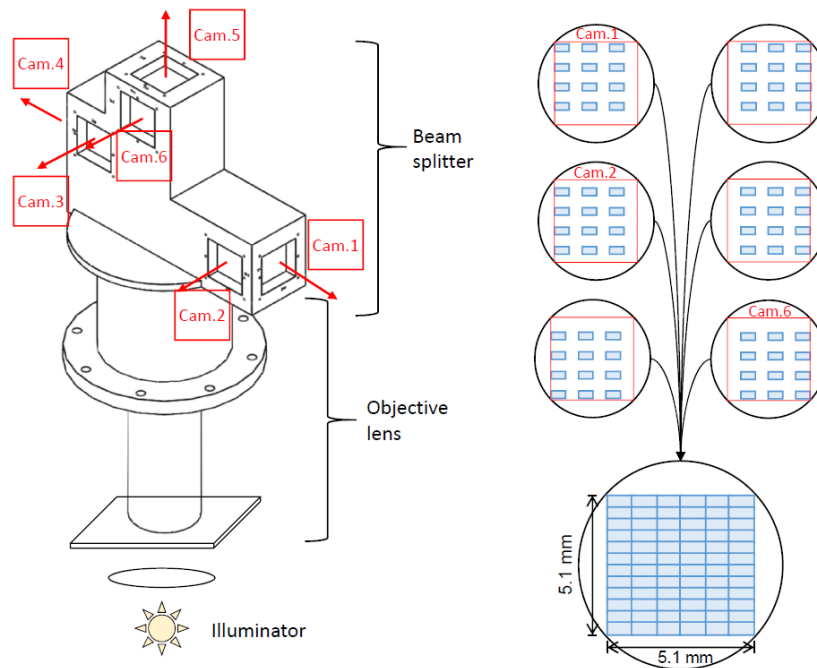


図 4.5: HTS はレンズに入った光をビームスプリッターにより、6 方向に分けて 6 個のセンサーユニットを用いて撮像している。これにより、センサー位置の物理的な干渉なしに視野の全領域を撮像することが可能になる。

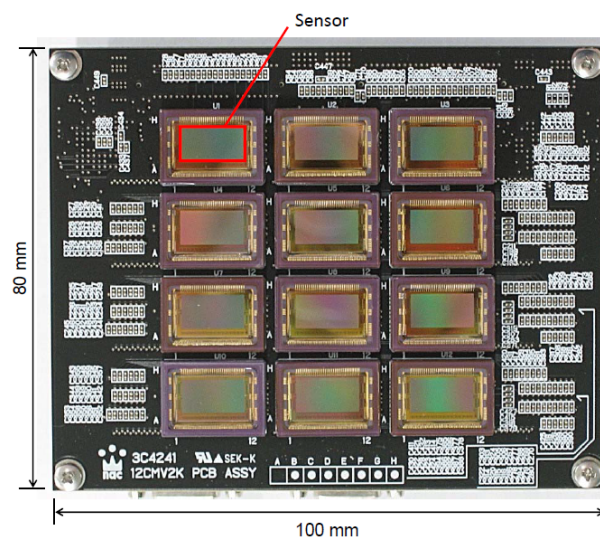


図 4.6: 1 個のセンサーユニットには 12 個のセンサーが 3 × 4 の配置で取り付けられている。

HTS は x, y 方向に 5mm ピッチで移動し、各場所で z 方向 $2\mu\text{m}$ ピッチで 32 枚の断層映像を撮像する。また、ステージの可動域は x 方向に 13cm, y 方向に 10cm である。ECC の 1 枚のフィルムは $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ の大きさであるため、図 4.7 で示すように 6 個のエリアに分割してスキャンを行う。スキャンエリアの大きさは $9\text{cm} \times 13\text{cm}$ であり、各スキャンエリア間の重複領域は 1cm である。この重複領域で読み取られた飛跡を用いて各エリアの位置関係を精度よく (\sim 数 μm) 決定する。

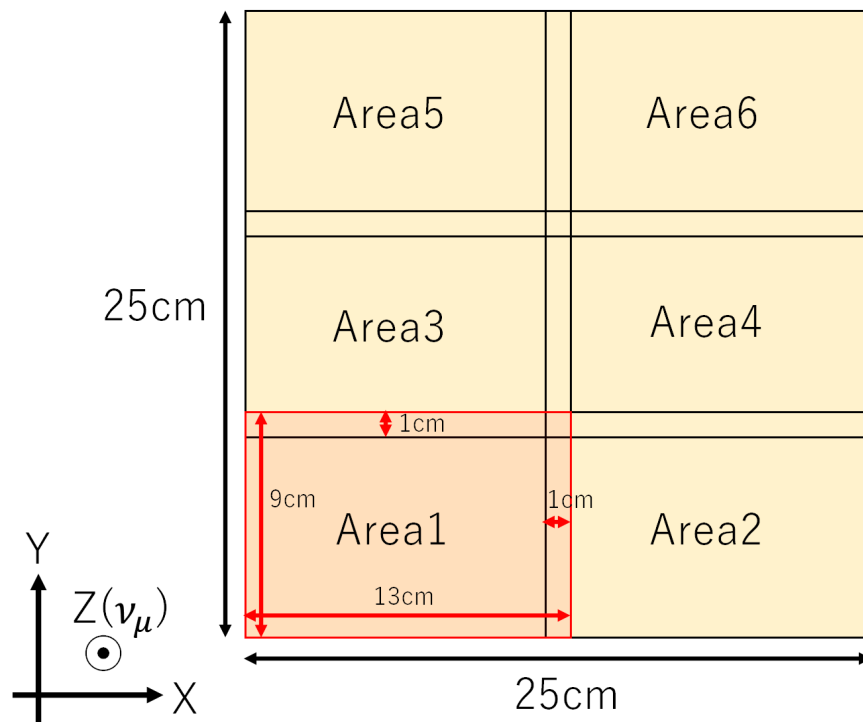


図 4.7: ECC フィルムのスキャンエリア。

スキャンでは 32 枚の断層画像に対して銀粒子の有無による 2 値化 (図 4.11) を行い、ヒットピクセルに対して $2\text{pixels} \times 2\text{pixels}$ に拡大処理を行いストレージ用 PC に画像を保存するところまで行う。

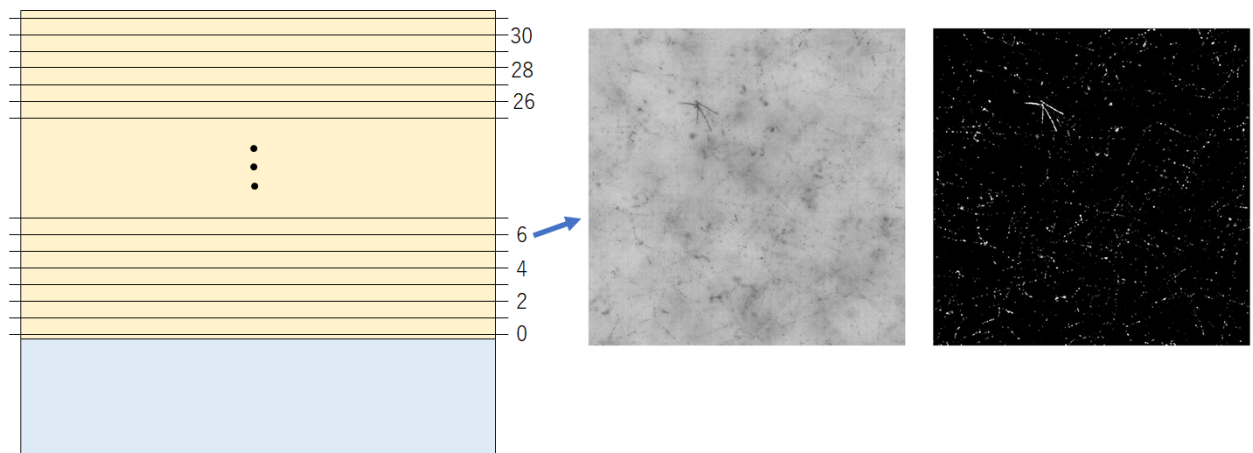


図 4.8: 32 枚の断層画像を撮像し、各画像に対して 2 値化処理を行い、ストレージ PC に保存する。

4.3 microtrack 再構成

4.3.1 microtrack の検出

乳剤層中にある荷電粒子の飛跡 (銀の連なり) を microtrack と呼ぶ。microtrack の検出アルゴリズムは 1974 年に丹羽らによって考案された従来の track selector の行っているアルゴリズムと同様の物である [101, 103, 104, 107, 108, 109, 105]。飛跡検出アルゴリズムは 4.2.1 節、図 4.2 で示したものである。このアルゴリズムを用いて飛跡の検出を行った後、位置/角度で飛跡のクラスタリングを行う。このアルゴリズムでは、乳剤自体の歪みや光学系の分解能及び pixel の拡大化処理等の理由で銀粒子のある hit pixel の位置が完全に一直線上には並ばないため、飛跡の周辺に同じような位置・角度の偽飛跡が検出される。これらを位置・角度空間でクラスタリングすることで飛跡の 1 本化を行う。まず、位置のクラスタリングを行う。検出された飛跡を PH で降順ソートし、PH の大きい飛跡から順に ± 5 pixels の範囲内にある飛跡をクラスタリングする。位置のクラスタリング時に Volume Pulse Height (VPH) と呼ばれる量を計算する。これはクラスタリングされた飛跡の PH と PH_{cut} の差分の総和であり、以下の式によってあらわされる。

$$VPH = \sum_{i=-5}^5 \sum_{j=-5}^5 (PH(x+i, y+j) - PH_{cut} + 1) \quad (4.1)$$

ここで、 (x, y) は近傍で PH の一番高い、クラスタリング中心となる飛跡の位置である。このように計算される VPH は飛跡の濃さを表した値であり、乳剤中での荷電粒子の電離損失と強い相関のある値である [110]。次に位置・角度でのクラスタリングを行う。飛跡を VPH で降順ソートし、VPH の大きい飛跡

から順にシフト量 L の差が 4 pixels 以下の飛跡集団に対してクラスタリングする。

4.3.2 大角度での microtrack の検出

本研究では新たに高速に大角度飛跡まで高い検出効率で取得することが可能な手法を開発した^[111]。32 枚の断層画像のうちの 16 枚を用いて microtrack の検出を行う。用いた飛跡検出のアルゴリズム自体は従来の方法 (4.3.1 節) と同じである。この飛跡再構成アルゴリズムでは角度アクセプタンスの拡大のためには図 4.2 の d を大きくする又は L を小さくする必要がある。飛跡再構成は 2 次元の角度空間に対して行われるため計算量は d^2 に比例する。そのため、限られた計算コスト内でアクセプタンスを広げるためには L を小さくする必要がある。しかし、飛跡を構成する銀粒子の数は乳剤中の飛跡長に比例するため、 L に比例する。つまり L を小さくすることは飛跡の検出効率及び S/N 比の低下を引き起こす。これらの理由から飛跡認識の角度アクセプタンスは計算コスト、検出効率の 2 つによって制限される。

これらの問題を解決するために、新たな飛跡再構成フローを開発した。従来は 1 つの乳剤層に対して、16 枚の断層画像を撮像していたところを 32 層の断層画像の撮像を行う。この画像に対して以下の 4 回の飛跡認識アルゴリズムを行う。区別のために各断層画像には 0 から 31 までの通し番号をつける (図 4.9)。

1. 偶数番目の 16 枚の断層画像を使用 ($L = 60 \mu\text{m}$ に相当)
2. 奇数番目の 16 枚の断層画像を使用 ($L = 60 \mu\text{m}$ に相当)
3. 0-15 番目の 16 枚の断層画像を使用 ($L = 30 \mu\text{m}$ に相当)
4. 16-31 番目の 16 枚の断層画像を使用 ($L = 30 \mu\text{m}$ に相当)

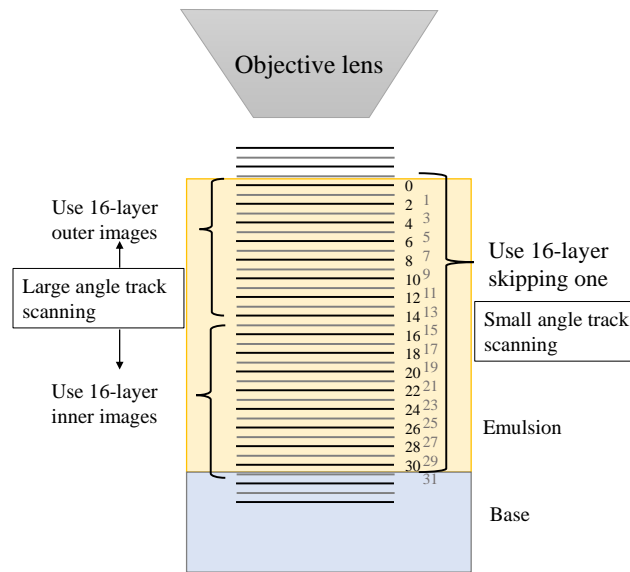


図 4.9: 乳剤層中を 32 枚の断層画像を撮像する。それらの中から適当な 16 枚の画像の組み合わせにより小角度領域の飛跡再構成、大角度領域の飛跡再構成を行う。

ここで、1, 2 は $L = 60 \mu\text{m}$ での飛跡認識に相当しており、従来と同じ乳剤厚であるため同等の検出効率が見込まれる。一方で 3, 4 は $L = 30 \mu\text{m}$ での飛跡認識になるが、角度のある飛跡に対しては乳剤層中の飛跡長は $L \times \sqrt{1 + \tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y}$ と書くことができ、乳剤中にある銀粒子の数は大角度領域 ($|\tan \theta| \gg 1$) で角度に比例して増えていくため、 L が小さいことによる検出効率の低下は打ち消されると考えられる^[107]。今回は 1,2 に対しては $|d| < 300 \text{ pixels} \simeq 135 \mu\text{m}$ ($|\tan \theta| < 2.25$)、3, 4 に対しては $|d| < 360 \text{ pixels} \simeq 162 \mu\text{m}$ ($|\tan \theta| < 5.4$) となるように設定した。また 3, 4 で認識された ($|\tan \theta| < 0.5$) の飛跡は検出効率が低く、ほとんどがノイズ飛跡であるため解析には用いない。

従来の 16 層の断層画像を用いた飛跡認識プログラムは、高度に高速化・最適化されており、容易に変更を加えることはできない。そのため、従来の飛跡認識プログラムをそのままの適用できるような大角度飛跡読取の枠組みを構築することにより、高速な飛跡認識を実現している。

4.3.3 2 値化画像をもちいた microtrack の再測定

4.3.1 節で述べたように、検出効率を保ったまま角度アクセプタンスの拡大するために、 $L = 60 \mu\text{m}$ と $L = 30 \mu\text{m}$ の 2 種類の飛跡認識を行う。この 2 種類の飛跡の角度精度を評価すると図 4.10 となる。こ

ここで、microtrack の角度精度は basetrack との角度差の分布の幅を用いて評価している。Basetrack は microtrack に対して十分角度精度が高いため分布の幅は microtrack の角度精度によって決まる。

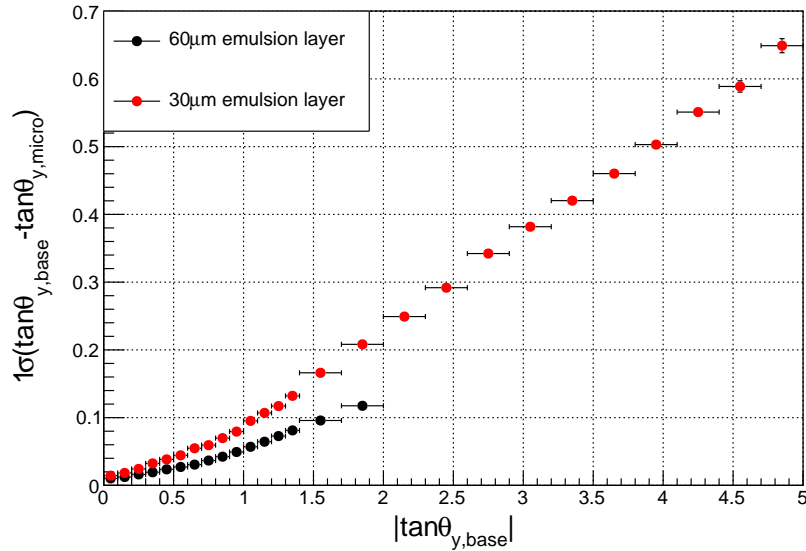


図 4.10: microtrack の角度精度。角度精度は basetrack との角度差の分布の幅である。黒い点が 60 μm の乳剤層に相当する断層画像を使った場合であり、赤い点が 30 μm の乳剤層に相当する断層画像を使った場合である。また、それぞれ十分に basetrack 生成が出来る $|\tan \theta_{x(y),base}| < 2.0$, $|\tan \theta_{x(y),base}| < 5.0$ の飛跡を用いている。

microtrack の角度を 2 点の位置から計算するモデルで表すと、式 (4.2) となる。

$$\tan \theta_{y,micro} = (y_1 - y_0)/(z_1 - z_0) \quad (4.2)$$

ここで (y_0, z_0) 及び (y_1, z_1) は飛跡の始点及び終点である。この時、角度精度は、式 (4.3) で表すことができる。

$$\sigma_{\tan \theta_{y,micro}} = \frac{\sqrt{2}}{L} \sqrt{(\delta_y)^2 + (\tan \theta_{y,micro} \times \delta_z)^2}. \quad (4.3)$$

ここで、 δ_y 及び δ_z はそれぞれフィルム表面に平行及び垂直な方向の位置決定精度を表している。式 (4.3) から飛跡の角度精度は $1/L$ に比例するため L が小さいことにより角度精度の低下を引き起こす。角度精度の低い microtrack を使う場合、microtrack 同士を繋いで basetrack を生成する際の接続条件を緩くする必要がある。これは接続対象の microtrack 数が増えることを意味しており、計算時間の増加を引き起こす。また同時に basetrack の S/N の低下の原因になる。

この問題を解決するために、2 値化画像を用いた microtrack の再測定を行う。この処理では偶数番目の 16 枚の 2 値化画像を用いる ($L = 60 \mu\text{m}$)。まず、検出された microtrack の位置角度の情報から、各 2 値化画像上での飛跡の位置に変換する。その後、1 枚の 2 値化画像の中で、飛跡の進行方向に対して、 $\pm\sqrt{\tan^2 \theta_{x,\text{micro}} + \tan^2 \theta_{y,\text{micro}}} \times 4 \mu\text{m}$ 、飛跡の進行方向に垂直な方向に対して、 $\pm 1 \mu\text{m}$ の範囲内に含まれる hit pixels を探索する。図 4.11 の赤い線内がある画像での hit pixel の探索範囲を表している。

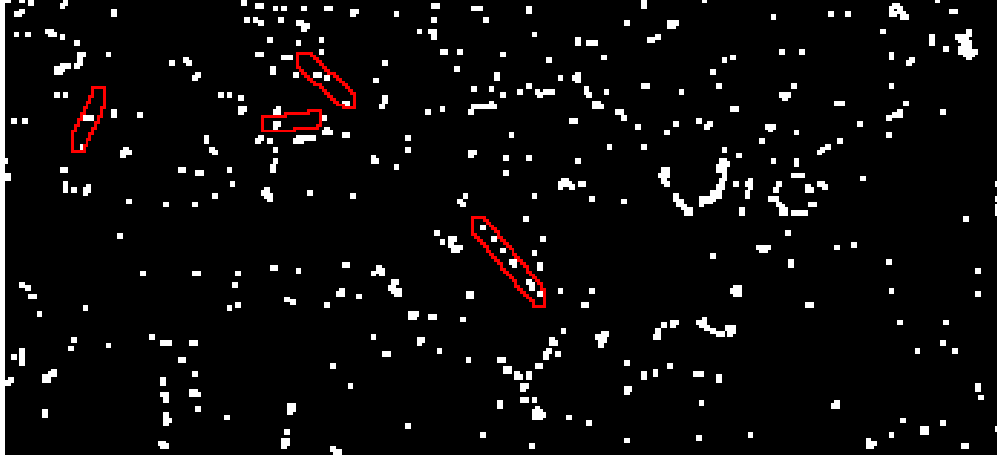


図 4.11: $155 \mu\text{m} \times 72 \mu\text{m}$ の領域の乳剤中の 2 値化画像。赤丸は、検出された microtrack に対して、フィットを行う際に用いる pixel の探索範囲を表す。中央の赤丸は、最小電離粒子による microtrack であり、他の赤丸はノイズの寄与だと考えられる。

16 枚の画像に対して同様の操作を行い、全ての画像での hit pixel 情報を抽出した後に最小二乗法による直線フィットをし、飛跡の位置角度を計算する。

$$x = \frac{\sum_{i=1}^N z_i^2 \sum_{i=1}^N x_i - \sum_{i=1}^N x_i z_i \sum_{i=1}^N z_i}{N \sum_{i=1}^N z_i^2 - (\sum_{i=1}^N z_i)^2} \quad (4.4)$$

$$y = \frac{\sum_{i=1}^N z_i^2 \sum_{i=1}^N y_i - \sum_{i=1}^N y_i z_i \sum_{i=1}^N z_i}{N \sum_{i=1}^N z_i^2 - (\sum_{i=1}^N z_i)^2}. \quad (4.5)$$

$$\tan \theta_{x,\text{micro}} = \frac{N \sum_{i=1}^N x_i z_i - \sum_{i=1}^N x_i \sum_{i=1}^N z_i}{N \sum_{i=1}^N z_i^2 - (\sum_{i=1}^N z_i)^2} \quad (4.6)$$

$$\tan \theta_{y,\text{micro}} = \frac{N \sum_{i=1}^N y_i z_i - \sum_{i=1}^N y_i \sum_{i=1}^N z_i}{N \sum_{i=1}^N z_i^2 - (\sum_{i=1}^N z_i)^2} \quad (4.7)$$

ここで、 N は hit pixel の総数を表し、 x_i 、 y_i および z_i は hit pixel の位置を表す。この計算により、microtrack の新たな位置・角度を得た後に、その値を初期値として、再度 hit pixel の探索範囲の決定、

hit pixel の探索、直線フィットを行う。この操作を飛跡の角度が収束するまで繰り返し、最終的に得られた値を microtrack の位置・角度とする。行ったフィットの回数と飛跡の角度精度の関係を図 4.12, 図 4.13 に示す。これはそれぞれ、microtrack 検出の際に $L = 60 \mu\text{m}$ 、 $L = 30 \mu\text{m}$ の二値化画像を用いており、フィッティングには $L = 60 \mu\text{m}$ の二値化画像をもちいている。

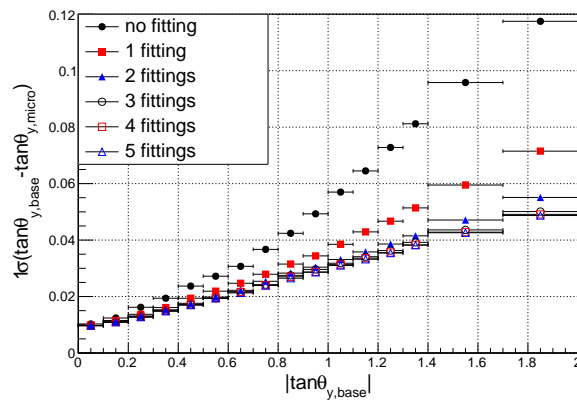


図 4.12: 2 値化画像の hit pixel 情報を用いたフィッティングの回数と角度精度の関係。microtrack の検出には $L = 60 \mu\text{m}$ の画像を用いて、フィッティングには $L = 60 \mu\text{m}$ の画像を用いた。フィッティング回数を増やすと角度精度が良くなっていることがわかる。

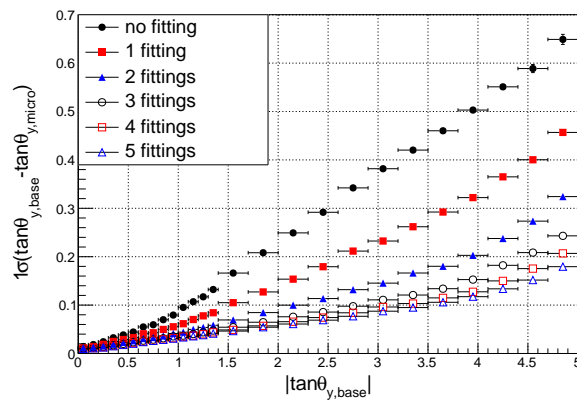


図 4.13: 2 値化画像の hit pixel 情報を用いたフィッティングの回数と角度精度の関係。microtrack の検出には $L = 30 \mu\text{m}$ の画像を用いて、フィッティングには $L = 60 \mu\text{m}$ の画像を用いた。フィッティング回数を増やすと角度精度が良くなっていることがわかる。また、角度の再計算には $L = 60 \mu\text{m}$ の画像を用いているため、図 4.12 と同程度の値に収束する。

これらの結果からフィッティングは 5 回で角度精度が収束していくことがわかる。 $L = 30 \mu\text{m}$ の 2 値化画像で検出された microtrack は先述の通り、角度のフィッティングの際に $L = 60 \mu\text{m}$ の 2 値化画像を用いるため、式 (4.3) より角度精度が倍程度良くなることが期待されるが、実際には $|\tan \theta| > 2.0$ の領域で 4 倍程度角度精度が良くなっている。また、 $L = 60 \mu\text{m}$ の 2 値化画像を用いて検出された microtrack に対してもフィッティングによる角度精度の向上がみられる。これは、従来の飛跡検出アルゴリズムでは角度の小さい飛跡に特化しており、4.3.1 節に記述したクラスタリングの範囲からわかるように x, y 方向を飛跡の角度によらず同等に扱っているのに対し、今回のフィッティングでは hit pixel の探索範囲を各飛跡の角度によって変えており、飛跡ごとにより適切な測定をしているためだと考えられる。

角度精度の向上によって

- basetrack 生成の高速化
- basetrack の S/N の向上

が実現する。

大角度領域で 4 倍程度角度精度が向上したことにより、basetrack 生成の際の接続許容値は x 方向で $1/4$, y 方向で $1/4$ になるため、全体で $1/16$ となり、処理速度の高速化が見込まれる。処理速度はファイル IO や飛跡の角度/位置分布にも依存するが角度精度の向上による接続許容値の縮小によって basetrack 生成の速度は約 2-3 時間から 10 分程度と、10 倍程度短縮されている。

basetrack のノイズ除去は 4.4.3 節で詳細を述べるが、フィルム上下の層での microtrack の直線性と濃さを指標に貫通飛跡とノイズ飛跡との区別を行う。microtrack の角度精度の向上は、貫通飛跡に対して直線性をあげることに他ならないため、ノイズ飛跡との分離能の向上に直結する。

また、図 4.10 で見られた飛跡認識を行う画像による角度精度の乖離も改善されており、 $L = 30 \mu\text{m}$ の 2 値化画像を用いて検出した飛跡と $L = 60 \mu\text{m}$ の 2 値化画像を用いて検出した飛跡を以降の処理では同一の物として取り扱うことができる。これらをデータ上でマージしたときの角度精度を図 4.14 に示す。赤のフィット線は (4.3) を用いてフィットした結果であり、 $\delta_y = 0.41 \pm 0.01 \mu\text{m}$, $\delta_z = 1.32 \pm 0.02 \mu\text{m}$ である。ここで δ_z が HTS の被写界深度 $\pm 2 \mu\text{m}$ に比べ良い値なのは、角度を決めるために 2 点ではなく 16 枚の断層画像の hit pixel を使っているためだと考えられる。

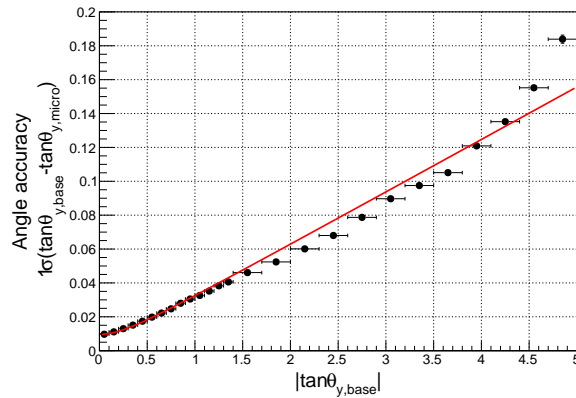


図 4.14: 2 値化画像を用いた直線フィット後の microtrack の角度精度。図 4.10 と比べ、小角度と大角度での角度精度の乖離が改善している。赤のフィット線は (4.3) であり、 $\delta_y = 0.41 \pm 0.01 \mu\text{m}$, $\delta_z = 1.32 \pm 0.02 \mu\text{m}$ である。

4.3.4 オフライン飛跡認識システムの構築

原子核乾板における従来の飛跡読取は、飛跡読取装置で乳剤の断層画像撮像、画像処理、飛跡認識を行い、飛跡の情報を出力していた。しかし、飛跡読取角度アクセプタンス拡大による計算コストの増加^{*1}は避けられない問題である。また現在稼働している読取装置 (HTS) は 1 台のみであり、NINJA 実験のフィルムの読取に使用できる時間は 1 日 ~ 6 時間と限られる。しかし、先述の方法で HTS を用いて 32 層の断層画像から大角度の飛跡認識を行うと 1 枚のフィルムで 6 時間程度かかってしまう。そのため、飛跡認識のプロセスを分割し

- HTS による画像撮像
- PC 群による飛跡認識

とし、HTS では画像撮像、2 値化までを行うことにした。その後保存した画像を用いて飛跡認識、直線フィットによる角度再測定、出力は NINJA 実験で用意した 9 台の PC 群により行う。これにより、HTS を使った画像撮像はフィルム 1 枚当たり 1 時間程度になった。飛跡認識部分は現状フィルム 1 枚当たり 4-6 時間であるが、HTS を使わないことに加えフィルムの断層画像取得 (スキャン) の物理的な作業が伴わないため 24 時間稼働させることが可能である。以上のシステム構築により 1 日フィルム 4-6 枚の飛跡認識を行う環境を整えた。これらの平均速度は表 4.1 にまとめた。NINJA PRa で処理すべきフィルムの総面積は約 $9 \times 10^5 \text{ cm}^2$ であり、250 日で処理が終わる。

*1 単純に画像のシフト量 (d) を増やして読取角度範囲を拡大する場合、シフト量を n 倍にすると、x 方向 y 方向の 2 方向に対して n 倍のシフトが必要になるため、計算コストは n^2 倍となる

表 4.1: microtrack 認識までの処理速度

処理	速度 (cm ² /h)
HTS による画像取得	630
Microtrack の認識	170

図 4.2 は、NINJA Run8 でのスキャン速度をもとに、従来の方法 (HTS で飛跡認識まで行う) で物理ランのフィルムに対して大角度飛跡読取を行ったときのスキャン速度の見積もりを表している。ここでは、画像処理や 2 値化画像を用いた飛跡の再測定 (フィッティング) は考慮していない*2。これにより従来方法で飛跡読取を行った場合、NINJA の ECC のフィルムの飛跡読取に約 3.7 年かかると見積もることができる。

表 4.2: NINJA Run8 と物理ランの飛跡読取比較

実験名	シフト量	計算コスト	速度 (フィルム 1 枚あたり ^{a)})
Run 8	180 pixel	1	30 min
物理ラン (従来方法)	300 pixel 2 回	13.6	408min
物理ラン (画像取得・飛跡認識 分離)	300 pixel 2 回	13.6	60 min ^b

^a 物理ランのフィルムサイズ (25 cm × 25 cm) で換算

^b HTS での画像読み取りのみの速度

画像取得と飛跡認識の分離は実効的な読み取り速度の向上のほかに、将来開発に対しても有用である。今まで原子核乾板の断層画像は読み取り装置から出力されていなかったため、得られた飛跡情報 (位置・角度・濃さ) 以外の情報を用いた解析は難しかった。しかし、この方法では (2 値化) 画像が出力されるため、得られた飛跡情報と画像の情報を用いたより高度な飛跡抽出が容易に行えるようになった。加工のされていない生データに近いデータを扱える環境は、今後より洗練された飛跡再構成方法を開発していくうえで重要である。4.3.3 節で説明した 2 値化画像を用いた飛跡の再測定 (フィッティング) を考案し、実装できたのも画像データが残っており、取得した飛跡情報と画像を突き合わせて分析ができたことが大きな要因である。画像取得と飛跡認識を分離した方式は現在開発されている新型の自動飛跡読取装置である HTS2 でも導入される予定である。

*2 2 値化画像を用いた飛跡の再測定の計算コストのため従来方法で行った場合はより速度が遅くなることが見込まれる

4.3.4.1 処理環境の構成

各処理で使用している計算機やストレージの構成、データフローについて説明する。ここでは扱うデータサイズ、処理能力などに注目して説明する。HTS から出力されるデータは各視野、各センサーごとに 32 枚の 2 値化画像 (2048 pixel × 1088 pixel ≒ 1 mm × 0.5 mm) がまとめられた約 2 MB^{*3} のファイルであり、1 回のスキャン (9 cm × 13 cm) で 67,392 個のファイルが出力される。合計で約 130 GB のデータ量である。1 回のスキャンは約 500 s かかるため、データの取得速度は平均 250 MB/s である。実際には画像処理、圧縮等書き込み以外の処理が入るため最大 625 MB/s 程度の速度でデータ転送及び書き込みが行われる。データ転送を十分な速度で行えるように 2 値化画像を保存する PC と HTS との間は 10 Gbps の LAN ケーブルでつないだ。また、書き込み先は SATA 接続の SSD (Samsung MZ7LH3T8HMLT-00005) を 4 個 RAID0 でレイドさせたものを用いている。SSD はストレージエンクロージャー (QNAP TL-D400S) に入れて運用している。PC とストレージエンクロージャーは SAS ケーブルで接続されており最大 4 × 6 Gbps の速度でデータ転送が可能である。データ IO のベンチマークの結果を図 4.15 に示す。左の行が読み込み速度 (MB/s) であり、右の行が書き込み速度 (MB/s) である。SEQ,RND はそれぞれ連続での読み書きとランダムアクセスでの読み書きであり、2MiB のファイルを 64GiB 分読み書きしたときの速度となっている。またスキャン中の SSD のプロファイルを図 4.16 に示す。以上の結果からこの構成でスキャンに対して十分な性能があることがわかる。

	Read (MB/s)	Write (MB/s)
SEQ2M Q8T1	1666.74	1638.38
SEQ2M Q1T1	1337.50	1350.90
RND2M Q32T1	1714.44	1632.10
RND2M Q1T1	1274.99	1359.47

図 4.15: SSD の書き込み速度 (2 値化画像書き込み用:ベンチマーク:CrystalDiskMark)。2 MiB のファイルを 64 GiB 分読み書きしたときの速度。最下段目がランダムアクセスでの読み/書き速度

*3 画像内の hit pixel 数によって 1.5-2.5 MB のサイズになる

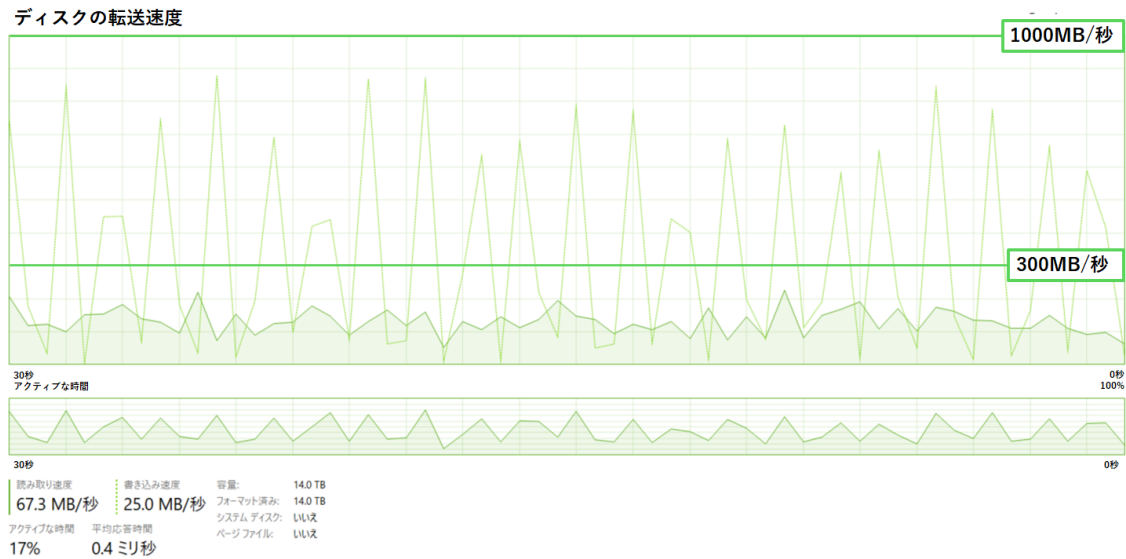


図 4.16: 実際にデータ書き込みを行っている時の書き込み速度とアクティブな時間。破線がスキャンによる書き込みを表す。

また、全解析が終了するまでに書き込まれる総データ量^{*4} は約 1 PB である。使用している SSD は 1 個 3.84 TB の容量であり、動作保証期間 (DWPD) は 1.3 (3 年間) である。これは、1 日 1.3 回 (3.84 TB×1.3 ≒4.99 TB) のデータの書き込みを行った場合 3 年間動作を保証する意味である。書き込み総容量 (TBW) の目安は式 (4.8) で表すことができ、5.4 PB となる。そのため、書き換え耐性についても十分な性能があると考えられる。

$$\text{TBW} = 3.84 \text{ TB} \times 1.3 \times 3 \times 365 \quad (4.8)$$

スキャンされた 2 値化画像は 9 台の PC (表 4.3) によって microtrack の検出が成される。Microtrack 認識は 2 値化画像データファイルごとに行われ、非同期に処理されていくため、2 値化画像のファイル数と同じ 67,392 個のファイルが出力される。このように、サイズの小さい大量のファイルを扱う必要があるため、basetrack 生成までの処理は

1. SATA SSD (microtrack のストレージ)
2. m.2 SSD (microtrack から basetrack 生成までの処理の中間出力)
3. HDD (basetrack 以降のデータストレージ)

という順にデータを流していく。このようにすることで、ファイル IO が律速にならずに処理を進める

*4 解析対象のフィルムは約 100 m² であり、2 値化画像のデータサイズは約 1 GB/cm²

ことができる。最終的なデータストレージである HDD は管理のしやすさ、冗長性、IO の高速化のために RAID を組んで運用している。20 個の HDD のうち 8 個で RAID10 を組み合計 50 TB、12 個で RAID6+ スペア 1 個の構成で 100 TB のストレージとして運用している。

各処理に使用している計算機群の構成を表 4.3 にまとめる

表 4.3: 各処理に使用している計算機群の構成

CPU	GPU (台)	RAM	Storage (台)	process	備考
i9 10980XE	RTX 2080 SUPER (2)	32 GB	-	microtrack 認識	7 台
i9 10980XE	RTX 3090 (1)	32 GB	-	microtrack 認識	2 台
i9 7900X	-	128 GB	3.84 TB SSD (4) ^a 2 TB SSD (2) ^b 1 TB SSD (1) ^c	画像データ保存 Basetrack 生成	-
Ryzen 9 3950X	-	128 GB	14 TB HDD (20) ^d 1 TB SSD (1) ^c	Basetrack 生成以降	-
Ryzen TR 2950X	-	256 GB	3.84 TB SSD (1) ^a 2 TB SSD (2) ^b 1 TB SSD (1) ^c	Basetrack 生成以降	-

^a Samsung MZ7LH3T8HMLT-00005

^b SanDisk SDSSDH3 2T00

^c Samsung SSD 980 PRO 1TB

^d Western Digital WUH721414ALE6L4

4.4 basetrack 再構成

図 4.17 で示すように、フィルム両面の乳剤で検出された microtrack 同士を接続し base 中に仮想的に作った飛跡を basetrack と呼ぶ。

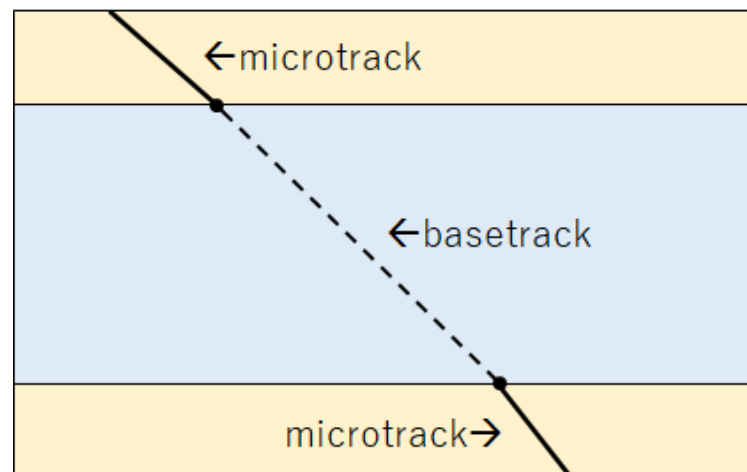


図 4.17: basetrack の定義。フィルム両面の乳剤で検出された microtrack 同士を接続し base 中に仮想的に作った飛跡を basetrack と呼ぶ。

乳剤層は湿度の変化や現像のプロセスにより、特に厚み方向に伸縮する、さらに x-y 方向にも歪みが生じるため、microtrack は角度精度が悪く、ビーム照射時の飛跡の角度を保存しない。それに対し、フィルムの支持体であるポリスチレンの base は周囲の環境による変形が小さいため、basetrack はビーム照射時の飛跡の角度を保存する。また、base は乳剤層に比べて 3 倍程度厚みがあるため、basetrack は microtrack に比べ高い角度精度をもつ。basetrack は 2 本の microtrack を角度、場所が整合する組み合わせのみつなぐため、microtrack に比べ高い S/N となる。以上の理由から、ECC の解析では basetrack を用いる。

4.4.1 microtrack の歪み伸縮補正

basetrack を作る前に乳剤層の歪み (ディストーション) や伸縮 (シュリンク) に対する補正を microtrack にかける。これを distortion correction (dc) と呼ぶ。ディストーション 及び シュリンク は図 4.18, 図 4.19 で示す変形であり、ディストーション は乳剤層表面に対して平行な方向への変形であり、シュリンク は乳剤表面に対して垂直な方向への変形である。

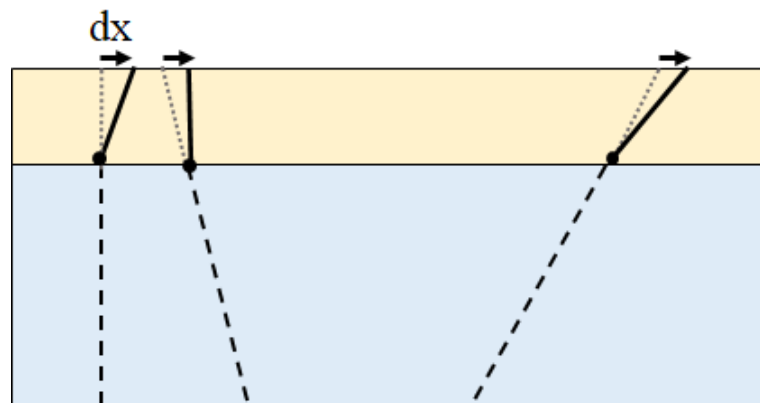


図 4.18: ディストーションでの乳剤の変形

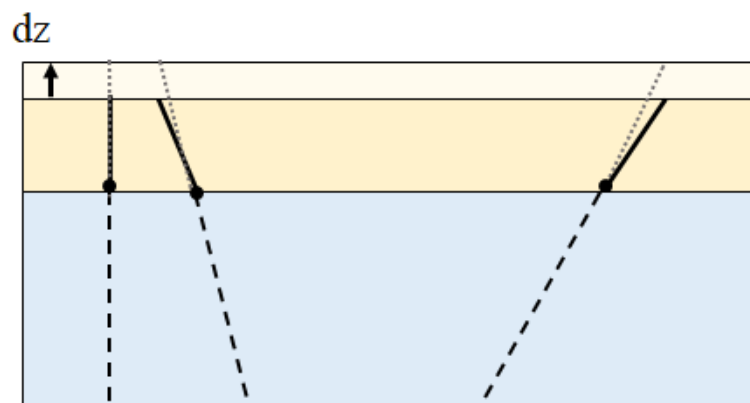


図 4.19: シュリンクでの乳剤の変形

これらの補正は線形変換により行われる。microtrack の角度 θ_{micro} は乳剤両端での位置 $(x_0, z_0), (x_1, y_1)$ を用いて以下のように書き表せる。

$$\tan \theta_{\text{micro}} = \frac{x_1 - x_0}{z_1 - z_0} \quad (4.9)$$

ここで、 (x_0, z_0) を乳剤層と base との境界での位置座標とし、ここでの乳剤層の変位を 0 とする。そしてディストーションの効果 $x_1 \rightarrow x_1 + dx$ とし、シュリンクの効果 $z_1 \rightarrow z_1 + dz$ として変換を行

う。これにより、microtrack の角度は

$$\begin{aligned}\tan \theta'_{\text{micro}} &= \frac{x_1 + dx - x_0}{z_1 + dz - z_0} \\ &= \frac{z_1 - z_0}{z_1 + dz - z_0} \times \left(\frac{x_1 - x_0}{z_1 - z_0} + \frac{dx}{z_1 - z_0} \right) \\ &= \text{S.F.} \times (\tan \theta_{\text{micro}} + \delta \tan \alpha)\end{aligned}\tag{4.10}$$

となる。ここで S.F は Shrinkage factor であり、ビーム照射時と飛跡読み取り時の乳剤厚の比を表す。また、 $\delta \tan \alpha$ はディストーションによる角度変化であり、図 4.18 で表した変化である。

図 4.20 はディストーション/シュリンク補正前の basetrack と microtrack の角度差である。横軸が basetrack の角度、縦軸が basetrack と microtrack の角度差を表す。式 (4.10) からわかるように、角度-角度差相関での傾きがシュリンクの補正量を表しており、切片がディストーションの補正量を表す。

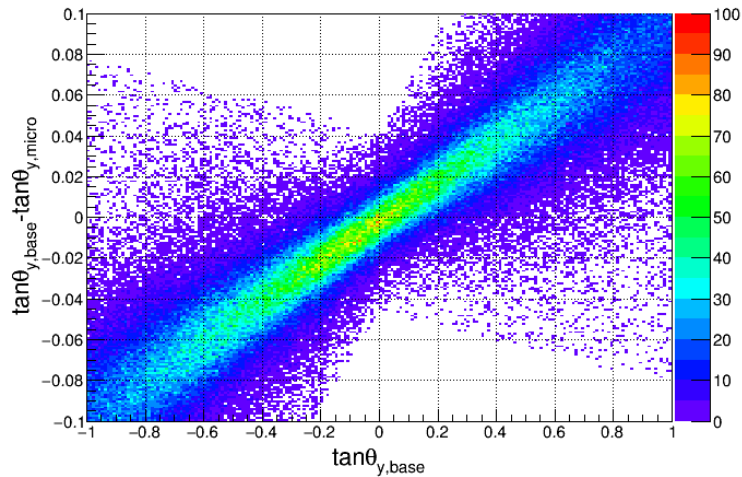


図 4.20: ディストーション/シュリンク補正を行う前の basetrack の角度と basetrack と microtrack の角度差の二次元分布。シュリンクに対応する傾きが見えている。

この傾きと切片を直線フィットにより求め、補正した後の basetrack 角度と basetrack と microtrack の角度差の相関は図 4.21 のようになる。

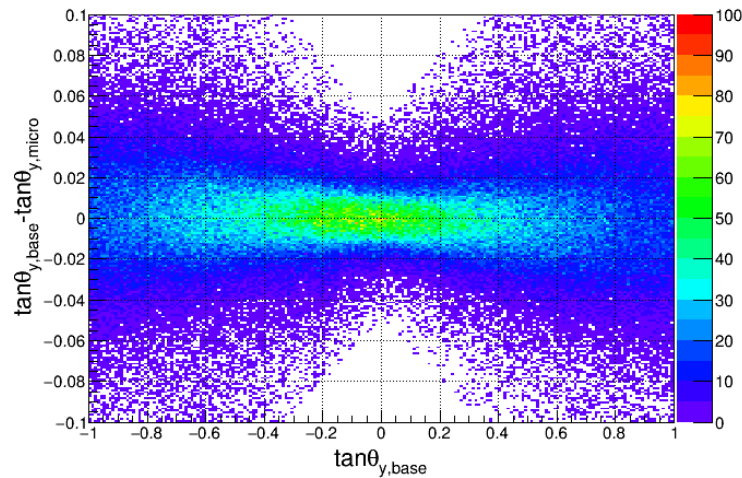


図 4.21: ディストーション/シュリンク 補正を行った後の basetrack の角度と basetrack と microtrack の角度差の二次元分布。シュリンク に対応する傾きがなくなり角度差の角度依存性が解消されている。

切片及び傾きの両方が補正によってゼロになっていることがわかる。

4.4.2 microtrack の接続

ディストーション/シュリンク 補正を行った後、microtrack 同士の接続をし basetrack を生成する。ある microtrack に対し、逆側乳剤層の microtrack を 1 本選ぶと各 microtrack の base と乳剤との境界面での終点を繋ぐことで basetrack を作ることができる。その後 basetrack と microtrack の角度差によって、microtrack 間での接続判定を行う。最初に式 (4.11) の条件で、 x 方向、 y 方向の角度差を用いて接続判定を行う。

$$|\tan \theta_{\text{micro}} - \tan \theta_{\text{base}}| < 0.05 + 0.15 \times \tan \theta_{\text{base}} \quad (4.11)$$

ここで、 θ_{micro} は ディストーション/シュリンク 補正後の microtrack の角度である。microtrack の角度精度は図 4.14 で示しており、この許容値は $|\tan \theta| < 4$ までの飛跡を 5σ でつないでいることに相当する。このカットは上面/下面乳剤層の x 方向/ y 方向の角度差、計 4 つの角度差に対して適用される。次に radial 方向/lateral 方向でのカットを行う。radial 方向は図 4.22 で定義される角度であり、飛跡の進行方向に沿った角度を radial 方向、それに対して垂直な方向を lateral 方向と呼ぶ。

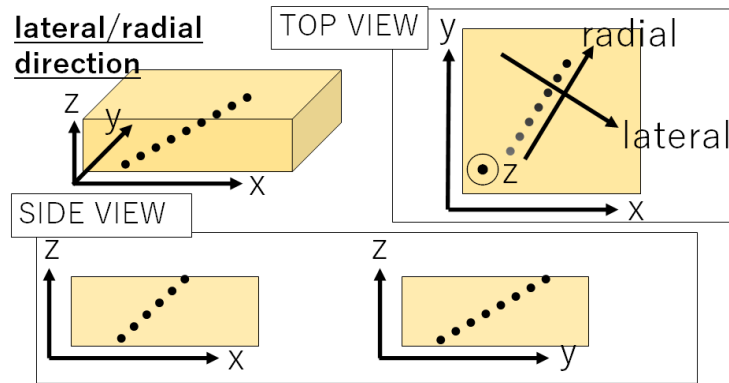


図 4.22: radial 方向/lateral 方向の定義。点線は荷電粒子の飛跡を表している。飛跡の進行方向に沿った方向を radial 方向、それに垂直な方向を lateral 方向とする。

図 4.23 があらわすように、 z -lateral 平面からは飛跡の角度を常にゼロとして扱うことができ、 z -radial 平面から見た飛跡の角度は $\sqrt{\tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y}$ となる。このように lateral 方向と radial 方向に分けることで飛跡の角度精度が良い方向と悪い方向に分離することができる。これにより、より S/N の高いカットが可能となる。

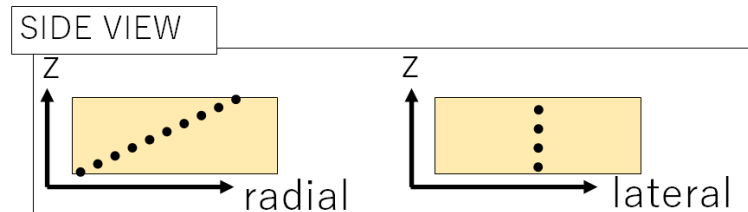


図 4.23: radial 方向/lateral 方向から見たフィルムの断面図。ここからわかるように z -lateral 平面から見ると飛跡の角度はゼロとして扱うことができ、 z -radial 平面から見た飛跡の角度は $\sqrt{\tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y}$ となる。これにより、飛跡の角度精度を精度の良い方向と悪い方向に分離することができる。

lateral 方向の角度差に対するカットとして式 (4.12) を適用する。これは式 (4.11) で $\tan \theta_{\text{base}} = 0$ の飛跡に対するカットと同等なものになっている。

$$|\delta \tan \theta_{\text{lateral}}| < 0.05 \tag{4.12}$$

このカットを角度空間で表現すると図 4.24 となる。 x - y 方向での角度差のカットでは角度空間で $\tan \theta_x$ 軸, $\tan \theta_y$ 軸に平行な辺を持つ長方形のカットになるが、lateral 方向でのカットを入れることで、精度の

良い方向に対してはカットを厳しくすることができる。青い四角と赤い四角はそれぞれ、 x 方向/ y 方向で決めた飛跡の接続許容値と radial 方向/lateral 方向で決めた飛跡の接続許容値を表している。飛跡の接続許容値のような微小な領域において、関連のない飛跡の Chance coincidence は図 4.24 の平面上に一様に分布すると近似できる*5ため四角の面積比が Chance Coincidence による誤接続の確率と考えることができ、lateral 方向の角度差を用いることで誤接続を減らすことができる。図 4.11 からわかるように青い四角の面積は $\tan\theta_x \times \tan\theta_y$ に比例して増加していくため大角度においては 2 次関数的に増えていくが lateral カットにより面積の増加が 1 次関数的な増加になる。ここから lateral 方向を用いた解析方法は角度においてより重要になる。

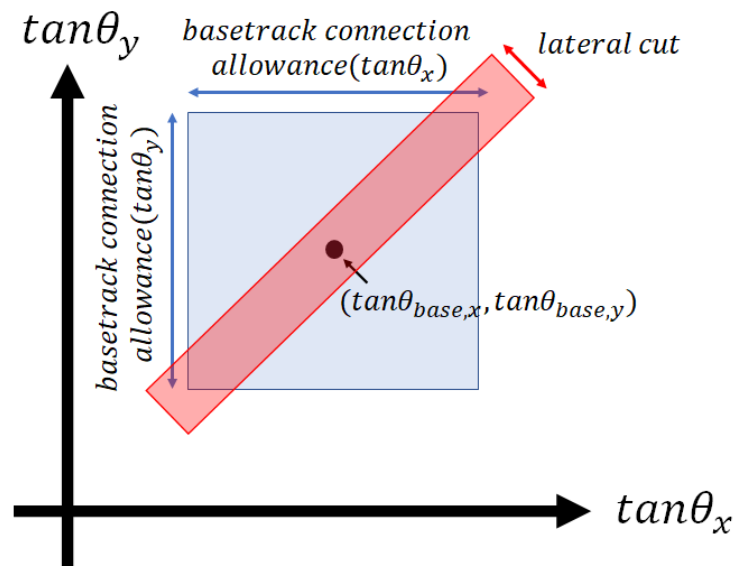


図 4.24: x 方向/ y 方向で決めた飛跡の接続許容値が水色の四角で、radial 方向/lateral 方向で決めた飛跡の接続許容値が赤い四角で表されている。四角の面積が接続許容範囲を表している。

4.4.3 Track ranking 法による basetrack のノイズ除去

Basetrack を生成した後に Track ranking 法を用いてノイズ飛跡の除去を行う [104, 65]。これは OPERA 実験で初めて用いられた解析方法であり、飛跡の濃さや角度差を用いて飛跡らしさを評価する。今回は飛跡らしさの指標として飛跡の直線性 (χ^2) と濃さ (VPH) を用いる。VPH は microtrack 認識の際に計算される値であり、式 (4.1) で定義される。basetrack に対しては basetrack を構成する 2

*5 実際には飛跡の由来 (ランダムノイズによる microtrack, 関係のない宇宙線による microtrack 等) によって角度分布が異なる

本の microtrack の VPH の和を用いる。直線性の指標となる χ^2 は飛跡の radial 方向の角度差と lateral 方向の角度差を用いて定義する。これは飛跡の x/y 方向の角度を用いて式 (4.14) で計算される。

$$\Delta \tan \theta_{\text{radial}_i} = \frac{(\tan \theta_{\text{mix}} - \tan \theta_{\text{bx}}) \tan \theta_{\text{bx}} + (\tan \theta_{\text{miy}} - \tan \theta_{\text{by}}) \tan \theta_{\text{by}}}{\sqrt{\tan^2 \theta_{\text{bx}} + \tan^2 \theta_{\text{by}}}} \quad (4.13)$$

$$\Delta \tan \theta_{\text{lateral}_i} = \frac{(\tan \theta_{\text{mix}} - \tan \theta_{\text{bx}}) \tan \theta_{\text{by}} - (\tan \theta_{\text{miy}} - \tan \theta_{\text{by}}) \tan \theta_{\text{bx}}}{\sqrt{\tan^2 \theta_{\text{bx}} + \tan^2 \theta_{\text{by}}}} \quad (4.14)$$

ここで $\tan \theta_{\text{mix}}$ と $\tan \theta_{\text{miy}}$ は microtrack の角度を表し、 $i = 0, 1$ は乳剤層を識別するためのラベルである。また、 $\tan \theta_{\text{bx}}$ と $\tan \theta_{\text{by}}$ は basetrack の角度を表す。これらを用いて、飛跡の直線性は式 (4.15) で計算する。

$$\chi^2 = \frac{(\Delta \tan \theta_{\text{radial}_0})^2 + (\Delta \tan \theta_{\text{radial}_1})^2}{(\delta \tan \theta_{\text{radial}})^2} + \frac{(\Delta \tan \theta_{\text{lateral}_0})^2 + (\Delta \tan \theta_{\text{lateral}_1})^2}{(\delta \tan \theta_{\text{lateral}})^2}. \quad (4.15)$$

ここで、 $\delta \tan \theta_{\text{radial}}$ は図 4.14 で得られたフィット直線を用い、 $\delta \tan \theta_{\text{lateral}}$ はその $\tan \theta = 0$ の時の値を用いる。このように得られた χ^2 は自由度 4 のカイ二乗分布に従う。ここで、自由度 k のカイ二乗分布は式 (4.16) で書くことができる。

$$f(x, k) = \frac{1}{2^{k/2} \Gamma(k/2)} x^{k/2-1} e^{-x/2} \quad (4.16)$$

$\Gamma(x)$ はガンマ関数である。自由度 4 の場合、式 (4.16) は式 (4.17) と書き下すことができる。

$$f(x, 4) = \frac{1}{8} x e^{-x/2} \quad (4.17)$$

今回行う track ranking 法によるノイズ除去 (ranking cut) の手順を以下に示す

1. シグナル飛跡の抽出
2. シグナル飛跡を落とさないうえで S/N の良いカットの決定
3. 全飛跡へのカットの適用

まず、シグナル飛跡の抽出を行う。ビーム照射中の飛跡を選ぶために ranking cut の対象となるフィルムの basetrack を隣接フィルムの basetrack と繋ぐ。飛跡接続には radial 方向と lateral 方向の位置ずれ及び角度ずれの値を用いる。飛跡の接続許容値を式 (4.25) に、繋いだ basetrack 間での位置ずれ角度ずれの分布を図 4.25 と図 4.26 に示す。

$$\text{Thr}\Delta \tan \theta_{\text{radial.water}} = 0.05 \times \tan \theta + 0.05 \quad (4.18)$$

$$\text{Thr}\Delta \tan \theta_{\text{lateral.water}} = 0.015 \times \tan \theta + 0.05 \quad (4.19)$$

$$\text{Thr}\Delta \text{position}_{\text{radial.water}} = 20 \mu\text{m} \times \tan \theta + 20 \mu\text{m} \quad (4.20)$$

$$\text{Thr}\Delta \text{position}_{\text{lateral.water}} = 30 \mu\text{m} \quad (4.21)$$

$$\text{Thr}\Delta \tan \theta_{\text{radial.iron}} = 0.05 \times \tan \theta + 0.05 \quad (4.22)$$

$$\text{Thr}\Delta \tan \theta_{\text{lateral.iron}} = 0.01 \times \tan \theta + 0.05 \quad (4.23)$$

$$\text{Thr}\Delta \text{position}_{\text{radial.iron}} = 5 \mu\text{m} \times \tan \theta + 5 \mu\text{m} \quad (4.24)$$

$$\text{Thr}\Delta \text{position}_{\text{lateral.iron}} = 10 \mu\text{m}. \quad (4.25)$$

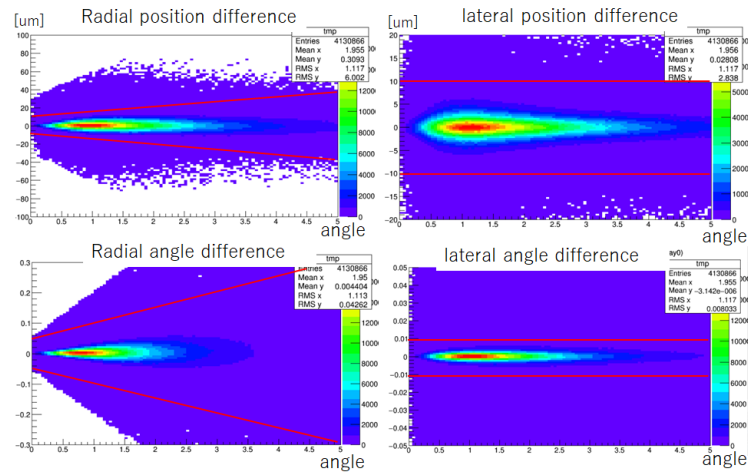


図 4.25: 鉄を挟んで basetrack を接続した際の位置ずれ、角度ずれの分布。radial 方向の位置ずれ (左上)、radial 方向の角度ずれ (左下)、lateral 方向の位置ずれ (右上)、lateral 方向の角度ずれ (右下)。赤線がシグナル飛跡を選択する際の接続閾値を表す。

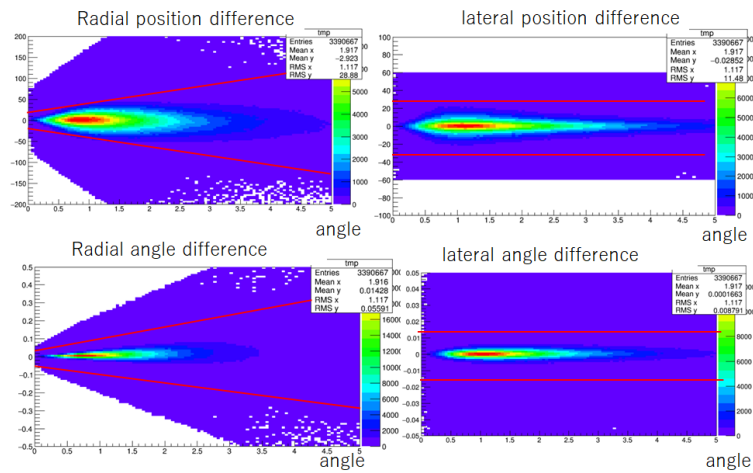


図 4.26: 水を挟んで basetrack を接続した際の位置ずれ、角度ずれの分布。radial 方向の位置ずれ (左上)、radial 方向の角度ずれ (左下)、lateral 方向の位置ずれ (右上)、lateral 方向の角度ずれ (右下)。赤線がシグナル飛跡を選択する際の接続閾値を表す。

これらの条件で隣接フィルムの basetrack と繋がる basetrack をシグナル飛跡とする。次にシグナル飛跡の中の Chance coincidence により、繋がってしまったノイズ飛跡量を見積もる。位置ずれ分布は一様分布とガウス様分布を重ね合わせた形をしており、一様分布の成分を見積もることにより、シグナル飛跡の中のノイズ飛跡の混入割合を算出することができる。鉄を挟んだ隣接フィルムを上記の条件で接続し、つながる飛跡だけを抽出した後に水を挟んだ隣接フィルム位置ずれを計算する。

図 4.27 はその結果であり、Chance coincidence 成分は分布のテール部分を見ることにより、 $\sim 150 \text{ tracks/bin}$ と見積もられる。ヒストグラムは全体で 120 bin あるため、この中に含まれる chance coincidence 成分は、 $150 \times 120 = 18000 \text{ tracks}$ となる。これと総接続飛跡本数 (2760228 tracks) を用いて、noise 飛跡の混入割合は $18000/2760228 \approx 0.65\%$ となる。

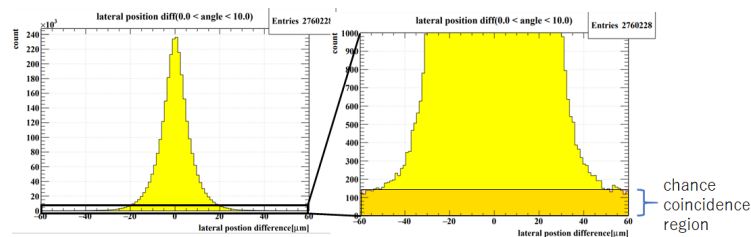


図 4.27: 水を挟んでつながった飛跡の位置ずれ分布。この分布のテール成分から飛跡接続の chance coincidence 率を見積もることができ、chance coincidence は $\sim 150 \text{ tracks/bin}$ となり、全体で、 $150 \times 120 = 18000 \text{ tracks}$ となる。

抽出されたシグナル飛跡集団での、直線性 χ^2 の分布を図 4.28 に示す。フィット関数は式 (4.17) であり、分布の形状と関数の形は合っている。 χ^2 の大きい領域 ($\chi^2 > 10$) ではフィットが合わなくなっているが、これは低運動量成分やノイズ飛跡の成分等 microtrack の角度精度以外の効果が見えているためだと考えられる。

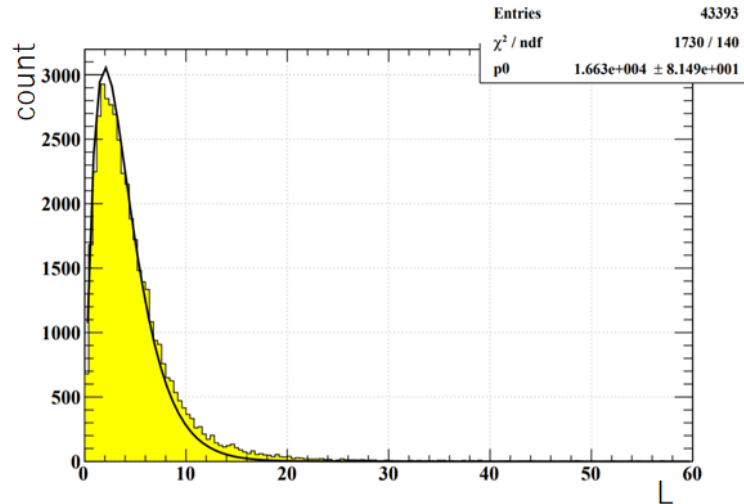


図 4.28: 飛跡の直線性 (χ^2) の分布。フィット関数は図 4.28 で示した自由度 4 のカイ二乗分布

次に、シグナル飛跡と、全 basetrack を用いて ranking cut の条件を決定する。図 4.29 は $0.4 < \tan \theta < 0.5$ の角度領域でのシグナル飛跡集団の直線性 (χ^2) と飛跡の濃さ (VPH) の二次元ヒストグラムである。横軸が χ^2 、縦軸が VPH を表す。まずシグナル飛跡集団の分布から “Preliminary signal region” を決定する。これはシグナル集団に含まれる飛跡の VPH の最小値 VPH_{\min} とシグナル集団の飛跡が 99.5% 入るときの直線性の値を χ^2_{\max} とし、これらを用いて

$$VPH \geq VPH_{\min} \quad (4.26)$$

$$\chi^2 \leq \chi^2_{\max} \quad (4.27)$$

によって “Preliminary signal region” を決める。これは図 4.29 の赤線によって囲まれた部分である。

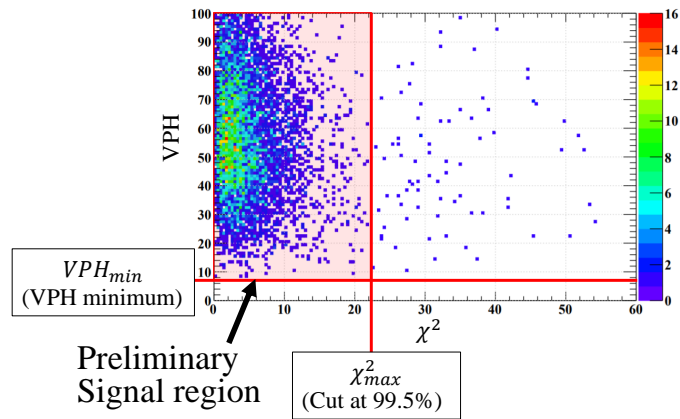


図 4.29: シグナル飛跡での直線性と飛跡の濃さの 2 次元ヒストグラム。赤線で囲まれた部分を “Preliminary signal region” とする。

次にノイズ飛跡を除去するための閾値を決める。カットは図 4.30 に示すように、4 本の直線によって行う。カットを定義するために、シグナル飛跡を用いて VPH の最頻値を求め、 VPH_{med} とする。4 本の直線はそれぞれ、以下の点を結ぶ線分及び半直線で構成する。

- $(0, VPH_{min})$ と $(4, VPH_{min})$
- $(4, VPH_{min})$ と (χ_0^2, VPH_0)
- (χ_0^2, VPH_0) と $(\chi_{max}^2, VPH_{med})$
- $(\chi_{max}^2, VPH_{med})$ を始点とする x 軸に平行な半直線

この中で、未定義の点は (χ_0^2, VPH_0) のみであり、次の条件で (χ_0^2, VPH_0) を決めることによりカットを決定する。

1. 3 点 $(4, VPH_{min})$, $(\chi_{max}^2, VPH_{min})$, $(\chi_{max}^2, VPH_{med})$ で三角形を作る (図 4.30 の赤い三角形。)。
2. $[4, \chi_{max}^2]$ を 100 分割、 $[VPH_{min}, VPH_{max}]$ を 50 分割して三角形内部に格子点を作る。
3. 各格子点を (χ_0^2, VPH_0) としたときに決まるカットの中で “preliminary signal region” の飛跡を 99.8% 以上含む、かつ全飛跡に対してカットを行ったときに残る飛跡が最も少ない点。

このようにして決まった (χ_0^2, VPH_0) を用いてカットを行う。式は式 (4.28) であり、カットにより飛跡は図 4.30 の左図から右図のようになる。

$$VPH \geq \begin{cases} VPH_{\min} & (0 \leq \chi^2 < 4) \\ \frac{VPH_0 - VPH_{\min}}{\chi_0^2 - 4} (\chi^2 - 4) + VPH_{\min} & (4 \leq \chi^2 < \chi_0^2) \\ \frac{VPH_{\text{med}} - VPH_0}{\chi_{\text{max}}^2 - \chi_0^2} (\chi^2 - \chi_0^2) + VPH_0 & (\chi_0^2 \leq \chi^2 < \chi_{\text{max}}^2) \\ VPH_{\text{med}} & (\chi_{\text{max}}^2 \leq \chi^2). \end{cases} \quad (4.28)$$

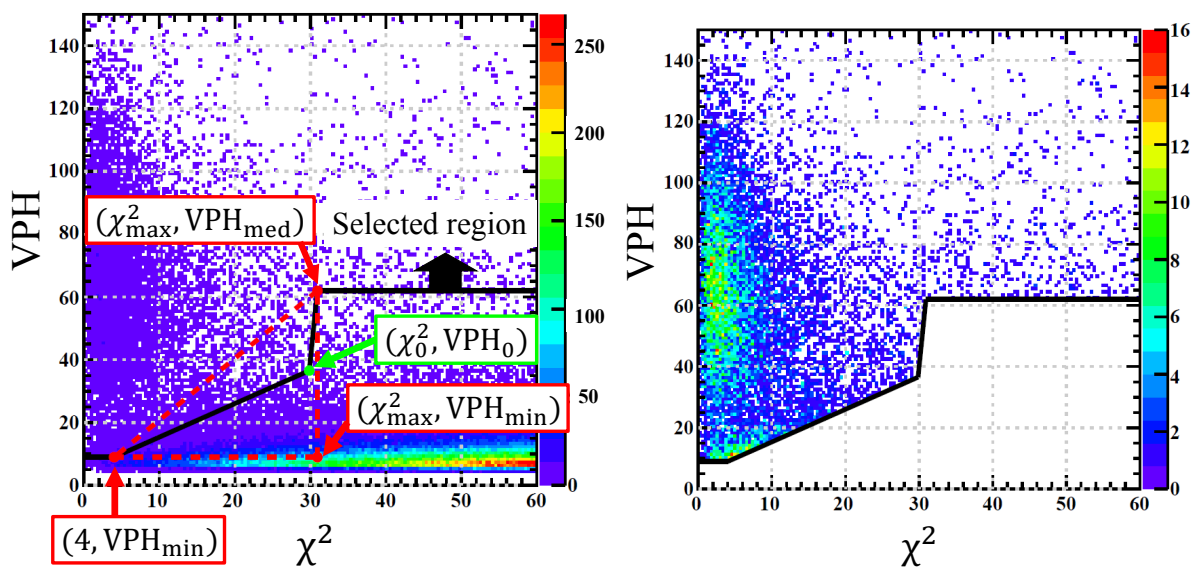


図 4.30: basetrack の直線性と濃さの 2 次元ヒストグラム。左図がカット前であり、右図がカット後の飛跡集団である。カットは 4 点 $(0, VPH_{\min})$, $(4, VPH_{\min})$, (χ_0^2, VPH_0) , $(\chi_{\text{max}}^2, VPH_{\text{med}})$ を用いる。このカットにより、左図右下のノイズ成分が除去できていることがわかる。

4.4.4 basetrack の合成

4.3 節で示したように、microtrack 検出の際に用いる断層画像の選び方は base 両側の各乳剤層に対して、乳剤厚 $60 \mu\text{m}$ の断層画像の選び方が 2 種類、乳剤厚 $30 \mu\text{m}$ の断層画像の選び方が 2 種類ある。basetrack は乳剤厚 $60 \mu\text{m}$ の断層画像組の microtrack 同士か乳剤厚 $30 \mu\text{m}$ の断層画像組の microtrack 同士の組み合わせを使って生成する。そのため、生成される basetrack は乳剤厚 $60 \mu\text{m}$ 、乳剤厚 $30 \mu\text{m}$ に対してそれぞれ 4 種類ずつ再構成される。それぞれの basetrack に対して、表 4.4 で示すように名称

表 4.4: Basetrack の名前。スキャン時の乳剤の厚みと使用した 16 枚の位置によって basetrack の名前をつける。60 μm -thickness scanning、30 μm -thickness scanning でそれぞれ 4 通りの basetrack が生成できる。

	60 μm -thickness scanning		30 μm -thickness scanning	
	Upper	Down	Upper	Down
basetrack 0	Even	Even	Inner	Inner
basetrack 1	Even	Odd	Inner	Outer
basetrack 2	Odd	Even	Outer	Inner
basetrack 3	Odd	Odd	Outer	Outer

を付ける。

それに加えて、basetrack の検出効率を上げるために以下の basetrack 生成方法も許すことにする。

- basetrack ${}_4C_3$: 上面 2 本下面 2 本のうち、少なくとも 3 本の microtrack が検出されている。
- basetrack all : 上面 2 本下面 2 本のうち、どちらの乳剤層でも少なくとも 1 本の microtrack が検出されている。

次に、各 basetrack の種類で再構成された本数と検出効率の評価を行う。評価には ECC 中で再構成された飛跡のうち、以下の条件を満たした飛跡を用いて、basetrack の prediction を作成し、そこに basetrack が検出されているか否かを判定する。

1. 評価対象のフィルムに隣接した上流側 2 枚、下流側 2 枚の計 4 枚のフィルムで basetrack が検出されている。
2. ECC 中の鉄板を 5 枚以上貫通している。
3. 鉄板を挟んだ basetrack 間の角度差の RMS が 2 mrad 未満である。(高運動量飛跡の抽出)

評価対象のフィルムに対して、鉄板を挟んだ隣接フィルムから飛跡を外挿し、評価対象のフィルムに prediction を作成する。basetrack の検出効率は全 prediction の数と prediction の位置角度と一致する basetrack 本数との比を用いて定義する。

図 4.31 は角度毎の basetrack の検出効率を表し、図 4.33 は全角度の平均検出効率と全 basetrack の本数を表している。

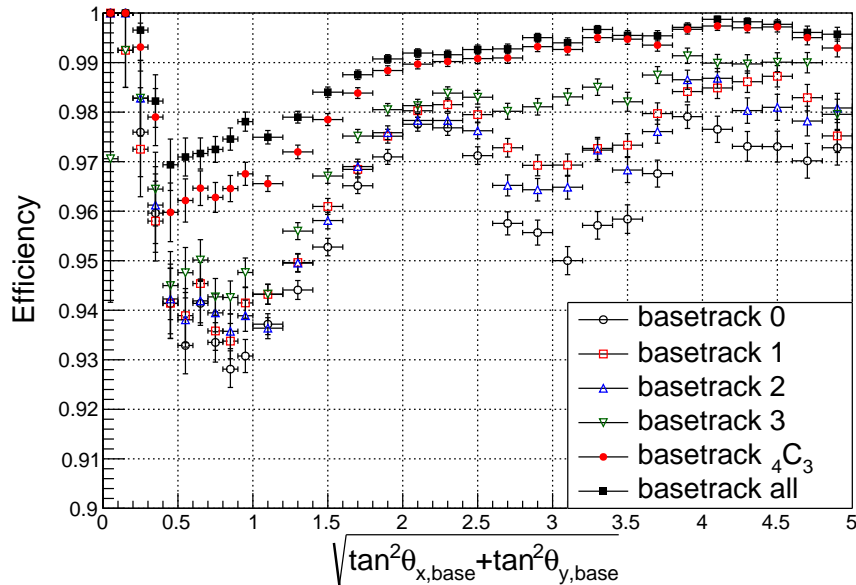


図 4.31: Basetrack の検出効率の角度依存性。

$0.5 \leq \sqrt{\tan^2\theta_{x,base} + \tan^2\theta_{y,base}} \leq 1.5$ の範囲と $2.5 \leq \sqrt{\tan^2\theta_{x,base} + \tan^2\theta_{y,base}} \leq 3.5$ の範囲で検出効率が下がっているのは飛跡検出アルゴリズムと光学系の特性によるものである。HTS の典型的な分解能は x,y 方向はピクセルサイズの $0.45\mu\text{m}$ であり、z 方向は被写界深度から約 $4\mu\text{m}$ となる。z 方向の分解能が悪いため、角度の大きい飛跡の断層画像上での hit pixel 位置は直線からずれが生じる (図 4.32)。そのため各画像をシフトさせて重ね合わせた時、PH が下がり検出効率が低下する。一方で角度の大きい飛跡は乳剤層中を通過する距離が長いため、乳剤層中の銀粒子の総数は増加する。この効果によって検出効率が向上する。また、2 か所の角度帯で検出効率の低下が起きているのは、 $60\mu\text{m}$ の断層画像と $30\mu\text{m}$ の断層画像を使っているためであり、断層画像間の間隔の違いにより異なる角度帯での検出効率低下が生じる。また、異なる光学系を使った場合、違う角度帯で同じような検出効率の谷が見えることが知られている [107]。

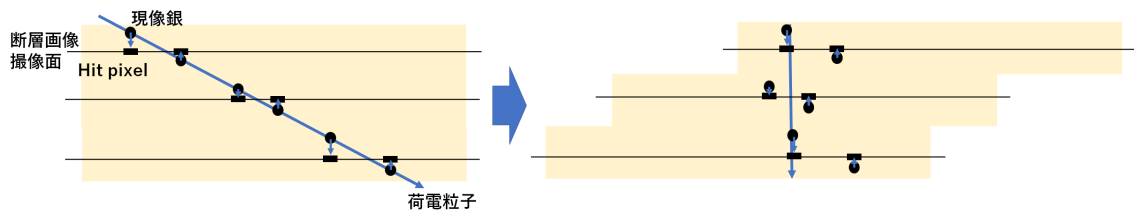


図 4.32: 光学系分解能による PH の低下の概念図。黒丸が荷電粒子によってできた現像銀を表している。黒線は断層画像の撮像面を表し、黒四角は断層画像上での hit pixel 位置を表している。光学顕微鏡は z 方向に分解能が悪いため、角度の大きい飛跡に対して断層画像間での hit pixel 位置は直線性が悪くなる。

basetrack の検出効率と飛跡本数を表したものが図 4.33 である。赤いバンドはフィルム 1 枚で再構成されるべき飛跡本数を表している。フィルムに記録されている飛跡の主成分は宇宙線であり、ECC 中の飛跡本数、保管時の飛跡本数及び各日数から推測される値である。評価に用いたフィルムは、リフレッシュ後から J-PARC に輸送するまではフィルム 1 枚の状態であり、J-PARC 地下で tracking unit としてパッキングしてから照射後 ECC を解体し tracking unit をデパックするまでは鉄板 1 枚を挟んで他の film と飛跡接続が可能、デパック後から現像までは、フィルム 50 枚を重ねてパッキングしているため、そのタイミングで入射した宇宙線については隣接フィルムと飛跡接続することで切り分けが可能となっている。以上からフィルム 1 枚の状態が存在し、切り分けができない状態で宇宙線が入射している期間はリフレッシュ後から J-PARC に輸送するまでであるが、経過日数はデパック後から現像までと同じであるため、その値を用いた。誤差として地上 1 日分の幅をつけており、赤いバンドの幅になっている。この結果からノイズ飛跡による寄与は basetrack $4C_3$ selection では約 1,600 tracks/cm²、basetrack all selection では約 6,300 tracks/cm² となる。basetrack の検出効率は basetrack $4C_3$ selection 及び basetrack all selection において他の basetrack にくらべ 2% 程度向上した。また、basetrack $4C_3$ selection と basetrack all selection では同程度の basetrack 検出効率を得られた。一方で全 basetrack 本数は basetrack $4C_3$ selection は basetrack all selection の 70% 程度であり、basetrack $4C_3$ selection では高い検出効率と S/N を両立していることがわかる。これは basetrack $4C_3$ selection では片側の乳剤層で microtrack が 2 回検出されることを要求しており、再現性のないノイズ成分が除去できるためだと考えられる。

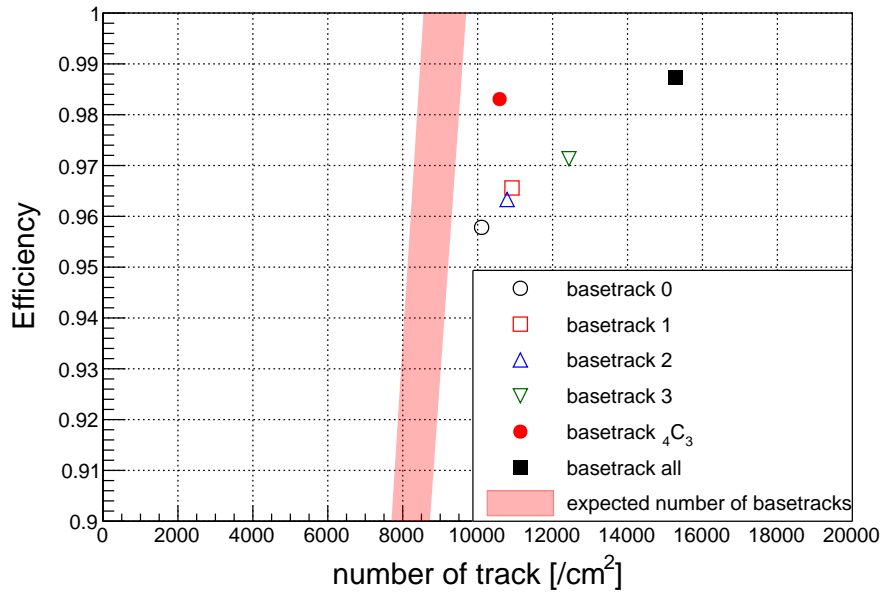


図 4.33: Basetrack の検出効率と検出した飛跡の数 ($|\tan \theta_{x(y),base}| < 5.0$)。赤いバンドはフィルム 1 枚で再構成されるべき飛跡本数を表している。

4.4.5 Scan Area の合成

図 4.7 にあるように、フィルムは 6 個のエリアに分けてスキャンされ、エリアごとに basetrack が作成される。ECC 全体の飛跡を再構成するために、6 エリアを一枚のフィルムに成るようにエリア接続を行う。エリア接続には重複部分の飛跡を用いる。飛跡の位置と角度を用いて、異なるエリアで再構成された同一飛跡の対応をとる。位置ずれ $10 \mu\text{m}$ 、角度ずれ 0.03 以内で一致している飛跡を同一の飛跡とみなし、x-shift, y-shift, rotation の 3 つのパラメータ空間で全探索を行い、一致している飛跡数が最も多い位置関係を探す。これにより、2 つのエリア間のおおよその相対位置が決まる。求める相対位置は Area1-2, 1-3, 2-4, 3-4, 3-5, 4-6, 5-6 の 7 個である。次に 6 つのエリア間での位置関係を決定する。Area3 を基準にして、隣接する Area1, 4, 5 の位置を決める。隣接しない Area2(6) については Area3 \rightarrow 4 \rightarrow 2(6) と変換するときのパラメータと Area3 \rightarrow 1(5) \rightarrow 2(6) と変換するときのパラメータの平均値を採用する。Area3 \rightarrow 4 \rightarrow 2 と変換する際のパラメータは Area*i*-*j* 間の回転角 θ_{ij} 、平行移動 dx_{ij}, dy_{ij} とすると式 (4.29) より、 $\theta_{342} = \theta_{34} + \theta_{42}$ 、 $dx_{342} = \cos \theta_{34} dx_{42} - \sin \theta_{34} dy_{42} + dx_{34}$ 、

$dy_{342} = \sin \theta_{34} dx_{42} + \cos \theta_{34} dy_{42} + dy_{34}$ とあらわされる。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_{34} & -\sin \theta_{34} \\ \sin \theta_{34} & \cos \theta_{34} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_4 \\ y_4 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dx_{34} \\ dy_{34} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos \theta_{34} & -\sin \theta_{34} \\ \sin \theta_{34} & \cos \theta_{34} \end{pmatrix} \left(\begin{pmatrix} \cos \theta_{42} & -\sin \theta_{42} \\ \sin \theta_{42} & \cos \theta_{42} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dx_{42} \\ dy_{42} \end{pmatrix} \right) + \begin{pmatrix} dx_{34} \\ dy_{34} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos(\theta_{34} + \theta_{42}) & -\sin(\theta_{34} + \theta_{42}) \\ \sin(\theta_{34} + \theta_{42}) & \cos(\theta_{34} + \theta_{42}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \theta_{34} dx_{42} - \sin \theta_{34} dy_{42} + dx_{34} \\ \sin \theta_{34} dx_{42} + \cos \theta_{34} dy_{42} + dy_{34} \end{pmatrix} \quad (4.29)
 \end{aligned}$$

これらの計算により、全ての Area から Area3 の座標系に変換するパラメータを得ることができる。全ての飛跡を同一の座標系に乗せた後、重複部分の飛跡の一致の計算を再度行い、全てのエリア間のずれ量の二乗和が最小になるように平行移動の最適化を行う。飛跡の一致は radial 方向の位置差、角度差 ($\delta\text{pos}_{\text{radial}}$, $\delta\text{ang}_{\text{radial}}$)、lateral 方向の位置差、角度差 ($\delta\text{pos}_{\text{lateral}}$, $\delta\text{ang}_{\text{lateral}}$) を用いて、式 (4.30) で判定する。

$$\delta\text{pos}_{\text{radial}} < 10 \mu\text{m} \times \tan \theta + 10 \mu\text{m} \quad (4.30)$$

$$\delta\text{pos}_{\text{lateral}} < 10 \mu\text{m} \quad (4.31)$$

$$\delta\text{ang}_{\text{radial}} < 0.05 \times \tan \theta + 0.015 \quad (4.32)$$

$$\delta\text{ang}_{\text{lateral}} < 0.015 \quad (4.33)$$

全ての条件式を満たした飛跡を同一の飛跡とする。各エリア間で一致した飛跡間の位置差の平均から各エリアの微小な相対的なずれを求める。図 4.34 は Area1 と Area2 で一致した飛跡の x 方向の位置ずれの分布である。ここから、Area1 と Area2 は最適な位置関係から x 方向に $1.4 \mu\text{m}$ シフトしていることがわかる。

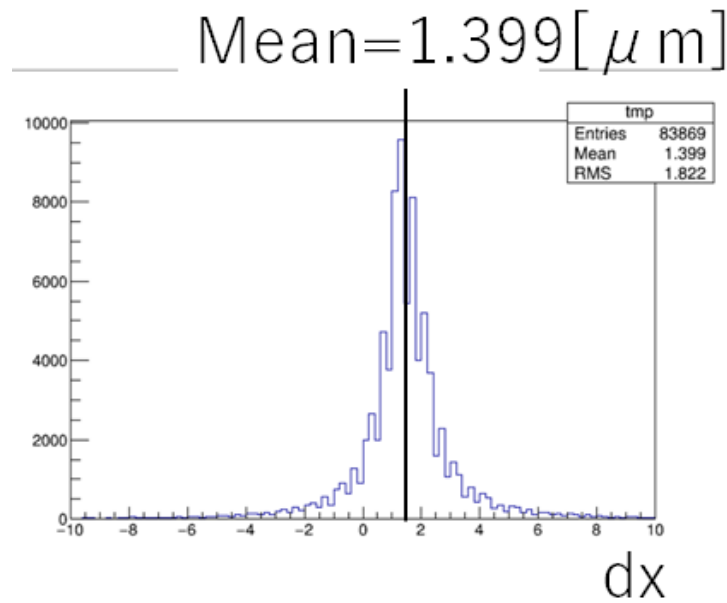


図 4.34: Area1, 2 間で一致した飛跡の x 方向の位置ずれ分布。ここから、Area1 と Area2 は最適な位置関係から x 方向に $1.4\mu\text{m}$ シフトしていることがわかる。

こうして求まる Area_i と Area_j の間の位置ずれベクトルを D_{ij} とする (図 4.35)。

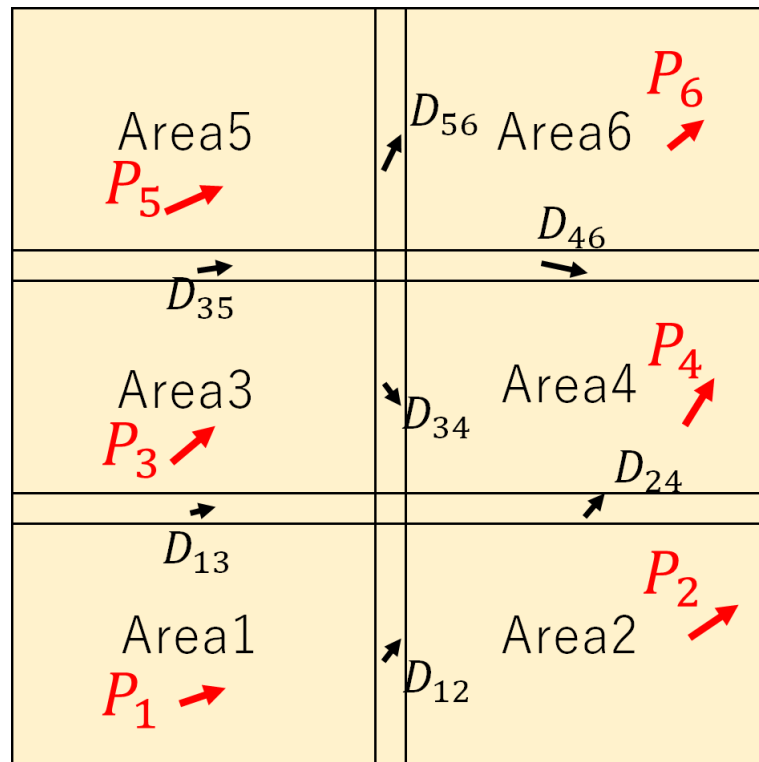


図 4.35: 各エリア間の相対的なずれが D_{ij} 、エリアの平行移動ベクトルが P_i 。

P_i は $Area_i$ を 平行移動させるベクトルであり、式 (4.34) で定義される σ^2 が最小になるように P_i を決める。これは式 (4.35) で計算することができる。また、フィルム全体を平行移動させる自由度があるため、 $P_1 = 0$ として、各エリア間の平行移動を決定する。

$$\sigma^2 = (D_{13} - P_1 + P_3)^2 + (D_{12} - P_1 + P_2)^2 + (D_{24} - P_2 + P_4)^2 + (D_{34} - P_3 + P_4)^2 + (D_{35} - P_3 + P_5)^2 + (D_{46} - P_4 + P_6)^2 + (D_{56} - P_5 + P_6)^2 \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial P_i} = 0 \quad (4.35)$$

$$P_1 = 0 \quad (4.36)$$

エリア間平行移動の最適化により、各エリア間での飛跡の lateral 方向の位置差の分布は図 4.36 から図 4.37 のようになる。最適化の操作により、分布の形状および RMS が全エリアで平均化された位置関係が求まっていることがわかる。位置ずれ分布は全ての場所で $RMS < 1.5 \mu m$ であり、飛跡接続の際に問題にならない十分な精度で位置合わせができています。平行移動の最適化後でも分布の形状がガウス分布

になっていない場所があるが、これは最適化において回転を考慮していない点やフィルムの局地的な歪みや伸縮、HTS のステージの x 軸、y 軸駆動の直交性などの要因が考えられる。これらは、今後より高精度でエリア間の接続を行う際の課題である。

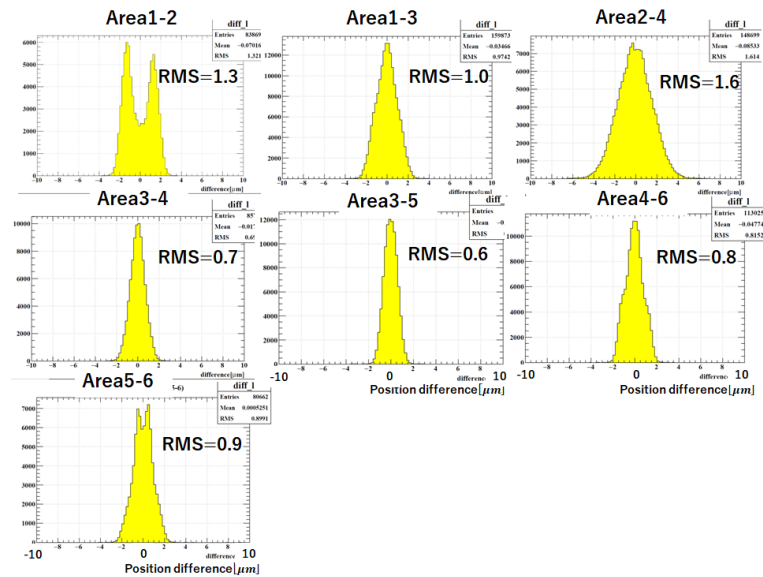


図 4.36: 各エリア間で一致した飛跡の lateral 方向の位置ずれ分布 (平行移動の最適化前)。

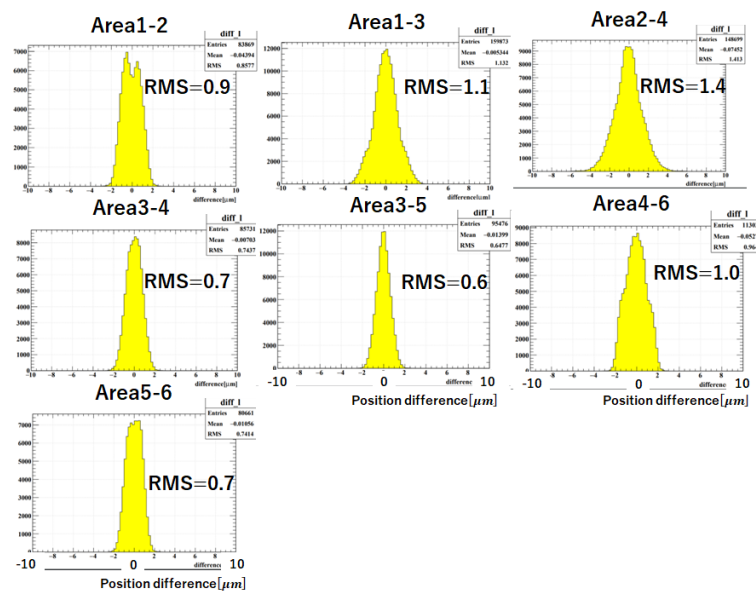


図 4.37: 各エリア間で一致した飛跡の lateral 方向の位置ずれ分布 (平行移動の最適化後)。

図 4.38 は全 Area をつなげた後の basetrack の位置分布である。

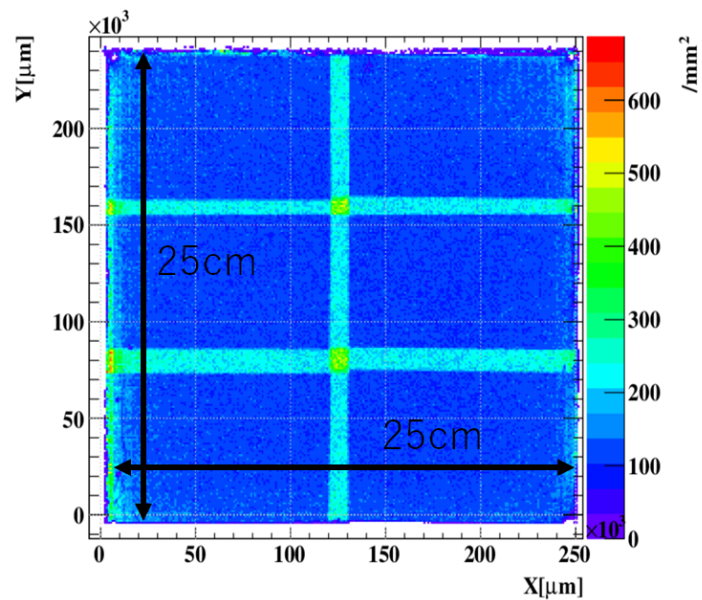


図 4.38: Area 間接続を行った後の basetrack の位置分布

basetrack の分布は x 、 y 方向ともにフィルムの大きさである 25 cm になっている。また、重複部分は basetrack の数が 2 倍になっている。

最後に、重複部分の飛跡の消去を行う。式 (4.30) の条件を用いて、飛跡の一致を判定し、一致した飛跡のうちで Area 番号の小さいエリアにある飛跡を優先して残すという処理を行う。一致した飛跡の位置ずれ、角度ずれ分布は図 4.39 であり、一致条件の範囲内で重複飛跡を選び出せていることがわかる。また、重複飛跡の除去を行った後の basetrack の位置分布が図 4.40 であり、重複部分の飛跡本数が重複していない部分とほぼ同等になっていることがわかる。重複部分で他の部分より若干飛跡本数が増加している理由は、2 回飛跡検出を行っていることによる検出効率増加や再現性のないノイズなどである。

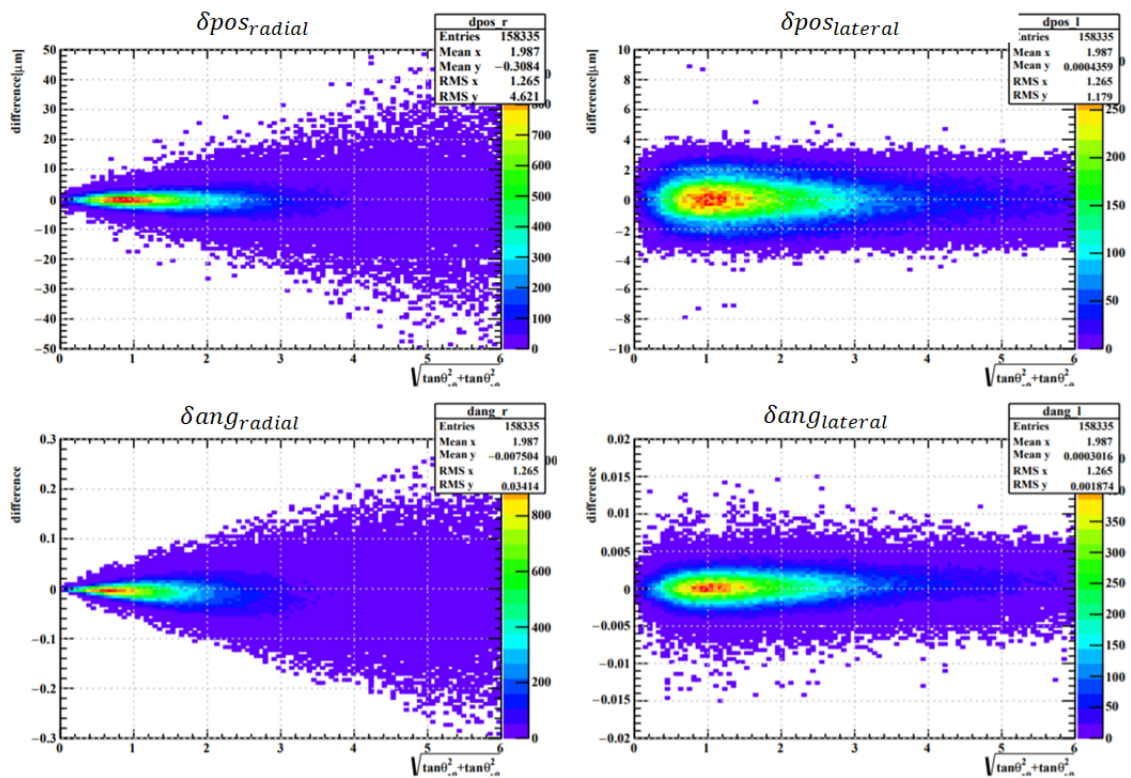


図 4.39: 一致した飛跡の位置ずれ、角度ずれ分布

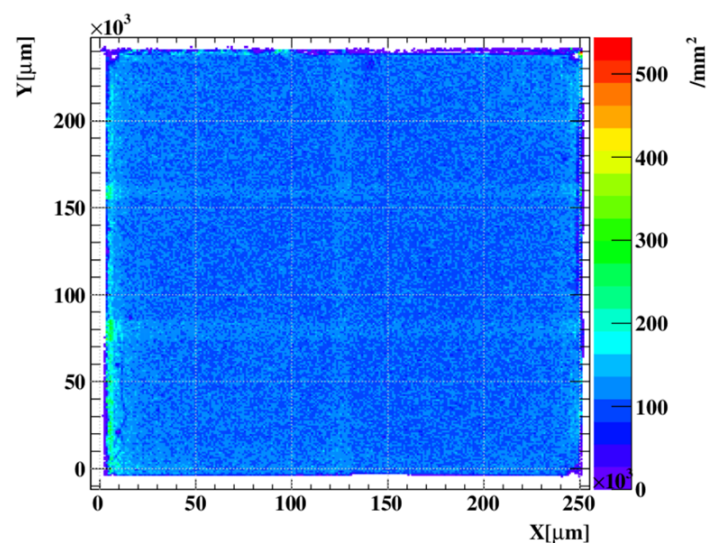


図 4.40: 一致した飛跡を除去した後の basetrack の位置分布

4.5 Alignment

basetrack 生成が完了したのちに、特定の 2 枚のフィルム間で basetrack 同士の接続を行い、その位置ずれ、角度ずれの値から相対的な位置関係を決定する。これを alignment と呼ぶ。alignment は以下の手順で計算していく

1. Global alignment(4.5.1 節)
2. Local alignment(4.5.2 節)
3. Fine local alignment (4.5.3 節)
4. 3次元での alignment パラメータの適用 (4.5.4 節)

1. では 2 枚のフィルム全面での相対的な位置関係を求める。この時フィルム内の場所ごとの局所的な歪みや変形を考慮しない。2. および 3. ではフィルムを微小な領域 (数 mm 四方) に区切り、各領域での相対的な位置関係を求める。これにより、局所的な歪みや変形についても補正される。1.2.3. ではフィルムは z 方向に直行した平行平板として補正している。4. では 3. で求めたパラメータをもとにフィルムを空間にある厚みを持った平板として補正するための計算方法について記述している。これにより、x 軸、y 軸まわりの回転についても補正可能になる。これは水 ECC のようにフィルム間の平行性が機械的に保証されていない場合、特に飛跡の角度が大きく離れた場所の飛跡を繋ぐ必要があるときに有効である。

4.5.1 Global alignment

まず、フィルム全体を 1 つの変換パラメータ組を用いた変換で合わせる。これをグローバルアライメントと呼ぶ。2 枚のフィルムを平行平板だと仮定し、2 次元 (x, y) の線形変換と z 方向の平行移動を用いて変換をあらわす。変換式は式 (4.38) *⁶を用いる。また、2 枚のフィルムのうち、下流側のフィルムを基準として固定し、上流側のフィルムに対して変換を行う。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

$$\begin{pmatrix} \tan \theta_{x'} \\ \tan \theta_{y'} \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tan \theta_x \\ \tan \theta_y \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d \tan \theta_x \\ d \tan \theta_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

ここで、 A はフィルムの x - y 方向への伸縮を表す定数、 α は相対的な回転を表す。また、 dx, dy, dz 及び $d \tan \theta_x, d \tan \theta_y$ はそれぞれ各軸に沿った、位置の平行移動と角度の平行移動を表す。フィルムが相対的にどのくらいずれているかは飛跡を接続することで求める。鉄 (水) を挟んだ部分では位置を x - y 方向に $\pm 1 \text{ cm}$ (2 cm)、 $5 \mu\text{m}$ ピッチでシフトさせ、 z 方向には $\pm 300 \mu\text{m}$ ($1000 \mu\text{m}$)、 $30 \mu\text{m}$ ($100 \mu\text{m}$) ピッチでシフトさせる。回転については $\pm 50 \text{ mrad}$ 、 2 mrad ピッチで回転させる。これらのパラメータで全探索を行い、位置ずれ $5 \mu\text{m}$ 以内、角度ずれ 30 mrad 以内を接続の許容値とし、つながった飛跡の本数が多い場所をもっともらしい変換パラメータとする。全探索によりおおよそのパラメータが求まった後に、繋がった飛跡の位置ずれ、及び角度ずれ情報を用いてフィットすることにより、最適な $A, \alpha, dx, dy, dz, d \tan \theta_x, d \tan \theta_y$ の値を決定する。

このフィットは以下のアルゴリズムで行われる。

1. 接続する飛跡対をそれぞれフィルムの z 方向の中間地点まで外挿 (図 4.41)
2. 飛跡の位置重心を計算し平行移動量を算出
3. 飛跡の位置ずれから回転及び伸縮を計算
4. 求めた回転及び伸縮のパラメータから平行移動のパラメータを基準フィルム (下流側フィルム) の座標系に変換

まず、接続した飛跡を位置合わせをする 2 枚のフィルムの z 方向の中間地点に外挿する。基準フィルムから外挿した飛跡の位置座標を (x_0, y_0) 、変換するフィルムから外挿した飛跡の位置座標を (x_1, y_1) とす

*⁶ ここで x - y 方向の伸縮は同一であり、 x - y 軸は直交していると仮定している。

る。その後、全飛跡の位置の平均をとり、それらを飛跡の位置から引くことで、位置平均が (0,0) となる座標系へ移る (式 (4.43)–(4.46))。またこの時の、飛跡座標の平均値の差がフィルムの相対的な平行移動量となる。

$$\langle x_0 \rangle = \sum_{i=1}^n x_{0i} / n \tag{4.39}$$

$$\langle y_0 \rangle = \sum_{i=1}^n y_{0i} / n \tag{4.40}$$

$$\langle x_1 \rangle = \sum_{i=1}^n x_{1i} / n \tag{4.41}$$

$$\langle y_1 \rangle = \sum_{i=1}^n y_{1i} / n \tag{4.42}$$

$$x'_{0i} = x_{0i} - \langle x_0 \rangle \tag{4.43}$$

$$y'_{0i} = y_{0i} - \langle y_0 \rangle \tag{4.44}$$

$$x'_{1i} = x_{1i} - \langle x_1 \rangle \tag{4.45}$$

$$y'_{1i} = y_{1i} - \langle y_1 \rangle \tag{4.46}$$

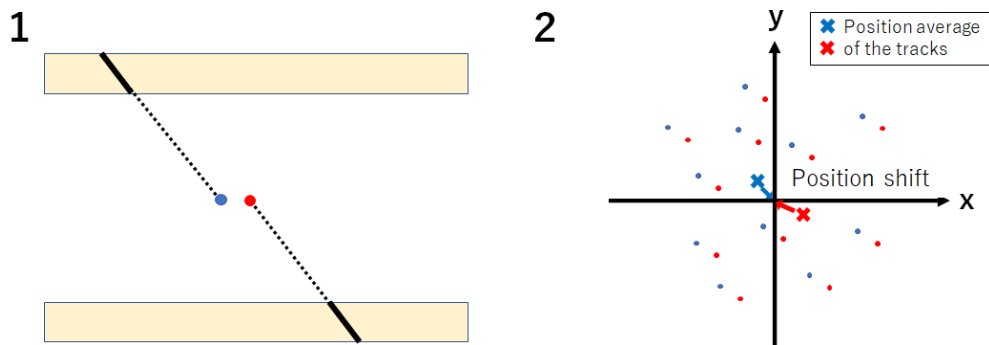


図 4.41: 1 は飛跡の外挿の概念図。2 は外挿された平面での飛跡の位置を表す。外挿された z 平面での位置の平均が同じになるように平行移動のパラメータを決定する。

ここで i は各飛跡を表す添え字であり、全飛跡本数は n 本である。 x_0 - y_0 系、 x_1 - y_1 系ともに位置平均が (0,0) となる座標系 (x'_0 - y'_0 系、 x'_1 - y'_1 系) へ移ったことで、相対的に平行移動のズレのない座標系になっている。この系で回転補正及び伸縮補正のパラメータを導出する。以下では変換パラメータの物理的な意味よりも計算の簡略化に重点を置き、式 (4.37) で用いた A, α の代わりに a, b を用いて (4.47) と書

き換えている。\$A, \alpha\$ および \$a, b\$ との対応関係は式 (4.48) の通りである。

$$\begin{pmatrix} x'_{1i} \\ y'_{1i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & -b \\ b & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'_{0i} \\ y'_{0i} \end{pmatrix} \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \arctan \frac{b}{a} \\ A &= \sqrt{a^2 + b^2} \end{aligned} \quad (4.48)$$

この時、パラメータ \$a, b\$ を \$x'_0\$-\$y'_0\$ 系を \$x'_1\$-\$y'_1\$ 系に合わせた時の残差が最小になるように決める (式 (4.49))。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n [\{x'_{1i} - (ax'_{0i} - by'_{0i})\}^2 + \{y'_{1i} - (bx'_{0i} + ay'_{0i})\}^2] \quad (4.49)$$

最小二乗法により、\$a, b\$ は式 (4.50), (4.51) の形で求められる。

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n x'_{0i}x'_{1i} + \sum_{i=1}^n y'_{0i}y'_{1i}}{\sum_{i=1}^n x'^2_{0i} + \sum_{i=1}^n y'^2_{0i}} \quad (4.50)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n x'_{0i}y'_{1i} - \sum_{i=1}^n x'_{1i}y'_{0i}}{\sum_{i=1}^n x'^2_{0i} + \sum_{i=1}^n y'^2_{0i}} \quad (4.51)$$

また平行移動の成分は式 (4.47) を変形することで式 (4.53) となり、\$<x_0>, <y_0>, <x_1>, <y_1>\$, \$a, b\$ を用いて計算できる。

$$\begin{pmatrix} x_{1i} - \langle x_1 \rangle \\ y_{1i} - \langle y_1 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & -b \\ b & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{0i} - \langle x_0 \rangle \\ y_{0i} - \langle y_0 \rangle \end{pmatrix} \quad (4.52)$$

$$\begin{pmatrix} x_{1i} \\ y_{1i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & -b \\ b & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{0i} \\ y_{0i} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \langle x_1 \rangle - a\langle x_0 \rangle + b\langle y_0 \rangle \\ \langle y_1 \rangle - b\langle x_0 \rangle - a\langle y_0 \rangle \end{pmatrix} \quad (4.53)$$

以上の計算により、飛跡の外挿先の位置分布から変換パラメータの \$A, \alpha, dx, dy\$ を計算する。角度のシフト成分については位置座標で求めた \$\alpha\$ を用いて回転の補正のみをした後に、基準フィルム及び変換するフィルムの両方で \$x, y\$ それぞれの角度平均を計算し、その差を \$dax, day\$ としている。\$dz\$ は全探索の際のパラメータを用いている。

4.5.2 Local alignment

Global alignment によって、2 枚のフィルム間の全体としての変換パラメータを求めた後に、フィルムを小領域に区切り、各領域において変換パラメータを求める。これを local alignment と呼ぶ。原子核

乾板フィルムの位置ずれや伸縮などの変形は、25 cm × 25 cm という領域の中では線形変換では表現できない。そのため、1 次の変換で十分近似できる程度の小領域に分けて、各領域に対して変換パラメータを与え、乾板全体の変形を表現する。NINJA PRa においては 2 mm × 2 mm の大きさの領域を 1 区画とし、フィルム全体を 125 × 125 個の領域に分割して、変換パラメータを求めた。Local alignment ではまず global alignment で求めたパラメータを基準にし 2 枚のフィルムの飛跡を変換し、飛跡接続を行う。接続の許容値は角度差が 0.05 未満、位置ずれが 30 μm 未満である。つながった飛跡を用いて Global alignment と同様の方法で変換パラメータを求める。その後、 dz については 2 枚のフィルム間の距離を $DZ \mu\text{m}$ とすると、 $\pm(DZ \times 0.01 + 50) \mu\text{m}$ の範囲を 1 μm ピッチで変化させ、つながった飛跡の位置ずれの分布の幅 (RMS) を計算し最小になった場所を dz の値として採用する。

4.5.3 Fine local alignment

local alignment をとった後、更に詳細なパラメータを求める。まず、local alignment のパラメータを適用して、飛跡の接続を行う。ここでは、基準フィルムの飛跡の位置角度を $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, $\mathbf{v}_0 = (\tan \theta_{x0}, \tan \theta_{y0}, 1)$ とし、変換する側のフィルムの位置角度を $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$, $\mathbf{v}_1 = (\tan \theta_{x1}, \tan \theta_{y1}, 1)$ とする。飛跡の判定に用いる位置ずれ及び角度ずれは式 (4.54) – (4.57) を用いる。

$$d \tan \theta_x = \tan \theta_{x0} - \tan \theta_{x1} \quad (4.54)$$

$$d \tan \theta_y = \tan \theta_{y0} - \tan \theta_{y1} \quad (4.55)$$

$$dx = x_1 - x_0 - \frac{\tan \theta_{x0} + \tan \theta_{x1}}{2} (z_1 - z_0) \quad (4.56)$$

$$dy = y_1 - y_0 - \frac{\tan \theta_{y0} + \tan \theta_{y1}}{2} (z_1 - z_0) \quad (4.57)$$

さらに、radial 方向の角度ずれ $d \tan \theta_{\text{radial}}$ 、lateral 方向の角度ずれ $d \tan \theta_{\text{lateral}}$ (式 (4.59)、(4.60))、3 次元的位置ずれ dr , dl (図 4.42) を導入する。大角度の飛跡は飛跡の進行方向に対して角度精度が悪化する。そのため飛跡の角度を radial 方向 (飛跡進行方向) と lateral 方向 (進行方向と垂直な方向) に分解することで S/N のよい飛跡接続が可能となる。この取り扱いは飛跡の角度が大きくなるほど重要となる。また、位置ずれについても大角度の飛跡では、2 枚のフィルム間の距離の少しの違いが大きな位置ずれとしてあらわれてしまう。これを解決するために、3 次元的位置ずれを導入した。

$$\text{angle} = \sqrt{\tan^2 \theta_{x0} + \tan^2 \theta_{y0}} \quad (4.58)$$

$$d \tan \theta_{\text{radial}} = \frac{\tan \theta_{x0} \tan \theta_{x1} + \tan \theta_{y0} \tan \theta_{y1}}{\text{angle}} \quad (4.59)$$

$$d \tan \theta_{\text{lateral}} = \frac{\tan \theta_{x1} \tan \theta_{y0} - \tan \theta_{x0} \tan \theta_{y1}}{\text{angle}} \quad (4.60)$$

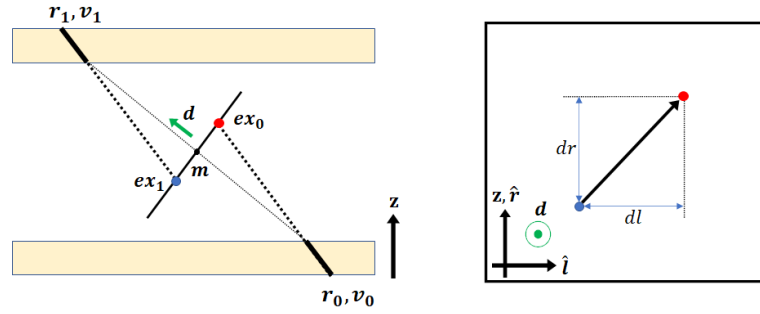


図 4.42: 飛跡接続に用いる dr と dl の図示。

3 次元的な位置ずれ dr , dl は以下の手順で計算する。2 つの飛跡の位置を結んだ直線を法線ベクトル (\mathbf{d}) とし、中点 (\mathbf{m}) を通る平面を定義する。

$$\mathbf{d} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0 = (d_x, d_y, d_z) \quad (4.61)$$

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_0) = (l_x, l_y, l_z) \quad (4.62)$$

その平面へ、それぞれの飛跡を外挿した時の位置差ベクトル ($\mathbf{ex}_1 - \mathbf{ex}_0$) の z 方向に平行な成分 ($\hat{\mathbf{r}}$ 軸成分) を dr , それに直行する成分 ($\hat{\mathbf{l}}$ 軸成分) を dl とする (式 (4.69), (4.70))。ただし、 $\text{angle} \simeq 0$ の場合は $d_x = d_y = 0$ となり、 $\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{l}}$ を定義できない。この場合、飛跡を外挿する平面は x - y 平面と近似できるため、 $\text{angle} < 0.1$ の範囲では、 xy 方向の位置ずれのみを用いている。大角度の飛跡接続において、従来と同じように 2 枚のフィルムの真ん中かつフィルムと平行な平面に飛跡を外挿して位置ずれを計算する方法では (位置ずれ) \simeq (飛跡角度) \times (フィルム間距離の実際との差) となるため 2 枚のフィルム間の間隔の決定精度は非常に重要になる。一方で今回定義した 3 次元的な位置ずれはフィルム間の間隔の決定精度は位置ずれに対して大きな影響を与えない。そのため、飛跡接続の許容値を必要以上に広げることなく大角度の飛跡接続が可能となる。

$$\text{ratio}_0 = -\frac{(\mathbf{r}_0 - \mathbf{m}) \cdot \mathbf{d}}{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{d}} \quad (4.63)$$

$$\text{ratio}_1 = -\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{m}) \cdot \mathbf{d}}{\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{d}} \quad (4.64)$$

$$\mathbf{ex}_0 = \mathbf{r}_0 + \text{ratio}_0 \times \mathbf{v}_0 \quad (4.65)$$

$$\mathbf{ex}_1 = \mathbf{r}_1 + \text{ratio}_1 \times \mathbf{v}_1 \quad (4.66)$$

$$\mathbf{l} = (l_x, l_y, l_z) \quad (4.67)$$

$$l_x = -d_y, l_y = d_x, l_z = 0$$

$$\mathbf{r} = (r_x, r_y, r_z) \quad (4.68)$$

$$r_x = -d_x d_z, r_y = d_x d_z, r_z = \sqrt{d_x^2 + d_y^2}$$

$$dr = (\mathbf{e}x_1 - \mathbf{e}x_0) \cdot \hat{\mathbf{r}} \quad (4.69)$$

$$dl = (\mathbf{e}x_1 - \mathbf{e}x_0) \cdot \hat{\mathbf{l}} \quad (4.70)$$

これらを用いて、接続の許容値を式 (4.71)–(4.78) と決め飛跡接続を行う。

$$|d \tan \theta_x| < 0.15 \times |\tan \theta_{x0}| + 0.1 \quad (4.71)$$

$$|d \tan \theta_y| < 0.15 \times |\tan \theta_{y0}| + 0.1 \quad (4.72)$$

$$|d \tan \theta_{\text{radial}}| < 0.15 \times \text{angle} + 0.1 \quad (4.73)$$

$$|d \tan \theta_{\text{lateral}}| < 0.1 \quad (4.74)$$

$$|dx| < (0.1 \times |\tan \theta_{x0}| + 0.15) \times |z_1 - z_0| \quad (4.75)$$

$$|dy| < (0.1 \times |\tan \theta_{y0}| + 0.15) \times |z_1 - z_0| \quad (4.76)$$

$$|dr| < (0.1 \times \text{angle} + 0.15) \times |z_1 - z_0| \quad (4.77)$$

$$|dl| < 0.15 \times |z_1 - z_0| \quad (4.78)$$

フィルム全体で繋がった飛跡の組を用いて、各ずれ量の分布の幅を求める。図 4.43 は横軸に角度、縦軸に角度差分布の 1σ の値をとったプロットであり、位置ずれは図 4.44 である。また、プロットは水を挟んで飛跡接続を行った際の結果である。角度は $\tan \theta = 0.1$ のピッチで分布の幅を算出している。 x については $\tan \theta$ が 1 を超える領域では飛跡本数が少ないため $\tan \theta = 0.2$ 刻みで分布の幅を求めている。図からわかるように、 x と y についての振る舞いはほとんど変わらないため、以降の解析では全角度範囲にわたって飛跡本数の多い y の測定点を x 及び y の分布の 1σ の値として用いる。また $\tan \theta > 3$ の領域は $2.5 < \tan \theta < 3$ の測定点から直線で外挿している。

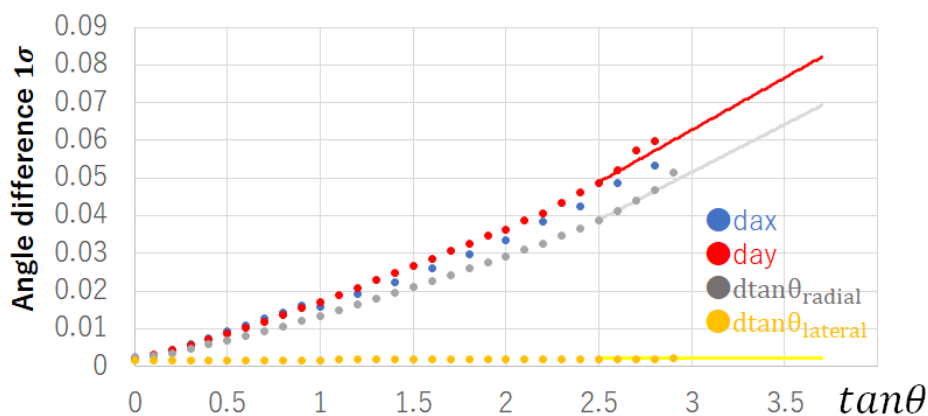


図 4.43: Fine local alignment に用いる角度ずれ。

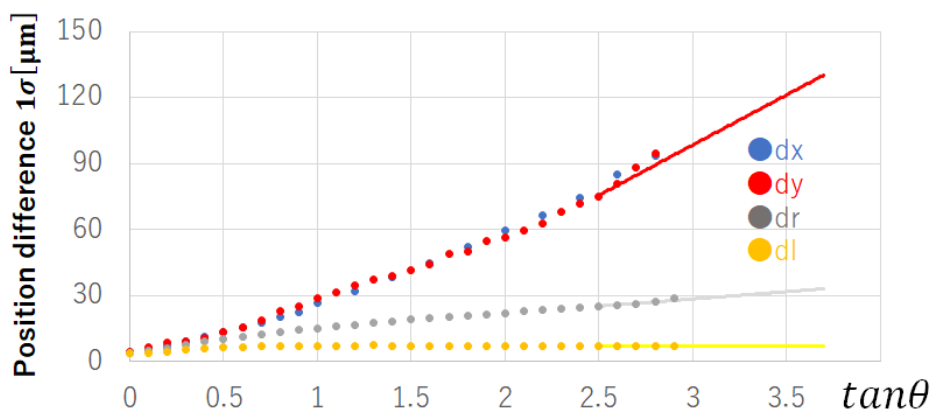


図 4.44: Fine local alignment に用いる位置ずれ。

分布の幅を求めた後に、飛跡接続の許容値を 3σ とし、再度飛跡接続を行いより S/N の良い接続となる飛跡集団を選び出す。つながった飛跡のずれ量を使って変換パラメータを計算する。横軸に y の角度、縦軸に y の角度ずれをとったプロットが図 4.45 であり、local alignment では補正しきれない角度のシュリンク (伸縮) 効果が斜めの相関として現れている。

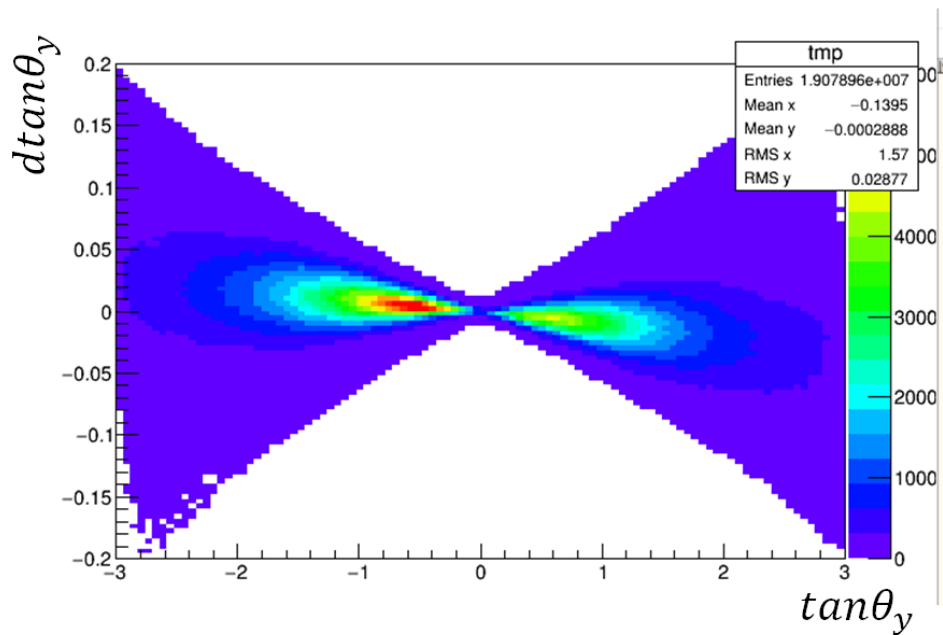


図 4.45: 横軸に y の角度、縦軸に y の角度ずれをとったプロット。local alignment では補正しきれない角度のシュリンクの効果が斜めの相関として現れている。

これは式 (4.38) を拡張し、式 (4.79) とすることで、 B のパラメータとして補正を入れることができる。

$$\begin{pmatrix} \tan \theta_{x'} \\ \tan \theta_{y'} \\ 1 \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tan \theta_x \\ \tan \theta_y \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d \tan \theta_x \\ d \tan \theta_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.79)$$

物理的には各フィルムをスキャンしたときのベース厚との差として解釈することができ、値としては 0.5% 程度である。これは、 $210 \mu\text{m}$ のベースに対し、 $1 \mu\text{m}$ の違いであり、 $62 \mu\text{m}$ の乳剤層に対して $\frac{62}{31} \simeq 2.0 \mu\text{m}$ ピッチで 32 枚の断層映像を撮像していることから 1 枚の断層映像の間隔程度のベース厚の違いは起こり得ると考えられる。また、図 4.45 における切片は角度シフト ($d \tan \theta_y$) を表している。

同様に、(式 (4.57) から、) 2 枚のフィルム間の距離 ($|z_0 - z_1|$) に対する補正値は縦軸を位置差、横軸を角度のプロット上で、分布の傾きから求めることが出来る。この分布の切片は位置の平行移動 (dy) となる。以上から角度-角度差の 2 次元分布の傾きと切片、位置-位置差の 2 次元分布の傾きと切片をそれぞれ 0 にすることで、角度シュリンク及び角度、位置の平行移動成分に対する補正を求めることができる。

図 4.43 からわかるように角度が大きくなると位置/角度の分布の幅が広がる。そのため、小領域の飛跡本数が少ない状態で、角度位置差 (角度差) の分布の傾きを計算しようとする、角度の大きい部分に強く影響されてしまう。全ての角度で同じ重み付けで飛跡の位置差を扱うために縦軸を飛跡の分布の幅で割った値を使う (図 4.46)。

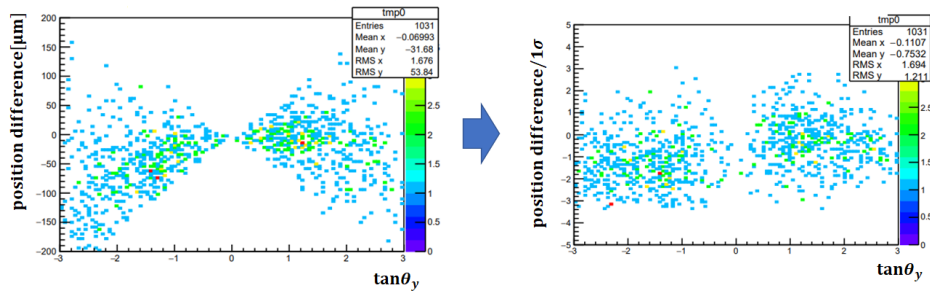


図 4.46: 角度-位置差の分布の傾き。左の図の縦軸は位置ずれであり、右の図の縦軸は位置ずれを分布の幅で割った値。

分布の傾きが変わるように $10\ \mu\text{m}$ ピッチでフィルム間の位置を変えていったものが図 4.47 の左側であり、これを y 軸方向に射影した分布が右の図である。ここから、傾きが 0 になる部分で分布の RMS が小さくなることがわかる。

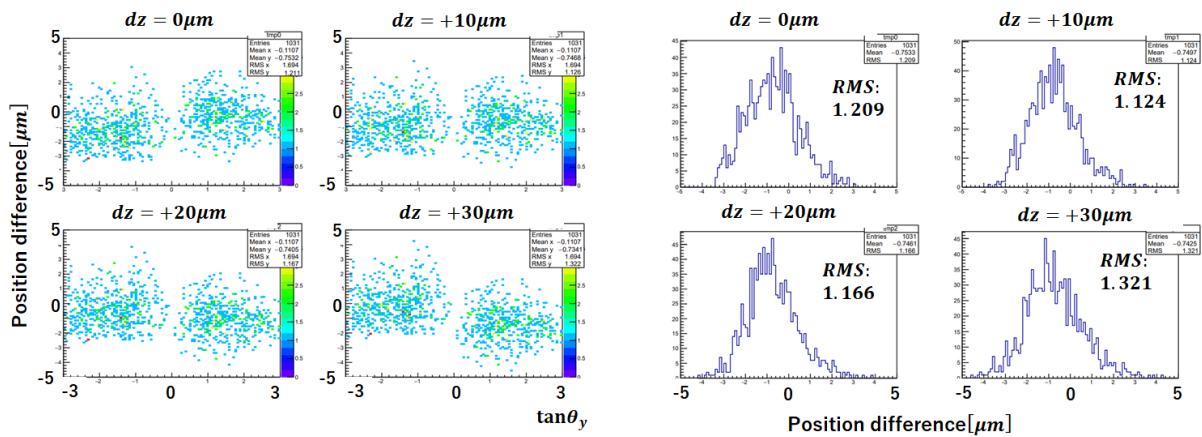


図 4.47: フィルム間の距離を $dz = 0, 10, 20, 30\ \mu\text{m}$ としたときの角度-位置差分布 (左図) と位置差のヒストグラム (右図)。

横軸にフィルム間距離の補正值、縦軸に $\frac{\text{position difference}}{1\sigma}$ の分布の RMS をとったものが図 4.48 である。RMS の最小値付近の点を用いて 2 次関数でフィットすることにより最小値を求める。

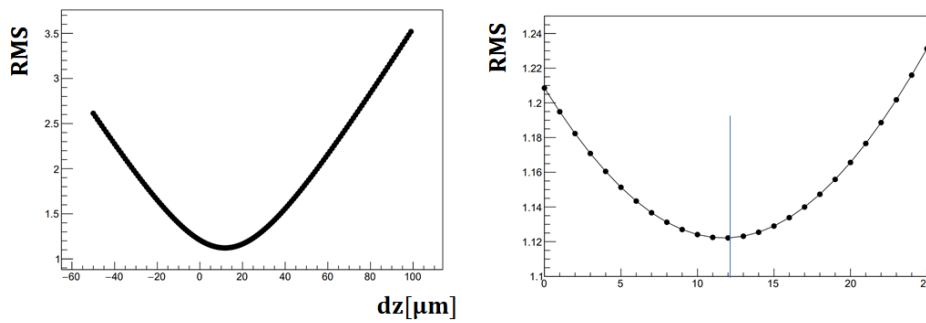


図 4.48: フィルム間距離と分布幅との相関。左図の横軸はフィルム間距離の補正值、縦軸には $\frac{\text{position difference}}{1\sigma}$ の分布の RMS。右図は RMS 最小値近傍を 2 次関数でフィットしている。

切片のパラメータを動かしながら分布の RMS を調べることで、同様の方法を用いて分布の切片の最適化も行うことができる。実際には以下のアルゴリズムで最適値の計算を行っている。

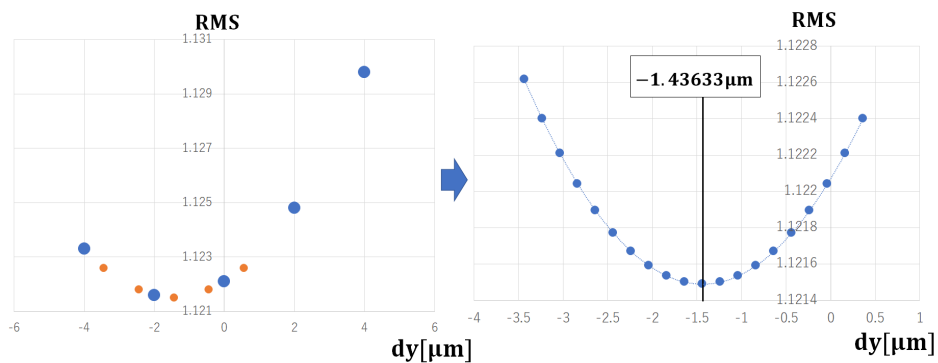


図 4.49: 最適値の計算を行っているアルゴリズム。

1. local alignment で得られたパラメータを等間隔変化させ、5 点での RMS を計算する。
2. 5 点のうち最小値が両端の 2 点だった場合、最小値を中心の点として再度 5 点で RMS を計算する。
3. 5 点のうち中央の 3 点のどれかが最小値だった場合、最小値を中心とした 3 点から 2 次関数でフィットし、最小値をとるパラメータを推定する。
4. 最小値をとるパラメータから間隔を半分にして 5 点とり、RMS を計算する。
5. 点の間隔が位置ずれで $1\mu\text{m}$ 、角度ずれで 2mrad 、角度シュリンクで 0.002 になるまで繰り返す。
6. 中央の 3 点の間に新たに 17 点とり、計 20 点での RMS を計算する。
7. 20 点の値を用いて 2 次関数でフィットし、最適なパラメータを決定する。

図 4.49 は上記プロセスの経過を表している。最初に適当に等間隔の 5 点 (青色の点) で RMS を計算する (1,2)。中央の三点のいずれか (左から二番目の点) が最小値をとるため、中央の三点を使って 2 次関数でフィットし軸を求める (3)。軸を中心に幅を半分にし、再度 5 点 (橙色の点) 取る (4)。パラメータの最適値周辺で 20 点 (図右、青点) とり 2 次関数でフィットし、最適なパラメータを計算する (6,7)。

図 4.50 はフィルム 1 枚全面での local alignment の dz 分布 (左) と fine alignment の dz 分布 (右) である。上の図が横軸 x 、縦軸 y 、 dz を色で表した 2 次元ヒストグラムであり、下の図がそれを 3 次元空間に書いたグラフである。下側は x - y に対して z のスケールを 100 倍している。図を見てわかるように、fine alignment によって local alignment に見られた補正値のばらつきが消え、滑らかな分布になっている。

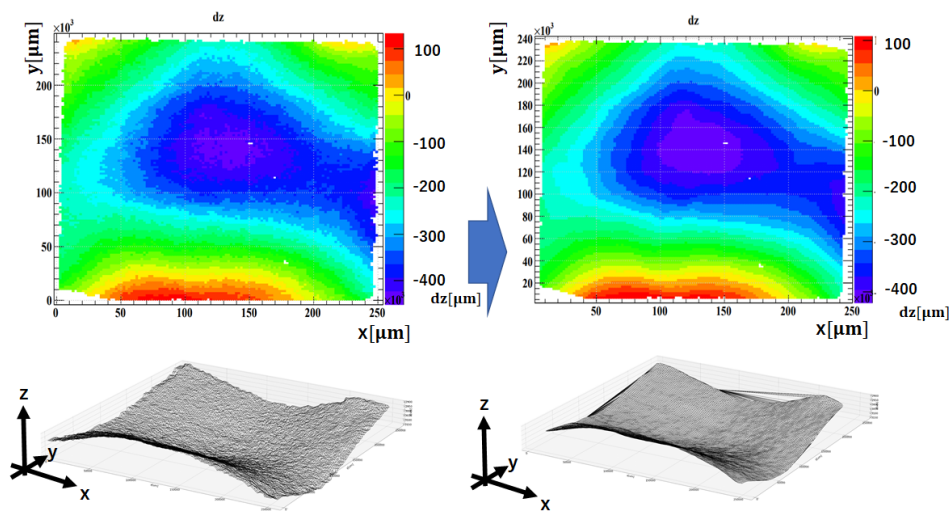


図 4.50: 上が横軸 x 、縦軸 y 、 dz を色で表した 2 次元ヒストグラムであり、下がそれを 3 次元空間に書いたグラフである。フィルムの大きさは $250\text{mm} \times 250\text{mm}$ である。下側は x - y に対して z のスケールを 100 倍している

4.5.4 3次元での local alignment パラメータの適用

ここまでのアライメントは、式 (4.37) からわかるように、2 枚のフィルム間の平行性を仮定している。しかし実際は微小な傾きを持っている。そのため、実際のフィルム同士の位置関係を正しく近似するために、平行性の仮定を排除して、空間中での平板同士の変換に拡張する。これは、3 次元のアフィン変換の特別な場合で記述することができる。3 次元の affine 変換は式 (4.80) で書くことができ、全 12 パラメータある。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ g & h & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix}. \quad (4.80)$$

dx, dy, dz はそれぞれの軸への平行移動の成分である。 $a-i$ のパラメータはそれぞれ、各軸周りの回転、スケーリング、各軸間での斜行 (shear) を表している。これは $a-i$ の 3×3 行列を分解する^{*7}ことであらわになる (式 (4.81))。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ g & h & i \end{pmatrix} &= Q \begin{pmatrix} a' & b' & c' \\ 0 & e' & f' \\ 0 & 0 & i' \end{pmatrix} \\ &= Q \begin{pmatrix} a'' & 0 & 0 \\ 0 & e'' & 0 \\ 0 & 0 & i'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & b''' & c''' \\ 0 & 1 & f''' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= Q \begin{pmatrix} S_x & 0 & 0 \\ 0 & S_y & 0 \\ 0 & 0 & S_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & H_{yx} & H_{zx} \\ 0 & 1 & H_{yz} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.81)$$

ここで、 Q は直交行列であり、3 軸周りの回転で表現することができる。 S_x, S_y, S_z は各軸方向へのスケーリングを表しており、 H_{yx}, H_{zx}, H_{yz} はそれぞれの軸の間の斜行 (shear) を表している。この中で S_z, H_{zx}, H_{yz} は平面の変換には効かないパラメータであるため $S_z = 1, H_{zx} = 0, H_{yz} = 0$ と置くことで、空間内での平面の affine 変換を表すことができる。3D alignment では、fine local alignment で得られた、視野中心の位置の変化に注目し、3 つの視野中心から構成される三角形が、変換後にどのような変形をするかで三角形内にある飛跡の変換パラメータを決定する (図 4.51)。ここでの視野とは local alignment, fine local alignment を計算する時に用いた小領域であり、NINJA PRa では $2mm \times 2mm$ の大きさである。

^{*7} 3×3 行列はグラムシュミットの正規直交化法 (Gram-Schmidt orthonormalization) を用いることで、直交行列 Q と上三角行列 R に分解することができる。

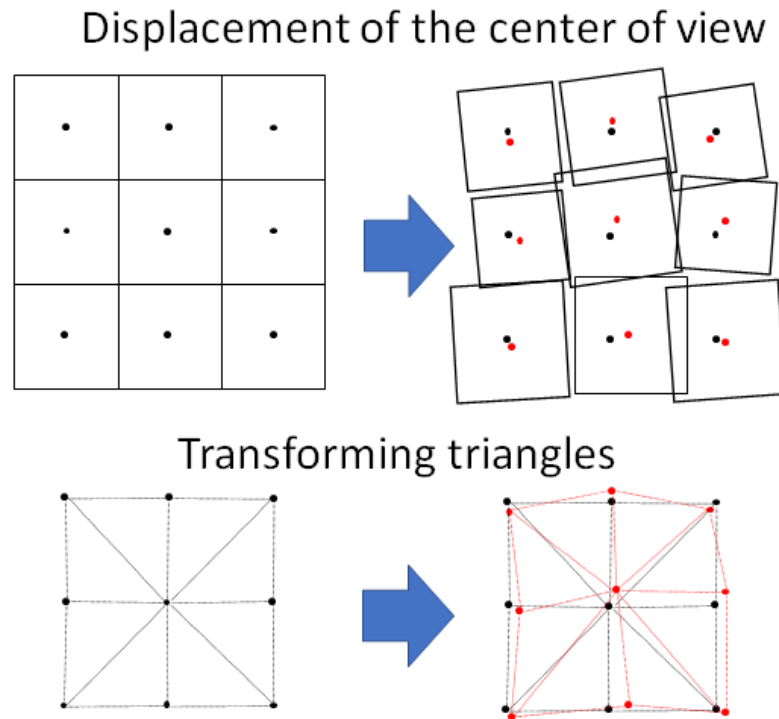


図 4.51: 3D alignment では、fine local alignment で得られた、視野中心の位置の変化に注目し、3つの視野中心から構成される三角形が、変換後にどのような変形をするかで三角形内にある飛跡の変換パラメータを決定する。

飛跡の位置座標は決定した 9 個の変換パラメータを使って変換する。変換前に、式 (4.79) で求めた角度シュリンクの効果を入れる。これは式 (4.81) 内で S_z と同じ意味を持つ。位置 (x, y, z) , 角度 $(\tan\theta_x, \tan\theta_y, 1)$, ベース厚 z_{base} のベーストラックの持つ情報は位置 $(x_0, y_0, z_0) = (x, y, z)$, $(x_1, y_1, z_1) = (x_0 + z_{base} \tan\theta_x, y_0 + z_{base} \tan\theta_y, z_0 + z_{base})$ の 2 点の位置情報に書き直すことができる。角度シュリンクの効果は、

$$(x + z_{base} \tan\theta_x, y + z_{base} \tan\theta_y, 1) \rightarrow (x_0 + Bz_{base} \tan\theta_x, y_0 + Bz_{base} \tan\theta_y, z_0 + Bz_{base}) = (x'_1, y'_1, z'_1) \tag{4.82}$$

として、導入することができ、その 2 点を上述の 9 parameter の 3 次元アフィン変換により変換するこ

とで、空間中の平面での変換を表すことができる。

$$\begin{pmatrix} x_0'' \\ y_0'' \\ z_0'' \end{pmatrix} = Q \begin{pmatrix} S_x & 0 & 0 \\ 0 & S_y & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & H_{yx} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix} \quad (4.83)$$

$$\begin{pmatrix} x_1'' \\ y_1'' \\ z_1'' \end{pmatrix} = Q \begin{pmatrix} S_x & 0 & 0 \\ 0 & S_y & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & H_{yx} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1' \\ y_1' \\ z_1' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix} \quad (4.84)$$

これにより、変換後の位置 (x', y', z') 、角度は $(\tan \theta_{x'}, \tan \theta_{y'}, 1)$ は式 (4.85), (4.86) のようになる。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0'' \\ y_0'' \\ z_0'' \end{pmatrix} \quad (4.85)$$

$$\begin{pmatrix} \tan \theta_{x'} \\ \tan \theta_{y'} \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x_0'' - x_1'') / (z_0'' - z_1'') \\ (y_0'' - y_1'') / (z_0'' - z_1'') \\ (z_0'' - z_1'') / (z_0'' - z_1'') \end{pmatrix} \quad (4.86)$$

変換に使う三角形領域の分割の条件は、「自己交差しない、すべての可能な三角形分割の中で、最小の内角が最大である三角形への分割^{*8}」としている。これは、地形図などによく使われる分割法であり、高さの変化が滑らかになるという特徴があるため、本アルゴリズムで使用することにした。基本的には視野中心は 2 mm ピッチで並んでおり、隣接視野とのパラメータの変化は小さいため、三角形分割の方法に大きく影響されることはないと考えられる。この方法によって得られるフィルムの 3 次元的な形状は図 4.50 の下の図であり、滑らかに (線形近似で十分な細かさで) フィルムの形状を補正できていることがわかる。

*8 ドロネー三角形分割と呼ばれる

4.6 basetrack の接続

4.6.1 Linklet 生成

alignment によって、2 枚のフィルム間の座標系を合わせた後に飛跡接続を行う。位置ずれ、角度ずれは (4.58)–(4.60), (4.69), (4.70) で計算される値を使う。接続の判定は式 (4.87)–(4.90) で行う。

$$|d \tan \theta_{\text{radial}}| < a_{\text{angle},r} \times (\text{angle})^2 + b_{\text{angle},r} \times \text{angle} + c_{\text{angle},r} \quad (4.87)$$

$$|d \tan \theta_{\text{lateral}}| < a_{\text{angle},l} \times (\text{angle})^2 + b_{\text{angle},l} \times \text{angle} + c_{\text{angle},l} \quad (4.88)$$

$$|dr| < a_{\text{position},r} \times (\text{angle})^2 + b_{\text{position},r} \times \text{angle} + c_{\text{position},r} \quad (4.89)$$

$$|dl| < a_{\text{position},l} \times (\text{angle})^2 + b_{\text{position},l} \times \text{angle} + c_{\text{position},l} \quad (4.90)$$

ここで、a,b,c は飛跡接続の際にフィルムの間にある物質により変更するパラメータである。水 ECC は上流側の水 ECC 部と下流側の鉄 ECC 部に分かれており、接続を行う箇所は図 4.52 の黒矢印で示した箇所である。水 ECC 部では「水 0 層または 1 層かつ鉄 0 層以上 2 層以下離れたフィルム間」、鉄 ECC 部では「鉄 0 層以上 3 層以下離れたフィルム間」、水 ECC 部と鉄 ECC 部の間では「水 0 層かつ鉄 0 層以上 3 層以下離れたフィルム間」での接続を行う。

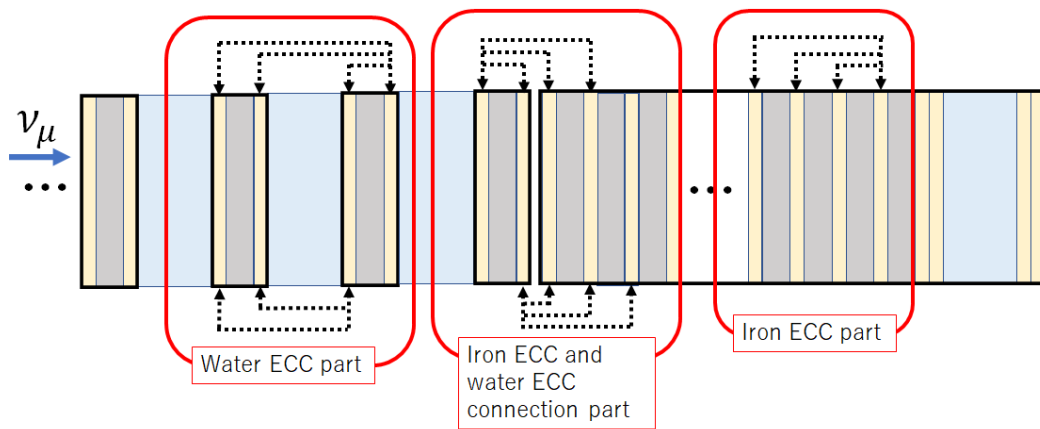


図 4.52: 水 ECC 内で basetrack 同士の接続を行う場所

飛跡接続は全飛跡に対してと VPH の高い飛跡に対しての 2 回行う。図 4.53 は VPH と $p\beta$ との相関を表した分布である。詳しくは 4.9 節で説明するが、赤丸部分は proton like、緑丸部分は π, μ like、黒丸部分は e like となっており、質量の大きい粒子ほど $p\beta$ の減少に伴い顕著に VPH が高くなる。

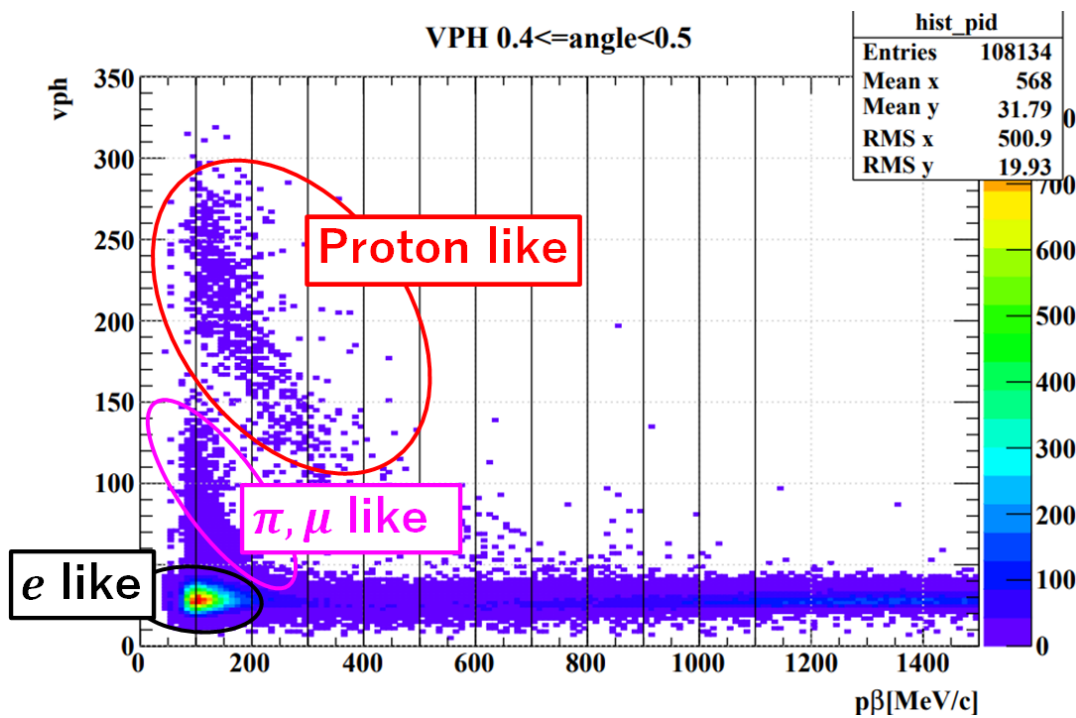


図 4.53: $p\beta - VPH$ の分布 ($0.4 \leq \tan \theta \leq 0.5$)

VPH の小さい飛跡に対しては $200 \text{ MeV}/c \leq p\beta$ 、VPH の大きい飛跡に対しては鉄板を 1 枚貫通する運動量を基準に接続許容値を決定する。VPH の大きい飛跡の基準は高運動量飛跡の VPH 分布から決定する。まず飛跡の角度・位置精度の 5σ で接続パラメータを決定し、ECC 全体の飛跡再構成を行う。その後 4.8 節で説明する方法を用いて運動量測定を行う。十分高い運動量 ($1000 \text{ MeV}/c \leq p\beta \leq 2000 \text{ MeV}/c$) の飛跡を選択することにより、VPH の低い飛跡集団を抽出することができる。選ばれた飛跡の PL009 での microtrack 分布を図 4.54 に示す。

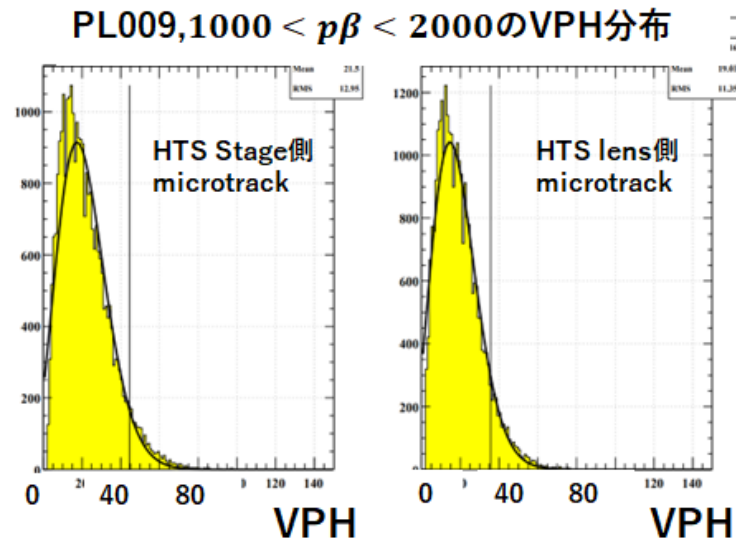


図 4.54: PL009 $1000 \text{ MeV}/c \leq p\beta \leq 2000 \text{ MeV}/c$ の VPH 分布 ($0.4 \leq \tan \theta \leq 0.5$)。ポアソン分布でフィットした後フィットした分布の上側 2.3% となる線が黒線で示されている。

VPH の分布をポアソン分布でフィットし、フィットした分布の上側 2.3% となる値を基準にしそれより VPH が大きい飛跡を VPH の高い飛跡とする。低運動量の飛跡は接続許容値を広げる必要があるため、VPH を用いて dE/dx の高い飛跡を選び出すことで接続対象の飛跡本数を全体の 2% にし、低 BG 状態で低運動量飛跡の接続を行うことができる。VPH の高い飛跡に対して飛跡接続を行ったときの linklet と全ての飛跡に対して飛跡接続を行ったときの linklet の和集合が全 linklet となる。全ての飛跡に対して行う $200 \text{ MeV}/c \leq p\beta$ を基準とした飛跡接続について説明する。運動量を仮定した場合、MCS による角度変化の 1σ は (2.3) で計算される。また位置ずれの 1σ は

$$\sigma_{\text{position}} = \frac{1}{4\sqrt{3}} L \theta_0 \quad (4.91)$$

と計算できる。ここで L は通過した物質の厚みを表す。接続の許容値は $p\beta = 200 \text{ MeV}/c$ で 3σ 以上となるように設定した。式 (4.92)–(4.95) に鉄を挟んだ場合の接続許容値を示す。図 4.55 に $p\beta = 200 \text{ MeV}$

の粒子に対して鉄を挟んだ場合の接続許容値を示す。

$$|d \tan \theta_{\text{radial}}| < 0.06 \times (\text{angle})^2 + 0.02 \times \text{angle} + 0.05 \tag{4.92}$$

$$|d \tan \theta_{\text{lateral}}| < 0.02 \times (\text{angle})^2 + 0.03 \times \text{angle} + 0.05 \tag{4.93}$$

$$|dr| < 0 \times (\text{angle})^2 + 10 \times \text{angle} + 20 \tag{4.94}$$

$$|dl| < 1 \times (\text{angle})^2 + 2 \times \text{angle} + 20 \tag{4.95}$$

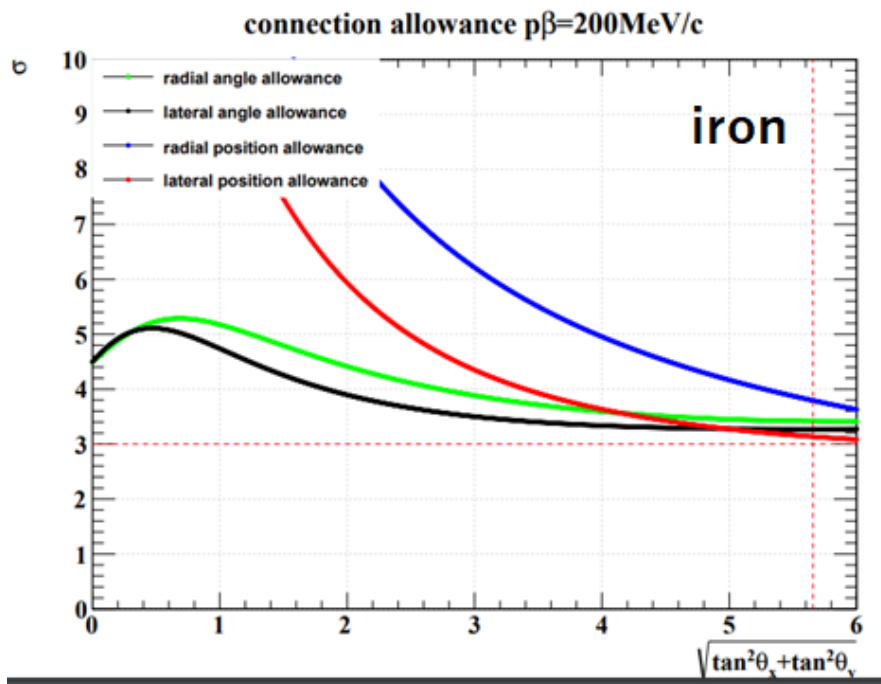


図 4.55: $p\beta = 200\text{MeV}$ の粒子に対する鉄を挟んだ飛跡接続の許容値。 $0 \leq \tan\theta \leq 4\sqrt{2}$ ($|\tan\theta_{x,y}| \leq 4.0$) の角度範囲で radial 方向の位置ずれ・角度ずれ、lateral 方向の位置ずれ・角度ずれで 3σ 以上の許容値となっている。

$|\tan\theta_{x,y}| \leq 4.0$ の角度範囲で位置ずれ角度ずれともに 3σ 以上の効率で接続できることがわかる。図 4.56 はつながった飛跡の角度-位置ずれ、角度-角度ずれ分布である。

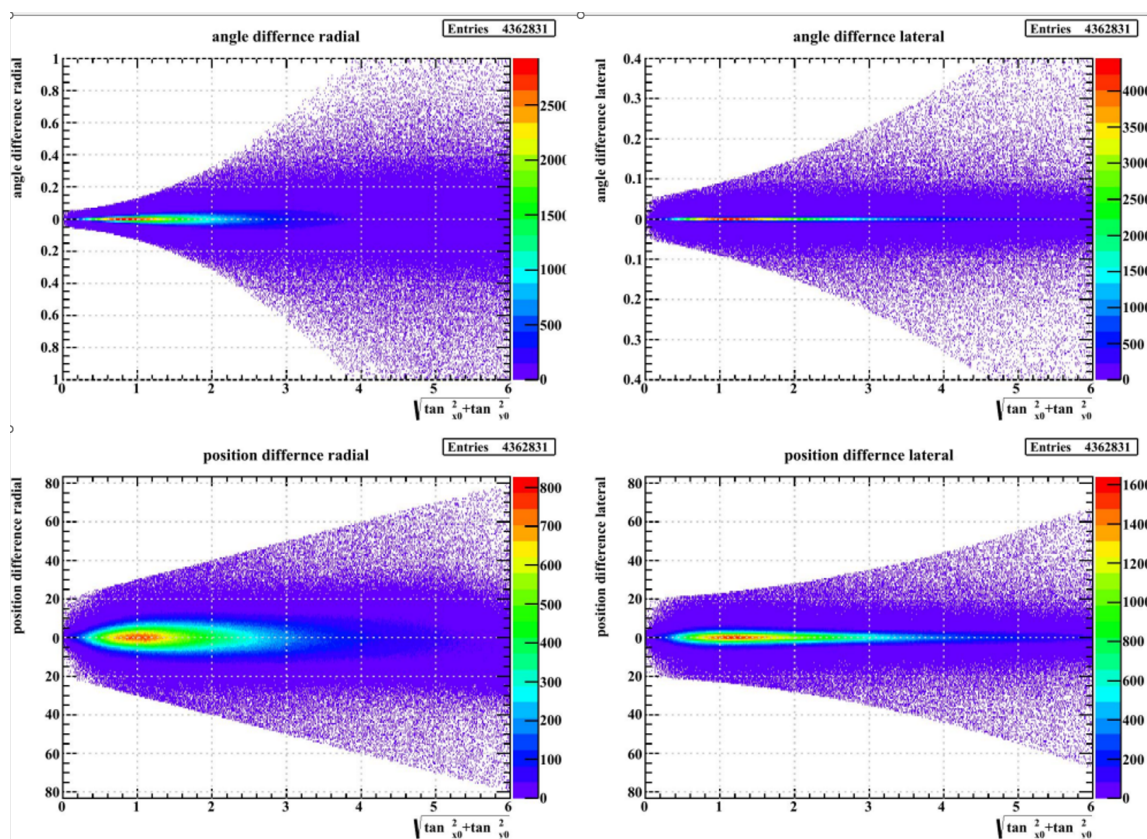


図 4.56: linkelt の角度-位置ずれ、角度-角度ずれ分布

VPH の高い飛跡に対しては鉄板を 1 枚貫通する運動量を接続の基準とする。図 4.57 は陽子を仮定した場合の $500\mu\text{m}$ の鉄板を 1 枚貫通するのに必要な運動量である。角度毎に必要な運動量を取得し、それを角度と運動量の関数として線形フィットを行うことで角度ごとの運動量閾値を得る。

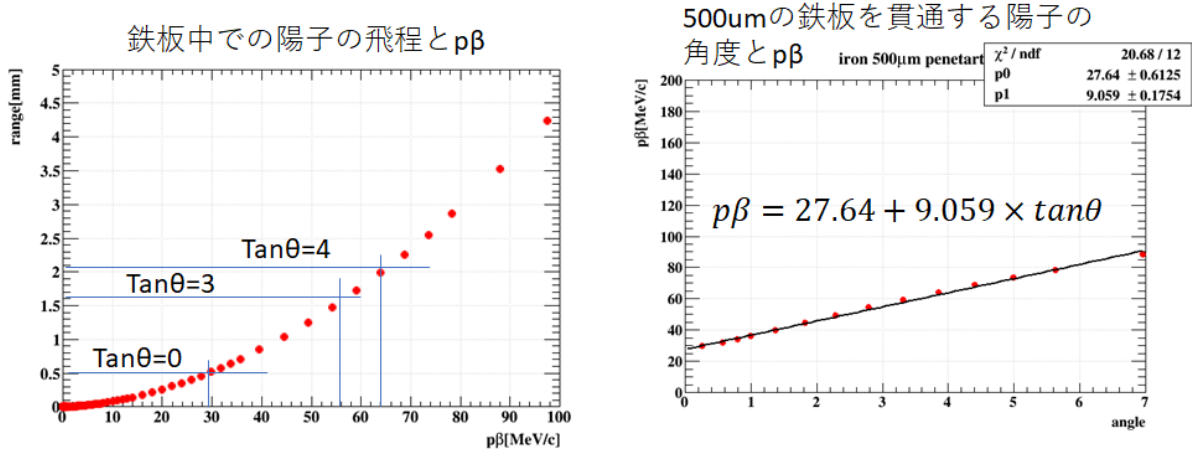


図 4.57: 鉄中での陽子の飛程と $p\beta$ の関係 (左図)。角度と $500\mu\text{m}$ の鉄板を 1 枚貫通するのに必要な運動量の関係 (右図)

得られた運動量閾値をもとに、 $|\tan\theta_{x,y}| \leq 4.0$ の角度範囲で 3σ 以上の効率で飛跡接続が出来るよう、(4.87)–(4.90) のパラメータを決定する。(4.96)–(4.99) に鉄板 1 枚を挟んだ場合のパラメータを示す。

$$|d \tan \theta_{\text{radial}}| < 0.6 \times \text{angle} + 0.3 \quad (4.96)$$

$$|d \tan \theta_{\text{lateral}}| < 0.2 \times \text{angle} + 0.3 \quad (4.97)$$

$$|dr| < 25 \times \text{angle} + 35 \quad (4.98)$$

$$|dl| < 25 \times \text{angle} + 35 \quad (4.99)$$

このパラメータを用いたときの角度毎の接続効率を図 4.58 に示す。

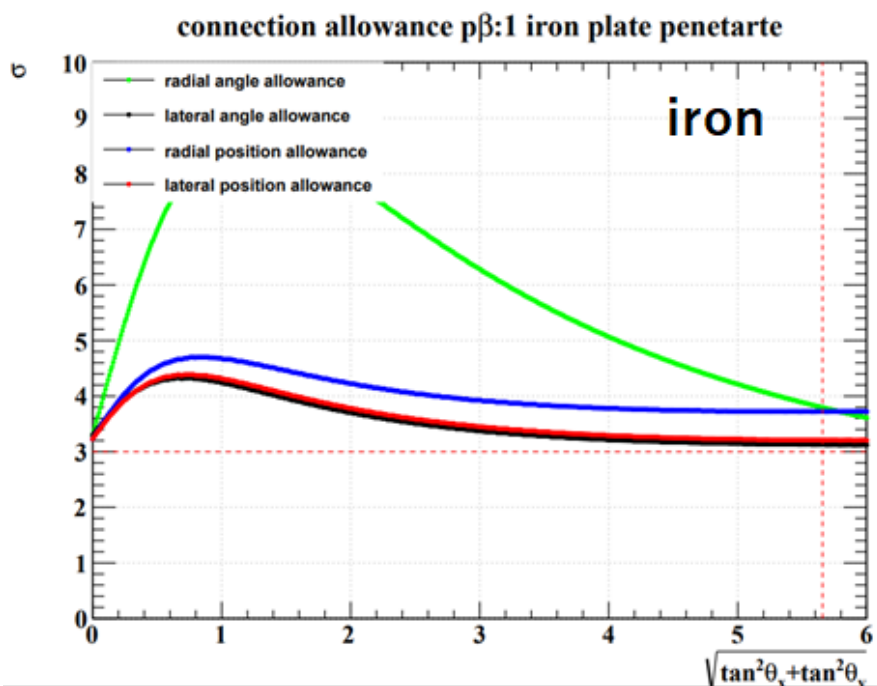


図 4.58: VPH の大きい飛跡に対する鉄を挟んだ飛跡接続の許容値。 $0 \leq \tan\theta \leq 4\sqrt{2}$ ($|\tan\theta_{x,y}| \leq 4.0$) の角度範囲で radial 方向の位置ずれ・角度ずれ、lateral 方向の位置ずれ・角度ずれで 3σ 以上の許容値となっている。

4.6.2 複数接続の除去

飛跡の接続を行った後に、basetrack と接続の 1 対 1 対応を行う。ここまでの飛跡接続の方法では、あるフィルムの basetrack に対して対象となるフィルムに接続許容値に複数 basetrack があった場合、複数の接続が生じてしまう (図 4.59)。

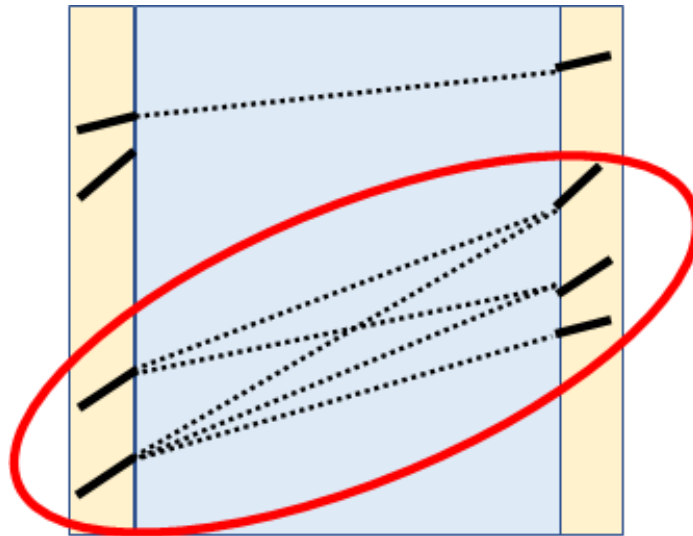


図 4.59: 隣接フィルムでの basetrack の複数接続

このような多重接続が ECC 内のあらゆるフィルム間で存在する場合、ECC 全体での飛跡再構成をするときに飛跡のつながり方が指数関数的に増加してしまい、解析不可能なデータサイズとなる。これを防ぐために、1 本の basetrack に対し 1 つの接続のみ許すという処理を行う。まず、多重接続になっている basetrack 集団を抽出する。次に選び出した basetrack 集団から以下の条件で可能な全ての接続組み合わせを列挙する。

1. 最大数の接続を残す
2. 1 本の basetrack に対し 1 つの接続のみ許す

図 4.59 の赤丸で囲まれた basetrack 集団に対して可能な全ての接続組み合わせを列挙したものが図 4.60 の左側の 4 つの組み合わせである。この場合、片側に basetrack が 2 本しかないため、3 つ以上の接続は残すことができない。

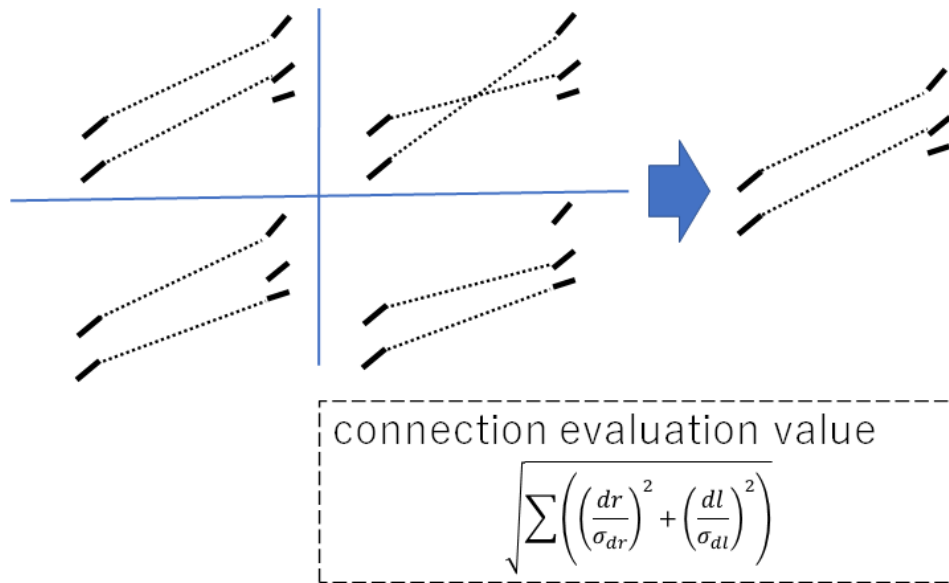


図 4.60: 図 4.59 の赤丸で囲まれた basetrack 集団に対して可能な全ての接続組み合わせを列挙したもの。この場合、片側に basetrack が 2 本しかないため、3 つ以上の接続は残すことができない。

これらに対して、接続評価値 (Connection evaluation value) を計算する。

$$\sqrt{\sum_{\text{connections}} \left(\left(\frac{dr}{\sigma_{dr}} \right)^2 + \left(\frac{dl}{\sigma_{dl}} \right)^2 \right)} \tag{4.100}$$

今回は接続評価値として、位置ずれ dr , dl を分布の幅で割った値の二乗和を使用した。接続評価値が一番小さいものが位置ずれの一番小さいもっともらしい接続として残す。この方法により、basetrack と接続の 1 対 1 対応をする。

この方法を上流フィルム、下流フィルムともに 2 本の basetrack があり、2 個の接続を残す集団に対して適用した結果が図 4.61 である。左側の図は、縦軸に $\sum \left(\frac{dl}{\sigma_{dl}} \right)^2$, 横軸に $\sum \left(\frac{dr}{\sigma_{dr}} \right)^2$ をとったスキャタープロットであり、青色が選ばれた接続の組み、赤色が選ばれなかった接続の組みになっている。このプロット上で原点からの距離が接続評価値に相当する。また横軸に接続評価値をとったのが右側のプロットであり、青色が選ばれた接続の組み、赤色が選ばれなかった接続の組みである。実際に選ばれた接続の組みと選ばれなかった飛跡の組みを描画したものが図 4.62 であり、ここからも飛跡の角度通りに一直線上に繋がる接続が選ばれていることがわかる。

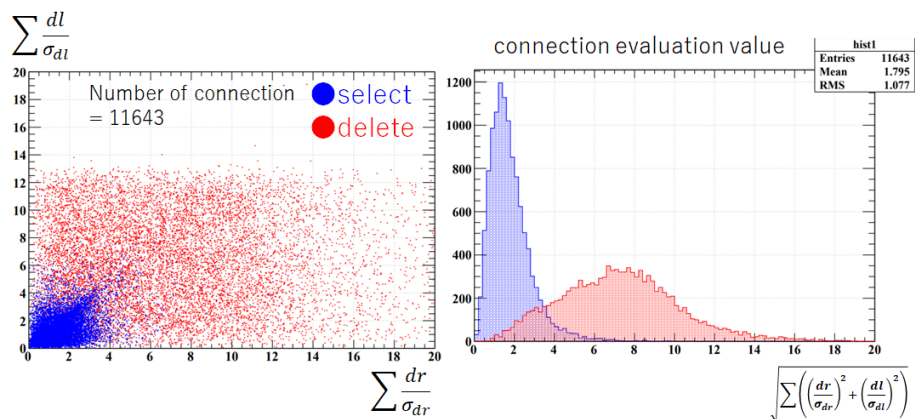


図 4.61: 縦軸に $\sum\left(\frac{dl}{\sigma_{dl}}\right)^2$, 横軸に $\sum\left(\frac{dr}{\sigma_{dr}}\right)^2$ をとったスキャッタープロットであり、青色が選ばれた接続の組み、赤色が選ばれなかった接続の組みになっている。

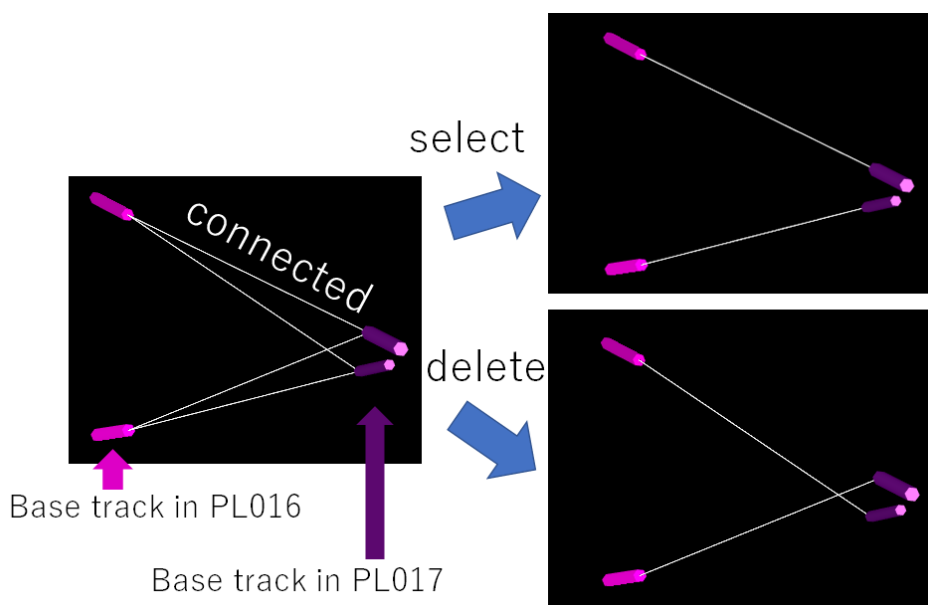


図 4.62: 実際に選ばれた接続の組みと選ばれなかった飛跡の組みを描画したもの。

4.7 Chain の解析

4.6.1 節で述べたように、ECC 内の特定の 2 枚のフィルム間で飛跡の接続を行った後に、その接続の情報から、ECC 内での飛跡を再構成する。下流側から上流側に向かって basetrack を linklet の接続情報を用いて繋いでいったひとまとまりを chain と呼ぶ。1 本の basetrack からは上流側の異なるフィルムの basetrack との接続が許される。また、4.6.2 節で述べたような、ある 2 枚のフィルム間での basetrack の linklet との 1 対 1 対応を行わなかった場合には、同じフィルムの異なる basetrack への接続が許される。そのため、ある basetrack は複数の chain に属する可能性がある。上流/下流の方向を問わず、linklet をたどって到達できる basetrack の集団を group と呼ぶ (図 4.63)。

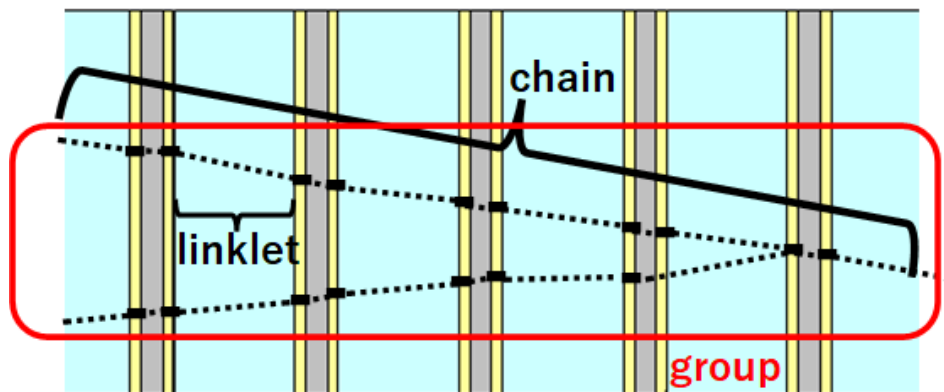


図 4.63: ECC 内の linklet を下流から上流に辿ってできる経路が chain に相当し、linklet をたどっていくことのできる全 basetrack 集団を group と呼ぶ

電磁シャワーや近い位置で平行に入っている飛跡は group 内の chain の数が指数的に増えていき解析不能になることがある。これらを整理して ECC 内の全飛跡を再構成し、現実的に解析可能なデータサイズにしていくアルゴリズムについて説明する。

4.7.1 Group の解析

特定の basetrack に対し隣接フィルムに対して最善の接続のみを選び辿っていくという飛跡再構成方法に比べて、4.1 節で説明したような、適当な 2 枚のフィルム間での全接続を記録し、接続をたどり飛跡を再構成するという処理フローは、あるフィルムで飛跡が検出されない事象や角度が大きすぎて再構成されてしまう事象に対して有効である。その一方で、再構成される飛跡の数は許された接続の全ての辿り方の組み合わせになるため、フィルム枚数の増加により指数関数的に再構成される飛跡本数が増加してい

く。特に、電磁シャワーや平行な近接飛跡などではこれが顕著である。図 4.64 は下流 20 枚程度で再構成された 4 本の飛跡からなる電磁シャワーであるが、この group から 7,088 本の chain が再構成される。これらを 4 本の chain として認識するためには適切な接続のみ残すという操作をする必要がある。

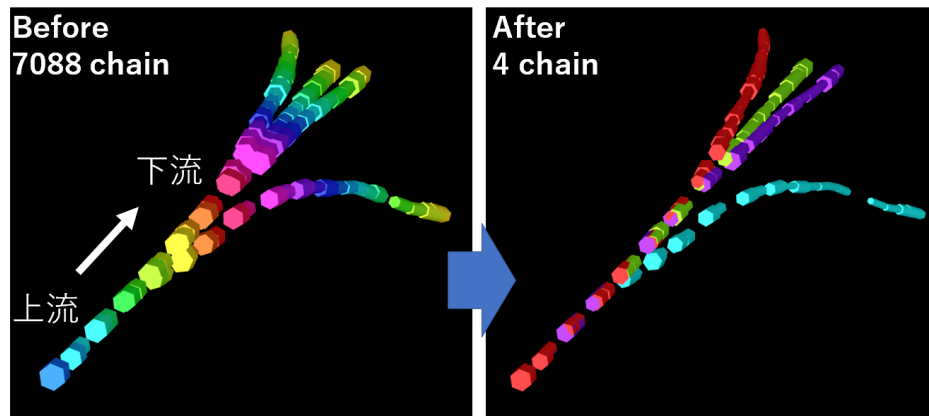


図 4.64: ECC 最下流部分で検出された電磁シャワー。シャワーを構成する飛跡は 4 本なのに対し chain は 7,088 本出来ている。これが上流で起きると chain の数が爆発し、処理不可能になる。

このために、group を小領域 (数枚のフィルム間の接続) に分割し、各場所での多重接続を解消していくことにより、chain の爆発を防ぐ。この章では basetrack と linklet をそれぞれノード (点、頂点、接点:以下 点 と表記) とエッジ (線、辺、枝:以下 辺 と表記) ととらえ、グラフ理論に基づいて group の解析をしていく。グラフ理論とはノードとエッジの集合から構成される「グラフ」に関する数学理論であり、道路交通網や鉄道網、電力網、ネットワークフローなどに利用されており、もの同士のつながりをモデル化するのに用いられる。以下で出る図では図 4.65 のような表記を用いる。

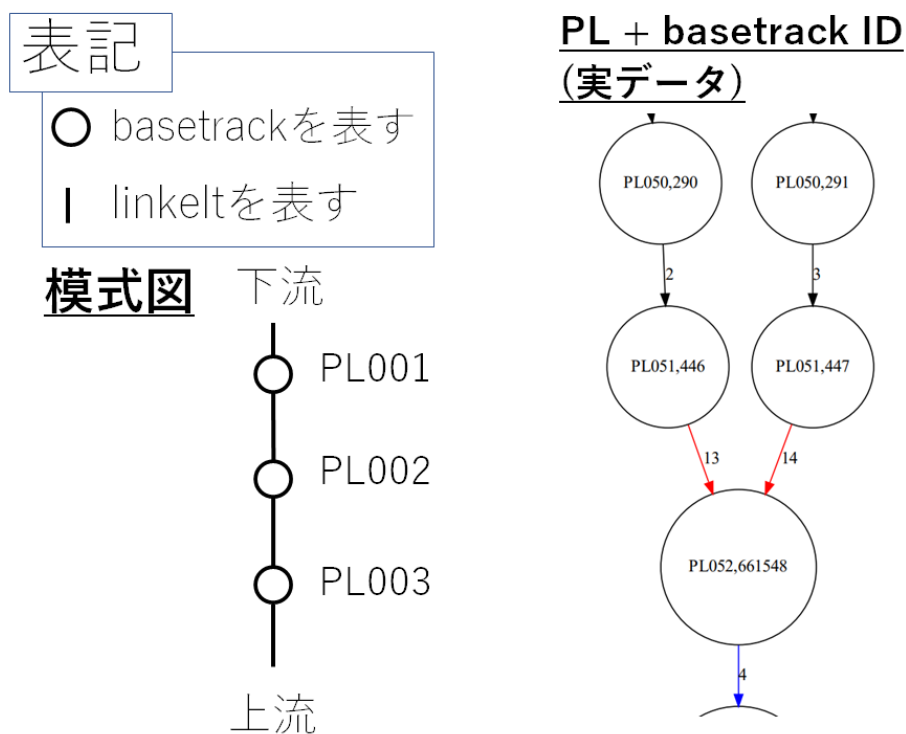


図 4.65: basetrack を丸で、linklet を線で表現する。実データをもとに実際にあった状況を書くときは (PL,ID) の組みを basetrack の丸内に書く。

4.7.1.1 linklet の畳み込み

group の複雑な構造を解消する前に、linklet の畳み込みを行う。これは、図 4.66 で表すように、basetrack A, B, C に対して linklet A-B/B-C/A-C がある場合に、冗長な linklet となっている A-C を削除する操作である。これにより、複数のフィルム間で linklet を作成していても、他の飛跡と関連のない 1 本の飛跡は 1 本の chain として再構成される。

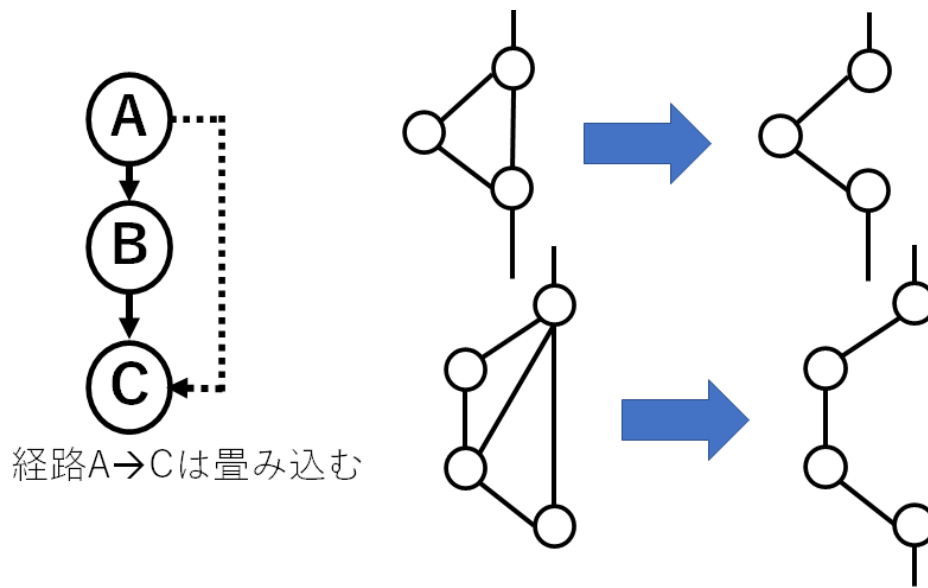


図 4.66: Linklet の畳み込みの概念図。

4.7.1.2 非 2 部グラフの解消

まず、group を簡単に処理可能な小領域に分割するために、2 部グラフという考え方を導入する。これは、点のある 2 つの集団に分割できるグラフであり、それぞれの点は同じ集団の点と辺でつながれていないグラフである。group の分析においては、linklet を上流の basetrack から下流の basetrack への方向が定義できる辺だと考え、上流の任意の basetrack から linklet をたどって下流 → 上流 → 下流 → … と進んだ時に、上流側集団の basetrack と下流側集団の basetrack という 2 つの集団に分割できる状態を 2 部グラフと定義する。ここで、linklet を同じ方向に 2 回以上 (上流 → 下流 → 下流) 進んではいけないことにする。実データ上で存在した 2 部グラフの構造になっている group の一部を図 4.67 にのせる。

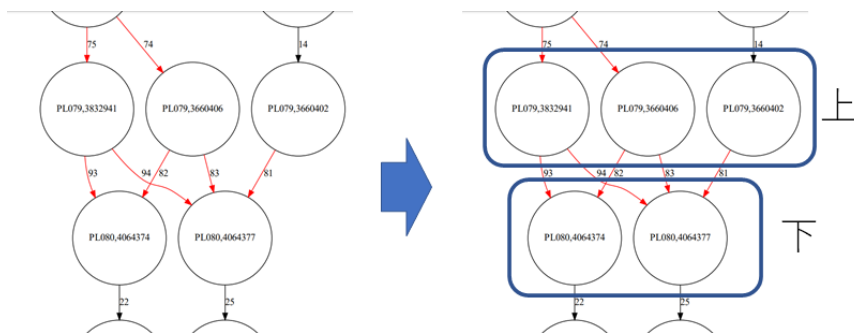


図 4.67: group 内で実際にあった 2 部グラフの構造。

2 部グラフにならない構造は図 4.68 であり、これは

- 上流側:(PL26,428591), (PL27,194793), (PL27,194792)
- 下流側:(PL28,416583), (PL28,416581), (PL27,194792)

となっており、(PL27,194792) の basetrack が下流側と上流側の両方に属しているため、2 部グラフではない。ここで、2 部グラフではないグラフを非 2 部グラフと呼ぶことにする。

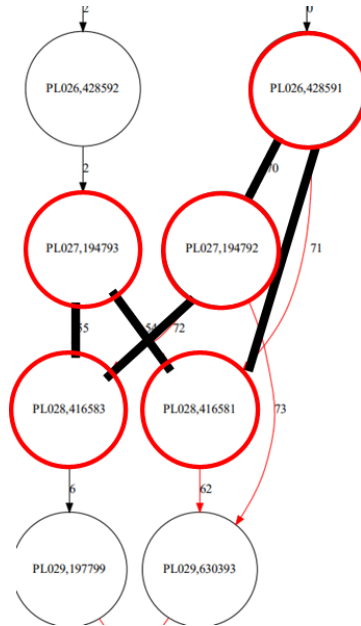


図 4.68: group 内での非 2 部グラフの構造。

2 部グラフになっている場合は上流側の basetrack 集団と下流側の basetrack 集団の linklet に対してどの linklet を残すかだけ考えれば良く、group の複雑な構造を 2 個の basetrack 集団の対応関係の集合としての問題に帰着できる。group に存在する 2 部グラフの構造を適切に解決することで、group での chain 爆発が解消される。これを行うために group 内に存在する非 2 部グラフの構造を解決する必要がある。

具体例である図 4.68 を用いて非 2 部グラフの解消について説明する。この場合、(PL27,194792) と (PL28,416581) 間の接続が上手くいっていない^{*9}ことが原因で非 2 部グラフになっている。そのため、図 4.69 のようにして、(PL27,194792) と (PL28,416581) 間の接続を加え、

^{*9} 4.7.1 節で説明したように、linklet,group という解析の枠組みは、このような接続の失敗や basetrack の inefficiency をカバーするための方法であり、group として飛跡全体は抽出できているため、一部分で linklet の欠損があることは飛跡接続に関する致命的な問題ではない

(PL26,428591) と (PL28,416581) の接続を消すことで、非 2 部グラフが解消される。この時、(PL26,428591)-(PL28,416581)、(PL26,428591)-(PL27,194792) と (PL27,194792) から (PL27,194792)、(PL28,416581) の両方ともつながることを根拠に (PL27,194792) と (PL28,416581) は同一の荷電粒子による飛跡だと考え接続を加えている。接続を加えた後に、(PL26,428591) と (PL28,416581) の接続を消去する。これは、4.7.1.1 節の冗長な linkelt の畳み込みを再度適用することで消去される。このような方法を用いて非 2 部グラフの解消をおこなう。

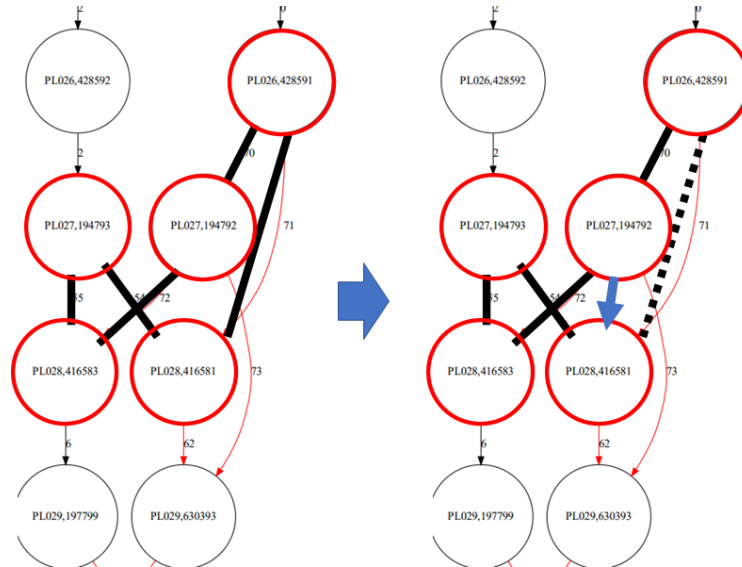


図 4.69: データ中に存在していた非 2 部グラフを解消した例

4.7.1.3 2 部グラフの解消

次に 2 部グラフになっている構造の解消を行う。一般的な 2 部グラフ構造を解消する前に、特殊な構造を持つ 2 部グラフである、完全 2 部グラフ $K_{n,n}$ の解消を行う。

2 部グラフは頂点 (basetrack) を 2 つの集団に分けることができるグラフであるが、全ての頂点が自分と異なる集団の全ての頂点との接続を持つとき、そのグラフを完全 2 部グラフと呼ぶ。特に各集団に属する頂点の数をそれぞれ n, m としたときに、その完全 2 部グラフを $K_{n,m}$ と呼ぶことにする (図 4.70)。

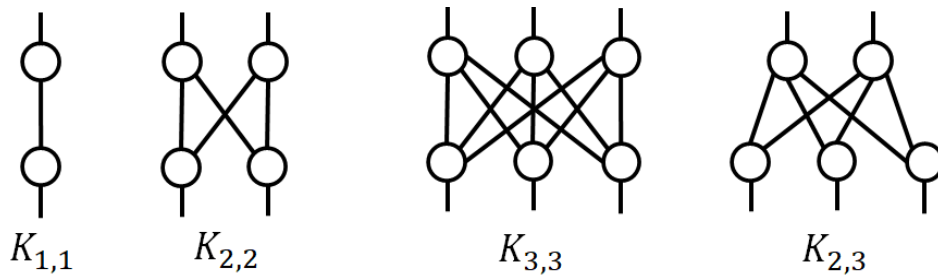


図 4.70: 完全 2 部グラフ $K_{n,m}$ 。上と下の 2 つの集団に分け、任意の頂点に注目したとき、その頂点は相手の集団の全ての頂点と接続を持っていることがわかる。

完全 2 部グラフ $K_{n,m}$ の中でも、各集団の頂点数が等しいときこれを $K_{n,n}$ と表す。この構造を持つ場所では平行した n 本の飛跡が近接して互いに絡み合っている状況になっている。chain 爆発の原因となっている主な構造はこれであり、 i 枚のフィルムを貫通したとき、この group によって生成される chain の数は $\mathcal{O}(n^i)$ となり、フィルム枚数の増加に伴い指数関数的に増加していくことがわかる。しかし、group を二部グラフに分割し、完全二部グラフ $K_{n,n}$ のみ抽出することにより、 n^2 本の接続から正しい n 本の接続組み合わせを選択する問題に帰着でき、比較的容易に解決することができる。

まず完全二部グラフとなっているまとまりを抽出する。これは図 4.71 右側の青四角で囲まれた部分であり、このまとまりから n 本の chain を再構成する。赤の破線が完全二部グラフ集団との境界を表している。右のグラフは見やすくするため、一本の経路は短縮して表している。完全二部グラフ $K_{n,n}$ になっていない部分でグラフを切断することにより完全二部グラフ集団を得ることができる。

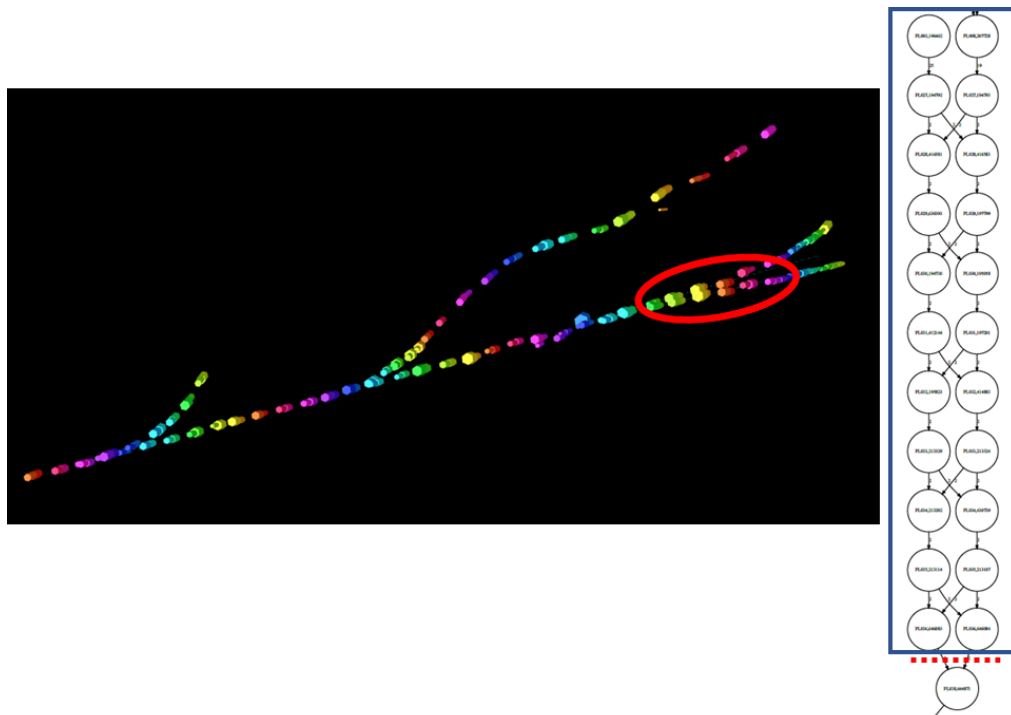


図 4.71: 完全 2 部グラフになっているまとまりを抽出する。点線が完全 2 部グラフ集団とそれ以外の境界であり、青い四角で囲まれた領域が完全 2 部グラフ集団である。この集団は $K_{1,1}$ と $K_{2,2}$ の組み合わせからなる。左の図中の赤い丸部分が右のグラフの青四角に相当する。右のグラフは見やすくするため、一本の経路は短縮して表している。

図 4.71 左側の event Display の絵を見てもわかるように、ほとんど平行な 2 本の飛跡でも位置が離れており、適切な接続を選びやすい部分と位置が近く適切な接続を選ぶのが難しい部分がある。そのため、完全二部グラフ集団の両端で basetrack の位置差を計算し、離れている方から 2 部グラフを解決していく。

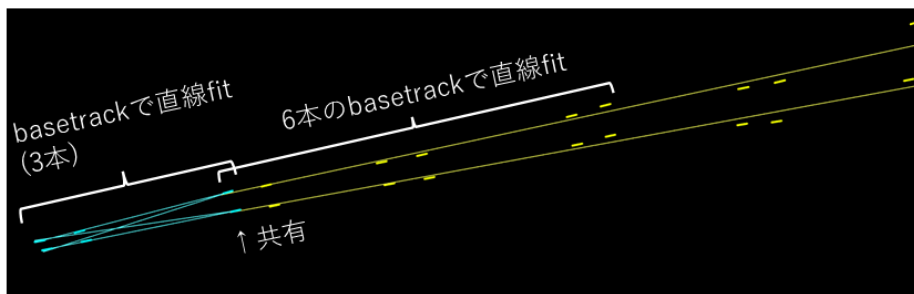
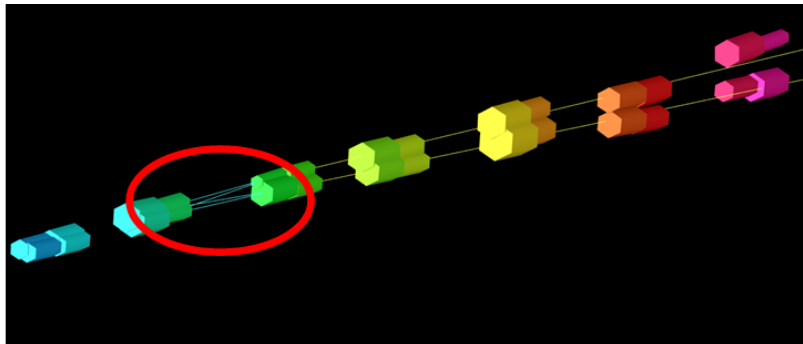
1. まず、解決すべき完全 2 部グラフ $K_{n,n}$ に注目する (図 4.72 上)。
2. その上流側/下流側の basetrack を最大 6 本用いて直線フィットすることにより、角度を計算する。この時、使用する basetrack は 1 本の経路になっている部分のみを使う (図 4.72 中)。
3. 完全 2 部グラフ $K_{n,n}$ に対して残せる n 本の接続を列挙し、各接続組み合わせで角度差の和 (スカラー和) を計算し、小さいほうを正しい接続として選ぶ (図 4.72 下)。

これを完全二部グラフ集団の端から行っていくことで、完全二部グラフ集団から適当な数の接続のみ残

すことができる。ここで角度差はスカラー和のことであり (4.101) で計算する。

$$d_{angle} = \sqrt{(\tan\theta_{x1} - \tan\theta_{x2})^2 + (\tan\theta_{y1} - \tan\theta_{y2})^2} \tag{4.101}$$

ここで、 $\tan\theta_{x1}, \tan\theta_{y1}$ は上流側の basetrack をフィットして得られた角度であり、 $\tan\theta_{x2}, \tan\theta_{y2}$ は下流側の basetrack をフィットして得られた角度である。上流の basetrack と下流の basetrack の組みに対して角度差を計算し、それらの和をとることで特定の上流-下流の飛跡組み合わせでの接続の指標とする。



角度差の和を指標とする



図 4.72: 完全 2 部グラフになっているまとまりの中からある完全 2 部グラフ部分に注目し接続の選択を行う。選ぶべき組み合わせを列挙し、各接続組み合わせに対して角度差の和を指標として良い接続を決定する。

次に一般的な 2 部グラフ部分の解消について説明する。これは例えば、図 4.73 のような構造である。

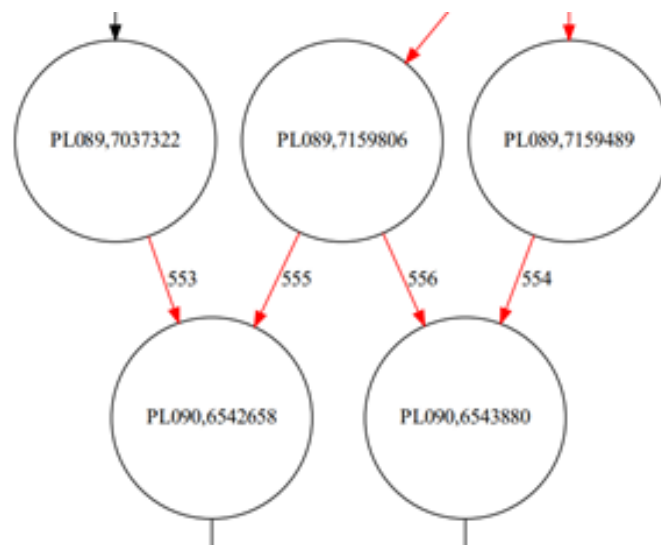


図 4.73: 2 部グラフになっている接続部分

2 部グラフに対しては以下の条件で選択すべき接続の数を決定する。

1. 全ての basetrack に接続がある。
2. 1 を満たしたうえで残す接続の数を最小にする。

この条件を図 4.73 に対して適用すると考えられる接続組み合わせは図 4.74 の右側にあらかず 2 通りになる。

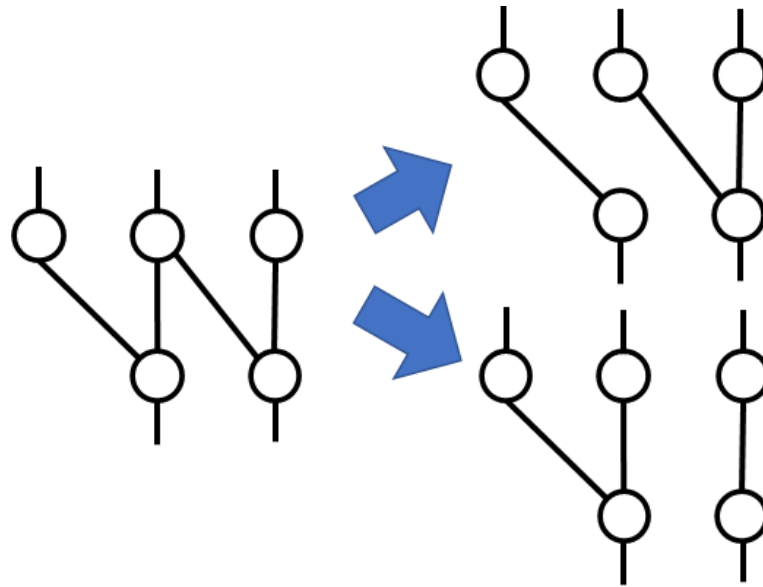


図 4.74: 左側は図 4.73 を模式図で表したグラフ。全ての basetrack に接続を残し、接続の数を最小にすると右図の 2 通りの接続組み合わせのみが許される。

次に各辺に対して重み付けを行う。これは接続によって繋がっている 2 本の basetrack 間の角度差を用いる。basetrack の角度差の和が最小になる接続組み合わせを残す。

これらを行った後に残る構造は basetrack 1 本に対して n 本の basetrack が接続する場合のみであり、 n 本の basetrack と m 本の basetrack が互いに絡まりあうような接続は全て解消される。これらの操作により、group から basetrack が除去されることはなく、不用意な basetrack の除去による efficiency の低下なしに Chain の爆発を防ぐことができる。

group 全体として見た時に残る構造を図 4.75 に示す。これらの構造は隣接した接続部分のみに注目した 4.7.1.2 節, 4.7.1.3 節の枠組みでは合理的に解消するのは難しい。ECC 内の全ての飛跡を再構成する場合にはこれらの構造の対処が必要になるが、NINJA 実験における ν_μ の CC 反応解析においては、これらの構造の解決は必要ではないため、この構造は残したまま解析を行う。 ν_μ の CC 反応解析では、 μ ID の付いた basetrack や、反応に付随する basetrack など、特定の basetrack に対して chain の再構成を行うため解析対象の group にこの構造が残っていた場合は角度差が最も小さくなる経路を再構成された chain とする。

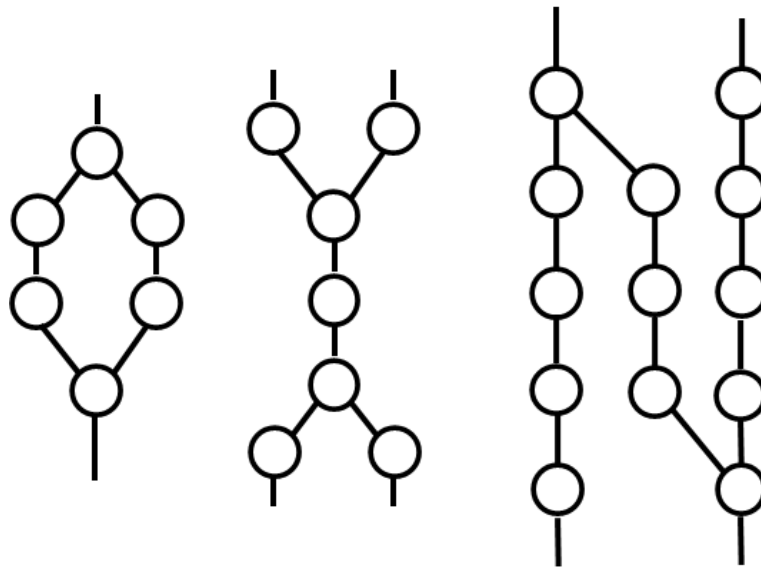


図 4.75: 2 部グラフの解消を行った後に残る構造。

4.7.1.4 閉路の畳み込み

次に図 4.75 に示される残った構造の中でも左側のような閉路の構造を持ち、条件を満たす特別な場合のみ構造の解消を行う。ここで閉路とは 2 本の basetrack を選び、その間に上流側から下流側へ linklet と辿って経路を作った時に、経路が 2 本以上あり、それぞれの経路で共通した basetrack を通らないものである。解消する閉路は以下の 3 つである。

1. 閉路を構成する basetrack がすべて異なる PL のもの
2. 下流側から basetrack の数が $1-n-1$ となっているもの
3. 閉路を構成する 2 本の経路のうち少なくとも 1 つの経路が basetrack 1 個しか通らないもの

以下でそれぞれの閉路の解消方法について説明する。

まず 1 の場合について考える。この閉路は図 4.76 の左側のような構造になる。この場合、PL が小さいほうから順にたどるような経路を追加する。経路の追加後に 4.7.1.1 節 で説明した linklet の畳み込み操作により、冗長な経路を削除する。これにより、閉路が解消される。

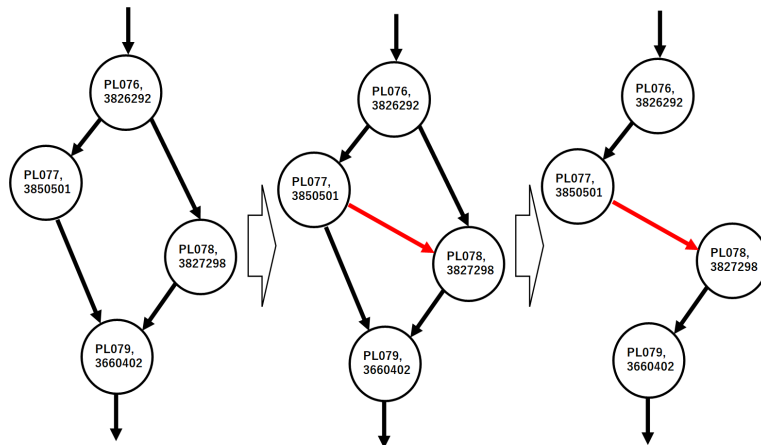


図 4.76: 閉路を構成する basetrack が全て異なる PL に属する場合、PL 番号の小さいほうから繋ぐような経路を追加し、冗長になった経路を畳み込む。

次に 2 の場合について考える。図 4.77 の左側のような構造になる。ある basetrack から n 本の分岐が生じ 1 本の basetrack を通過した後、1 本の basetrack に収束する。この時、上流と下流の basetrack を使って直線を作り、その直線に最も近い basetrack のみ残すことにする。

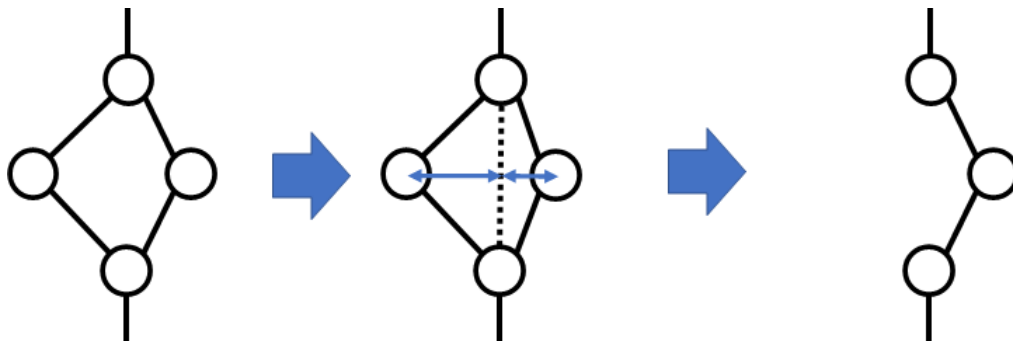


図 4.77: 下流側から basetrack の数が $1-n-1$ となっている閉路。上流と下流の basetrack から直線を作り、直線に最も近い basetrack の経路のみ残す。

最後に 3 の場合について考える図 4.78 の左側のような構造になる。これは閉路を構成する経路のうち、少なくとも一つの経路が 1 本の basetrack しか通らないものであり、全ての経路が 1 本の basetrack しか通らないような閉路は 2 で解消されているため、少なくとも一つの経路は 2 個以上の basetrack を通過する。この場合は 1 本の basetrack しか通らない経路を除去する。

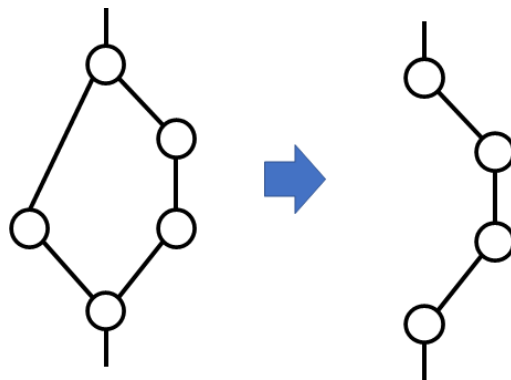


図 4.78: 閉路を構成する経路のうち、少なくとも一つの経路が 1 本の basetrack しか通らないもの。1 本の basetrack しか通らない経路を取り除く。

4.7.1.5 ささくれの除去

最後に、“ささくれ”と呼ばれる構造の除去を行う。これは図 4.79 の右側で赤丸になっている部分であり、一本の長い chain に対して、basetrack が 1 本だけ付随している状況である。このような構造の場合は 1 本だけ付随している basetrack を除去する。

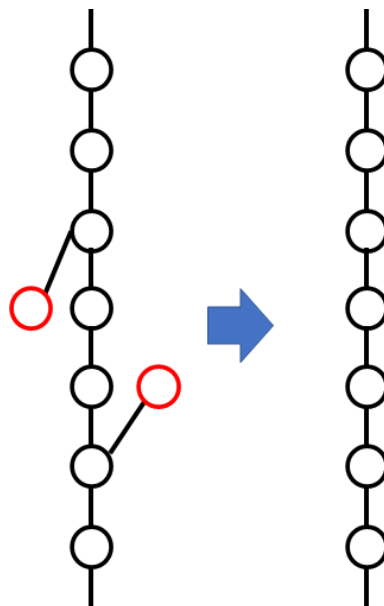


図 4.79: 長い経路に対して、1 本の basetrack が付随しているもの。左の赤丸で示されている。これは除去し、右側のような構造にする。

4.7.2 Chain の再接続

chain 生成まで終わった後に、chain 間での再接続を行う。接続対象となるのは 2PL 以上繋がっている chain 集団であり、basetrack 単体のノイズ飛跡が除去されるため接続対象の飛跡本数は少なくなる。chain の最上流の basetrack と最下流の basetrack を抽出し、それらで飛跡接続を行う。接続は 4.6.1 節で述べた basetrack 同士の接続よりも離れたフィルム間で行う。図 4.80 は再接続を行ったフィルム組を表している。水 ECC 部では水 2 層飛ばし、水 ECC と鉄 ECC 間の接続では水 1 層以下かつ鉄 3 層以下または水 0 層、鉄 4 層飛ばしまで接続する。鉄 ECC 部分では、鉄 5 層飛ばしまで接続を行う。

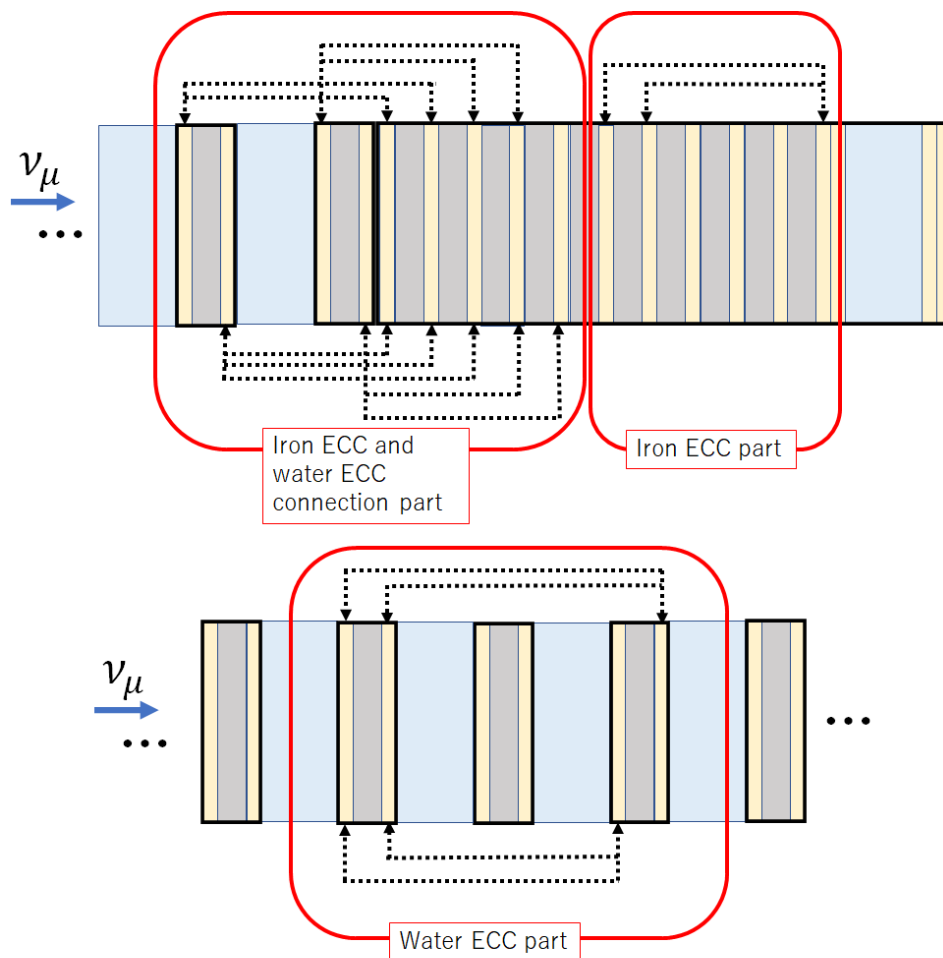


図 4.80: chain を用いて再接続を行ったフィルムの位置関係

各接続における接続判定は最上流 (最下流) の basetrack の位置角度を用いて行い、判定基準は 4.6.1 節

と同様の方法で決める。また、VPH の高い飛跡に対する接続許容値を広げた飛跡接続はここでは行わない。これらの許容値によりつながった飛跡に対してさらに

$$\text{Opening angle} < 0.3 \text{ rad} \quad (4.102)$$

$$\text{Minimum distance} < 200 \mu\text{m} \quad (4.103)$$

という 2 つの条件を課す。

4.7.3 Efficiency の評価

再構成された chain を用いて、basetrack の検出効率を評価する。評価に用いる chain は 4.4.4 節で検出効率を評価した際に課した条件と同様であり、以下に示すものである。

1. 評価対象のフィルムに隣接した上流側 2 枚、下流側 2 枚の計 4 枚のフィルムで basetrack が検出されている。
2. ECC 中の鉄板を 5 枚以上貫通している。
3. 鉄板を挟んだ basetrack 間の角度差の RMS が 2 mrad 未満である。(高運動量飛跡の抽出)

この条件を満たした chain を選び、選ばれた chain の数と評価対象の basetrack を含む chain の数の比を検出効率とする。条件からわかるように、評価する PL ごとに使う chain は異なる。今回の解析対象となっている ECC5 での basetrack 検出効率を図 4.81 に示す。

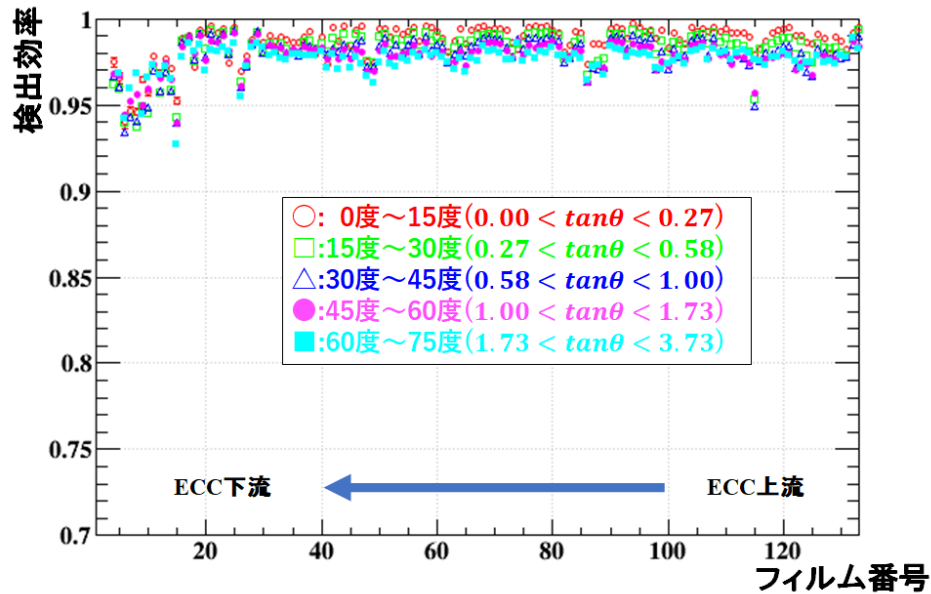


図 4.81: ECC5 の basetrack 検出効率。縦軸が検出効率、横軸が PL 番号を表す。

PL003 から、PL015 は下流の鉄 ECC 部であり、ECC 解体後に室温で 1 日保管したことでフィルム特性が悪くなっていることが原因で検出効率が低下していると考えられる。ニュートリノ反応検出は PL016 以降で行っているため、反応点近傍の詳細解析に対して影響はない。また、鉄 ECC 部は最大 4 枚飛ばしでの接続を行っているため、chain の再構成に与える影響は無視できるほど小さい。

4.8 運動量測定

ECC 内の飛跡再構成後に、運動量の測定を行う。運動量測定は ECC 内を飛跡が通過するときに生じる多重電磁散乱 (Multiple Coulomb Scattering: MCS) による角度差を用いて行う^[72]。ある飛跡に対して、物質を貫通したときに測定される角度差の分布幅は式 (4.104) を用いて表される。

$$\sigma_{HL}(p\beta, x/X_0) = \frac{13.6 \text{ MeV}/c}{p\beta} |z| \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{xz^2}{X_0\beta^2} \right) \right], \quad (4.104)$$

ここで、 σ_{HL} は角度差の分布の幅、 z は荷電粒子の電荷、 x は物質の厚さ X_0 は物質の radiation length である。また、荷電粒子は物質を通過する際に電離損失によりエネルギーを落とす。図 4.82 はシミュレーションで運動量 1GeV/c のミュオンを ECC に対して垂直照射した際の PL ごとの運動量を表している。PL 番号の大きいほうが上流であり PL 番号の小さいほうが下流である。ここから、ECC 中を通過していくにつれミュオンが運動量を落としていることがわかる。また、1GeV/c の比較的高運動量の粒

子であってもこの効果を考慮しない場合 ECC 最上流と最下流で 1 割程度の差が生じる。

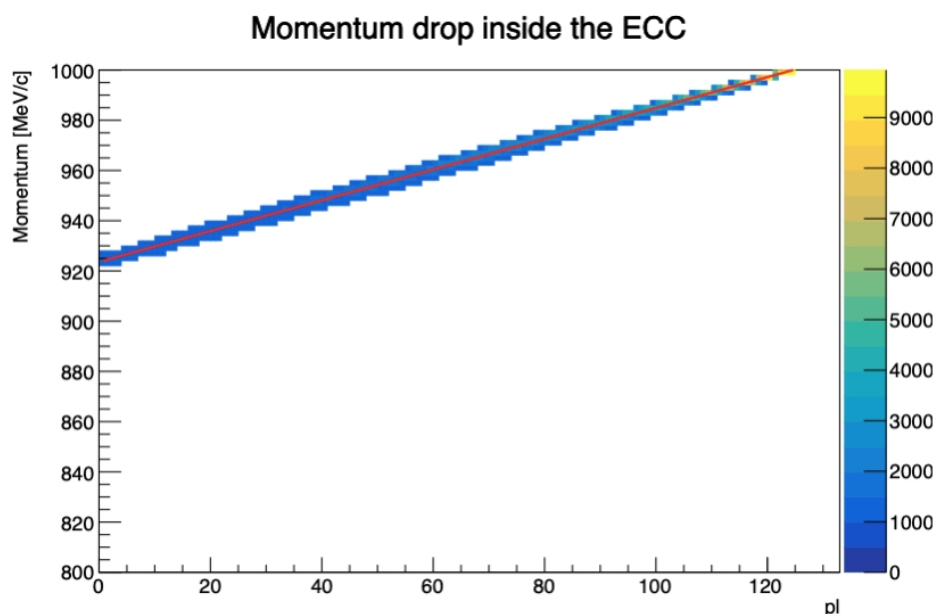


図 4.82: 横軸は ECC 中の PL 番号で右側が上流、左側が下流を表す。縦軸はミュオンの運動量であり、ECC 中を通過するに従い運動量が減少しているのがわかる。ヒストグラムの色は飛跡本数を表している。

そのため、低運動量の飛跡に対して高精度で運動量測定をするためにはこれを考慮しなければならない。物質を貫通するごとにエネルギー損失を起こすことを考慮したときの運動量測定は式 (4.105) で行っている。これは、飛跡の入射時の運動量をフリーパラメータとした likelihood であり、この likelihood が最大になるような入射時の運動量を測定された値とする。N は鉄板 1 枚挟んだ時の basetrack 間の角度差の数を表しており、 σ_{rad}/lat は basetrack の radial 方向/lateral 方向の角度差の幅であり、飛跡の運動量、角度精度、角度による通過する物質長の違いに依存した値である。飛跡の最上流から計算していき、下流に行くに従い電離損失分だけ飛跡の運動量を変化させることで電離損失によるエネルギー損失を考慮した運動量が測定できるようになっている。また、ECC 中の鉄板を 1 枚貫通する時に落とすエネルギー

は MC で見積もった値を使用している。

$$\begin{aligned}
& L((\Delta\theta); (p\beta), (x/X_0), (\tan\theta)) \\
&= (2\pi)^{-N} \times \prod_{j=0}^{N-1} (\sigma_{\text{rad}'}((p\beta)_j, (x/X_0)_j, \tan\theta_j))^{-1} \times \prod_{j=0}^{N-1} (\sigma_{\text{lat}'}((p\beta)_j, (x/X_0)_j, \tan\theta_j))^{-1} \\
&\times \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{j=0}^{N-1} \left(\left(\frac{\Delta\theta_{\text{rad}',j}}{\sigma_{\text{rad}'}((p\beta)_j, (x/X_0)_j, \tan\theta_j)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta_{\text{lat}',j}}{\sigma_{\text{lat}'}((p\beta)_j, (x/X_0)_j, \tan\theta_j)} \right)^2 \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.105}$$

この方法により、BabyMIND(BM) で検出され ECC までつながったミュオン飛跡に対して運動量測定を行い、ECC 中の MCS による運動量と BM の飛跡長を用いた運動量の結果を比較したのが図 4.83 である。ここで用いた飛跡は ECC を上流から下流まで貫通していることを要求している。ここから、 $p\beta < 1000 \text{ MeV}/c$ の範囲では BM の飛跡長による測定と ECC の MCS による測定が良く一致していることがわかる。 $p\beta > 1000 \text{ MeV}/c$ の領域に対しては BM の飛跡長による測定と ECC の MCS による測定でズレが生じている。これは高運動量の飛跡は MCS による角度差が小さくなるのが原因であり、basetrack の角度精度より小さくなる領域では散乱による角度差の影響がみえず運動量に系統的なズレが生じる。しかし、本実験においてはニュートリノのエネルギーピークは約 900 MeV であり、反応により出るミュオンやハドロンは多くが 1 GeV 未満なので問題にならない。また、左上の $p\beta_{\text{MCS}} > p\beta_{\text{range}}$ の成分はハドロン由来であり、BM 中でのハドロンインタラクションが原因で飛跡長がエネルギーを反映していないことが原因だと考えられる。

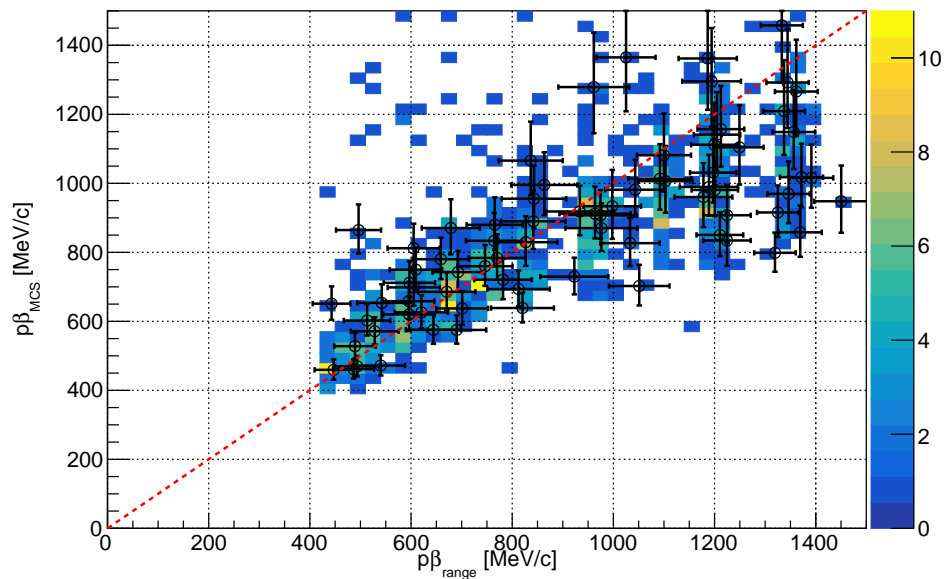


図 4.83: 横軸は BM の飛跡長を用いて測定した運動量であり、縦軸は ECC 中 MCS を用いて測定した運動量である。赤の破線は両者が一致する場所であり、データは赤線によく合っていることがわかる。

図 4.84 は BM の飛跡長を用いて測定した運動量が $400 \text{ MeV}/c < p\beta_{\text{range}} < 900 \text{ MeV}/c$ の領域に対して ECC の MCS による測定値との差分のプロットである。ここから、MCS による運動量測定では約 13% の精度で測定が可能であることがわかる。精度の測定に用いた飛跡は ECC を貫通することを要求しているため鉄板 70 枚で角度差の測定が可能である。ここから原理的な精度は $1/\sqrt{70} \simeq 12\%$ となり*¹⁰実測値とおおよそ合った値となっている。

*¹⁰ radial 方向, lateral 方向の 2 方向があるため 140 個の角度差が取れるが、radial 方向は角度精度が悪いので運動量測定への寄与が小さいと考えられる。

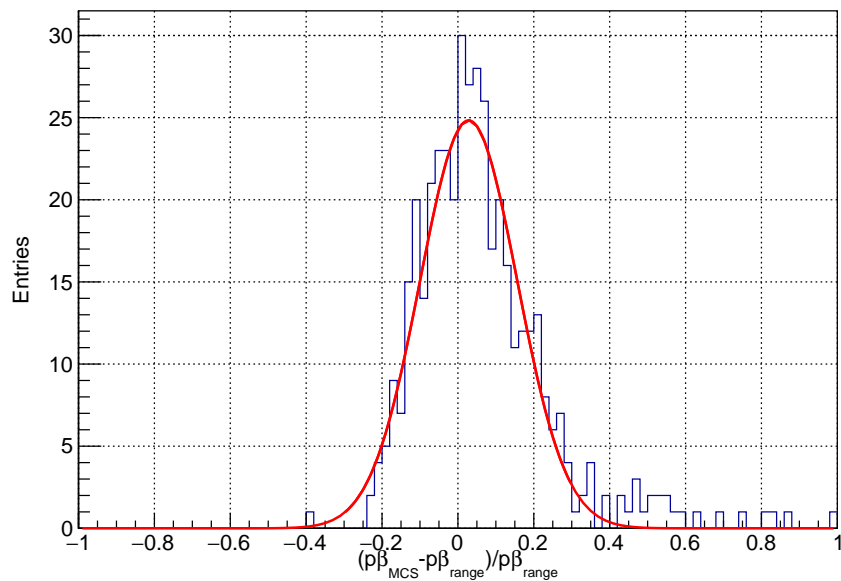


図 4.84: 横軸は BM の飛跡長による運動量測定と ECC の MCS による運動量測定の差を表している。BM で測定した運動量が $400 \text{ MeV}/c < p\beta_{\text{range}} < 900 \text{ MeV}/c$ の範囲の飛跡のみを用いている。

4.9 粒子識別 (p/π)

この章では、再構成した飛跡 (Chain) に対して陽子と π, μ との識別方法について説明する。 π, μ は質量がほとんど等しく、ECC ではそれらを分離することができないため、データ解析上では明確に分離しない。 ν_μ の荷電カレント反応から放出される荷電ハドロンは 99% が陽子と荷電パイオンであるため以降では p/π^\pm の識別を粒子識別と呼ぶ。

粒子識別は ECC 中の飛跡の多重電磁散乱によって測定する運動量と飛跡の濃さを用いて測定する電離損失の 2 つの物理量を用いて行う。図 4.85 は粒子ごとに計算した乳剤層中での電離損失と運動量を表している。ここから、陽子と荷電パイオンは低運動領域では良く分離しており、 $p\beta \simeq 1.2 \text{ GeV}/c$ で線が交わることからこの方法では分離できなくなることがわかる。

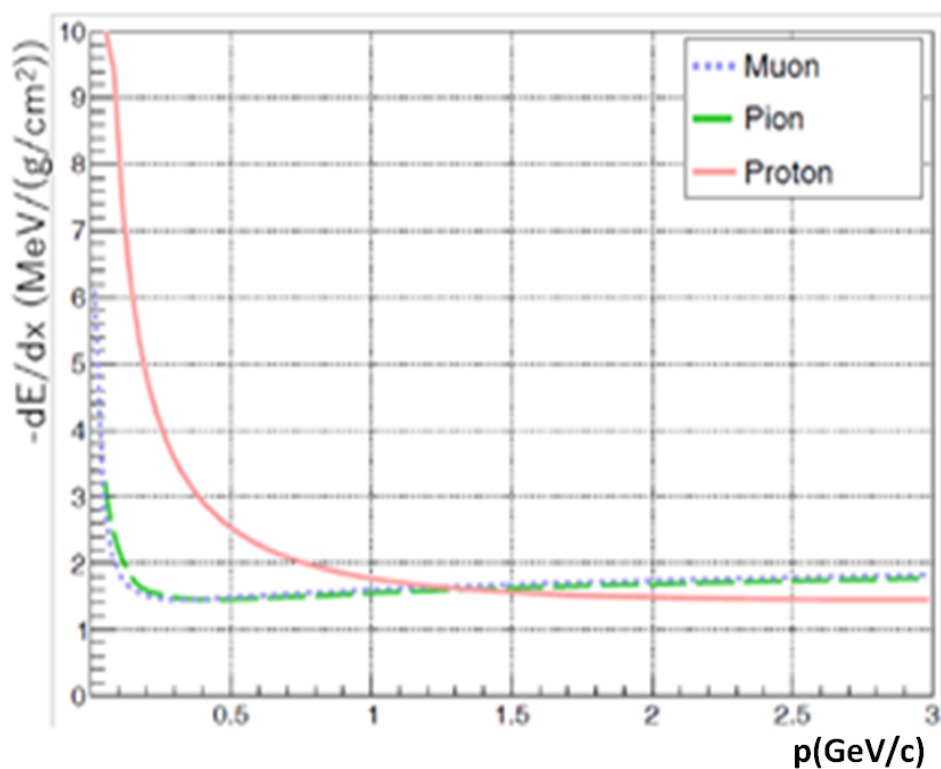


図 4.85: 粒子ごとの電離損失と運動量の関係を表している。横軸が運動量であり、縦軸が乳剤中の電離損を表している。

同様のプロットを ECC 中の飛跡に対して作成したものが図 4.86 である。ここでプロットの点は飛跡 (Chain) に対して 1 点打たれており、縦軸は VPH の平均横軸は運動量と速度の積 ($p\beta$) となっている。 $p\beta$ は電磁散乱による角度差だけでなく物質中での電離損失による運動量変化も考慮している。物質中での電離損失を計算する際に粒子 (質量) を仮定する必要があるため、粒子識別で用いる $p\beta$ はミューオンの質量を仮定している。陽子については粒子識別後に陽子質量を仮定した運動量測定を行い、正しい運動量の値を測定する。

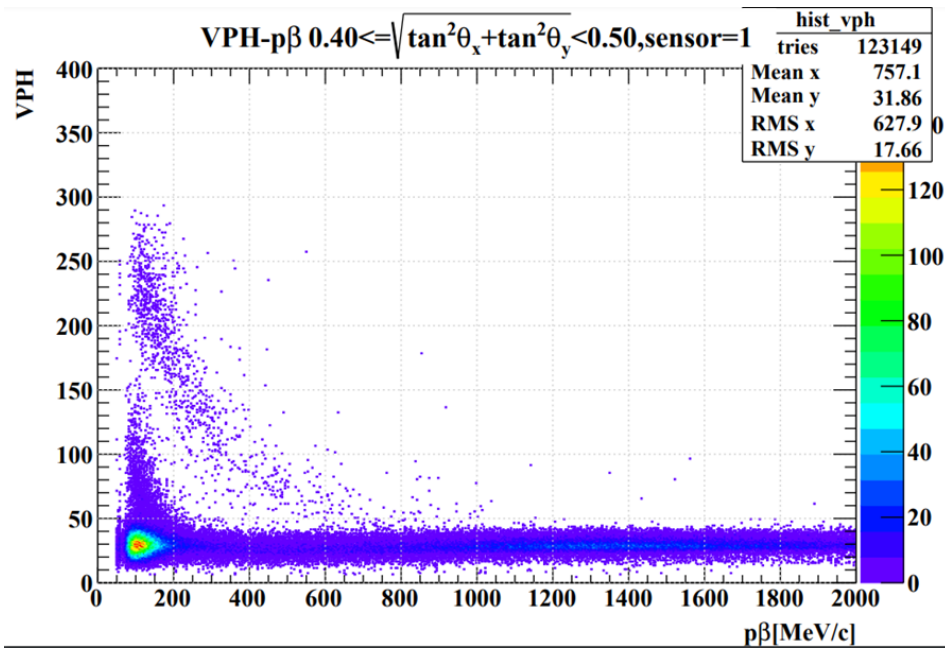


図 4.86: 横軸は $p\beta$ (MeV/c)、縦軸は VPH の平均を表している。図 4.85 と同じように低運動量領域で陽子と荷電パイオンが分離していることがわかる。低運動量低 VPH の部分のピークは電子成分である。

図から $p\beta \leq 500 \text{ MeV}/c$ の領域では荷電パイオンと陽子が分離できていることがわかる。また $p\beta \leq 200 \text{ MeV}/c$ の領域ではパイオンも陽子と同様に電離損失の増加がみられる。 $p\beta \leq 200 \text{ MeV}/c$ の領域で vph が低いままの飛跡は ECC 中の宇宙線由来の電子成分だと考えられる。粒子ごとに運動量毎の VPH の確率密度関数 $P_{p,\pi}(VPH, p\beta)$ を求め、飛跡に対して陽子らしき荷電パイオンらしさを定義することにより、粒子識別を行う。VPH の振る舞いは角度により大きく依存するため、VPH の確率密度関数 $P_{p,\pi}(VPH, p\beta)$ は角度ごとに求め $P_{p,\pi}(VPH, p\beta, \tan\theta)$ の形で表現する。低運動量で、 p, π が良く分離している領域に対しては図 4.87 のようにガウシアンでデータのフィットを行い確率密度関数を決める。電子成分が大きく寄与する領域では e, π の分布が重なるためガウシアンの和でフィットを行い各粒子の確率密度関数を得る。

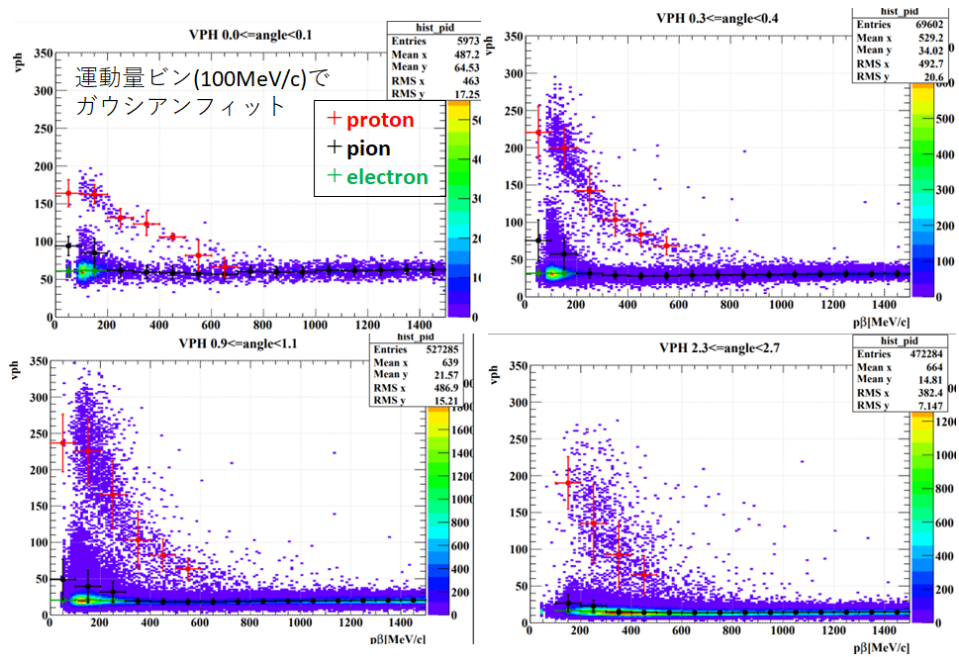


図 4.88: 角度ごとに取得したガウシアン平均と幅を示している。点が平均であり、縦の誤差棒の長さが分布の幅である。角度により VPH と $p\beta$ の傾向が異なっていることがわかる。

陽子の飛跡は運動量の低下による電離損失の向上が良く見えている。運動量と電離損失の関係は Bethe-Bloch の式から求められる。VPH と電子損失の関係を線形である (式 (4.106)) と仮定し 2 個のフリーパラメータを用いてフィットする。

$$VPH = a \times \left(\frac{dE}{dx} \right) + b \tag{4.106}$$

結果が図 4.89 であり、フィットにより求めた dE/dx と VPH との関係を用いることで陽子と荷電パイオンの分離が難しくなるような 1GeV 付近の運動量領域でも dE/dx の値から VPH の平均値を得ることができる。また、VPH が飽和する $p\beta \leq 200 \text{ MeV}$ の運動量領域では VPH と電離損失の関係の線形性が大きく崩れるため、データ点を直線で内挿することで値を求める。

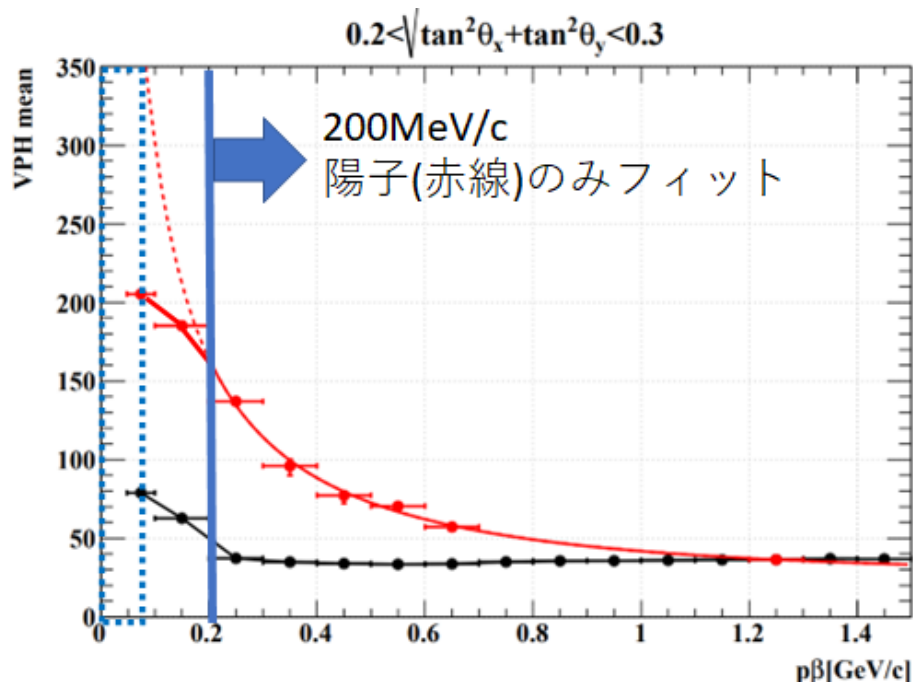


図 4.89: $200 \text{ MeV}/c > p\beta$ は VPH と電離損失の線形性を仮定したフィットの結果がデータとよく合っている。しかし、 $200 \text{ MeV}/c < p\beta$ は VPH と電離損失の関係が非線形であるためフィット結果とずれが生じる。

角度毎のフィットパラメータ a (=slope), b (=intercept) の関係は図 4.90 のようになっている。フィットする際に、陽子と荷電パイオンの運動量と電離損失の関係が同じになる $p\beta \simeq 1.2 \text{ GeV}/c$ の点を用いており、この点は他の点に比べ統計が多いためフィットに対する影響が強く、図 4.90 では a, b のパラメータ間の強い逆相関が見える。また統計が少なく測定の難しい $2.7 < \tan \theta$ の領域は $2.3 < \tan \theta < 2.7$ の値を用いる。

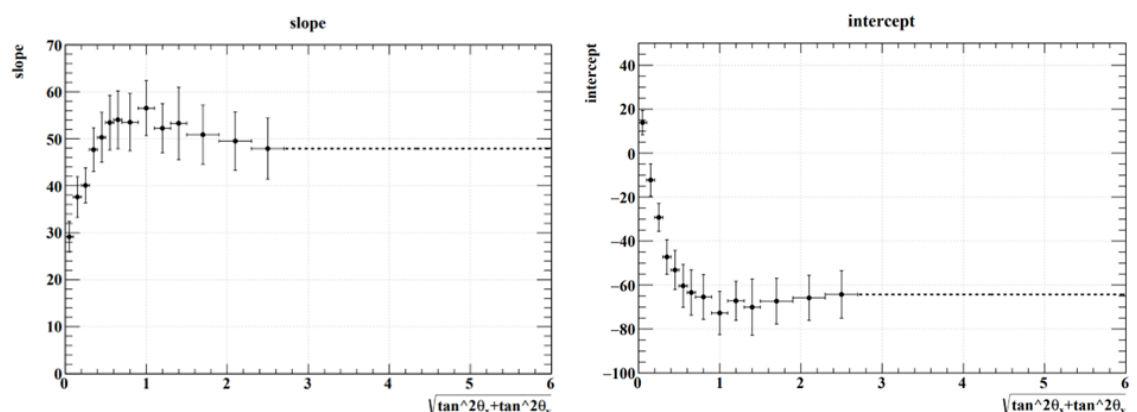


図 4.90: 電離損失と VPH の線形性を仮定したときのフィット結果の角度依存性を表している。左側が傾きであり、右側が切片を表す。

分布の幅については図 4.91 となっている。

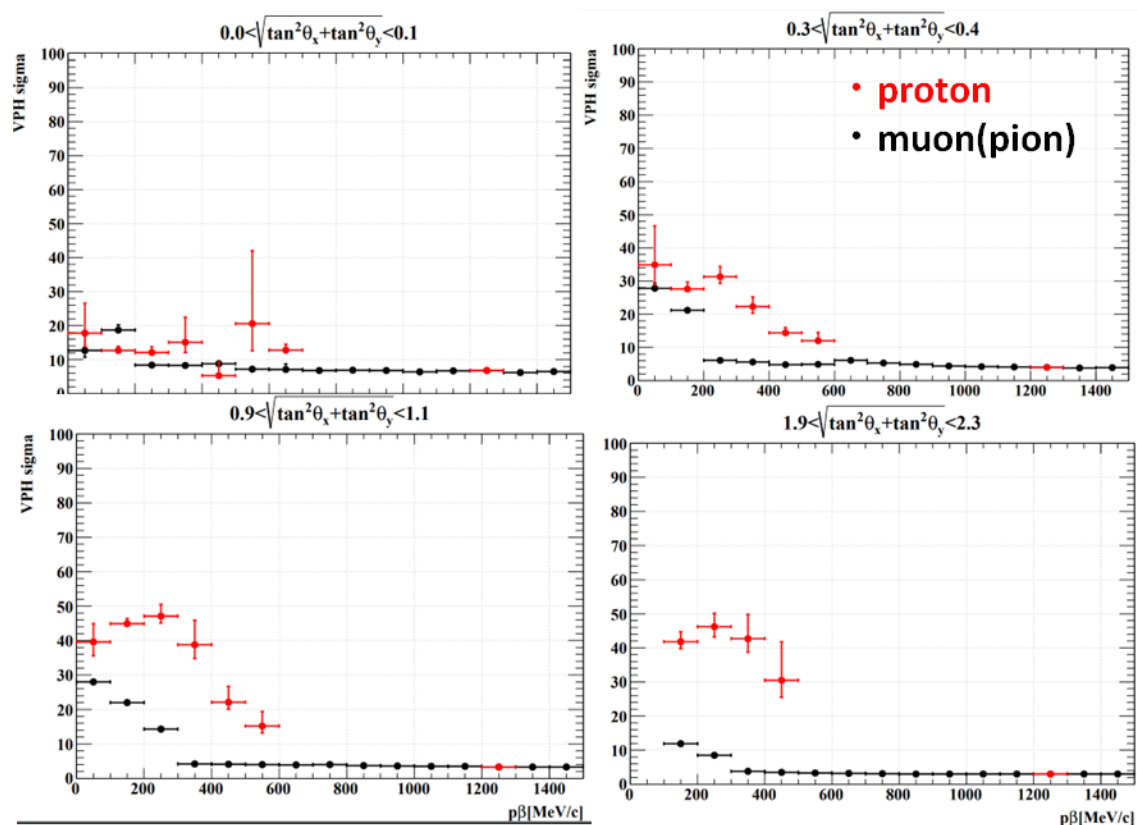


図 4.91: 角度ごとの $p\beta$ と σ_{VPH} の関係を表している。赤点は陽子の値であり、黒点は荷電パイオン (ミューオン) の値である。

分布の幅についても同様にフィットを行う。VPH は飛跡を構成する grain(現像された銀粒子) の数を反映した値であるためポアソン分布に従うとし、その分布の幅は VPH の平方根と線形の関係にあると仮定して式 (4.107) を用いてフィットする。

$$\sigma_{VPH} = a \times (\sqrt{VPH}) + b \tag{4.107}$$

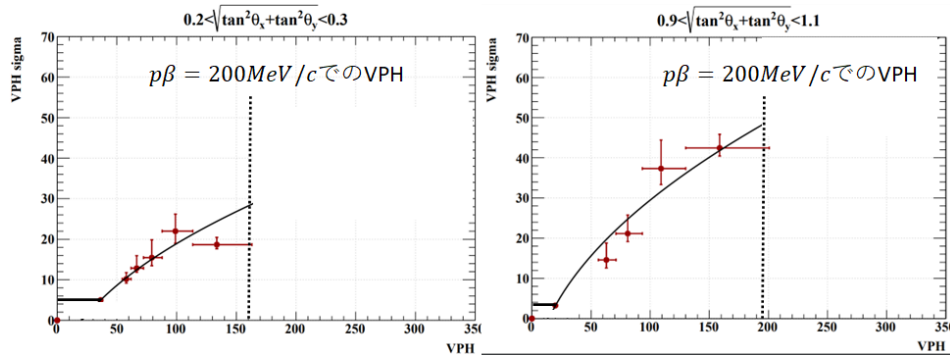


図 4.92: 横軸が VPH であり、 σ_{VPH} である。 \sqrt{VPH} と σ_{VPH} は線形の関係であると仮定してフィットを行っている。

フィットで得られたパラメータの角度依存性は図 4.93 となっている。平均値と同様に統計が少なく測定が難しい $2.7 < \tan \theta$ の領域は $2.3 < \tan \theta < 2.7$ の値を用いる。

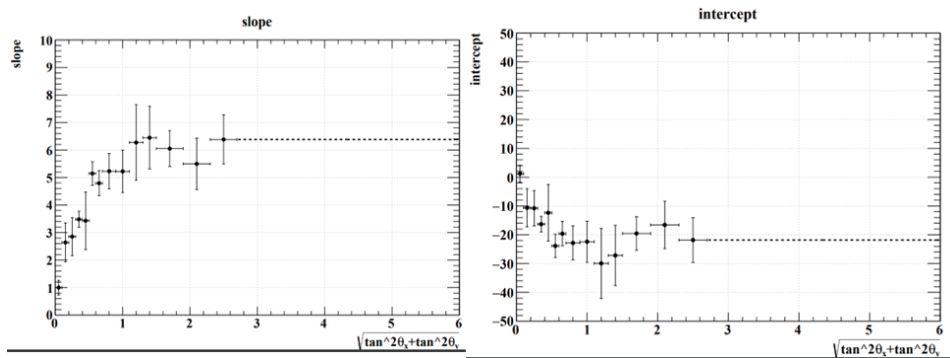


図 4.93: \sqrt{VPH} と σ_{VPH} の線形性を仮定したときのフィット結果の角度依存性を表している。左側が傾きであり、右側が切片を表す。

VPH は mip 領域では左右非対称な分布になる。図 4.94 はパイオンの電離損紙が一番小さくなる $200\text{MeV}/c < p\beta < 400\text{MeV}/c$ 領域で陽子との分離が良い赤枠部分の VPH の分布を表している。VPH の大きいほうにテールを引く非対称な分布になっていることがわかる。

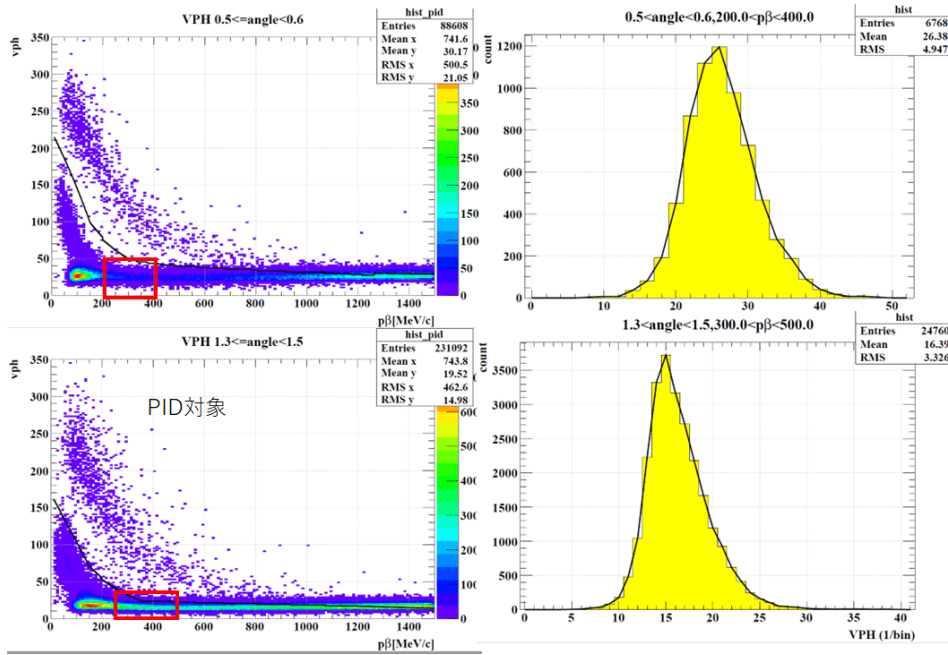


図 4.94: 右の分布は左図の赤い四角で囲まれた部分の VPH を表している。この領域は p/π の分離が良く、荷電パイオンの電離損失が最も小さくなるため、VPH が小さい値をとる。この領域で VPH は左右非対称な分布をしていることがわかる。

この分布を反映するためにパイオンに関しては $200\text{MeV}/c < p\beta$ の飛跡に対してはデータの分布を確率密度とする。低運動量パイオンや陽子に対してはガウシアンを確率密度関数として分布の平均と幅は求めた値を使用する。

これらの確率密度関数を用いて、角度、運動量が測定された飛跡に対して VPH からパイオンである確率 $Prob_{\pi} = \int_0^{VPH} P_{\pi}(VPH, p\beta)$ 、陽子である確率 $Prob_p = \int_{VPH}^{\infty} P_p(VPH, p\beta)$ を求める。これらを用いて式 (4.108) によって尤度比 (LR) を求め粒子識別を行う。 $LR \leq 0.5$ を陽子、 $LR > 0.5$ を荷電パイオンとする。

$$LR = \frac{Prob_{\pi}}{Prob_{\pi} + Prob_p} \tag{4.108}$$

陽子と荷電パイオンの識別は高運動量で難しくなるため、 $p\beta > 700$ かつ $VPH < 125$ の領域は PID の出来ない範囲として定義する。ニュートリノ反応として検出されたパートナーの飛跡に対して PID を行った結果が図 4.95 である。 $p\beta > 700$ かつ $VPH > 125$ の領域は basetrack 数が少なく運動量測定の誤差の大きい飛跡であり、VPH が高いことから陽子としている。

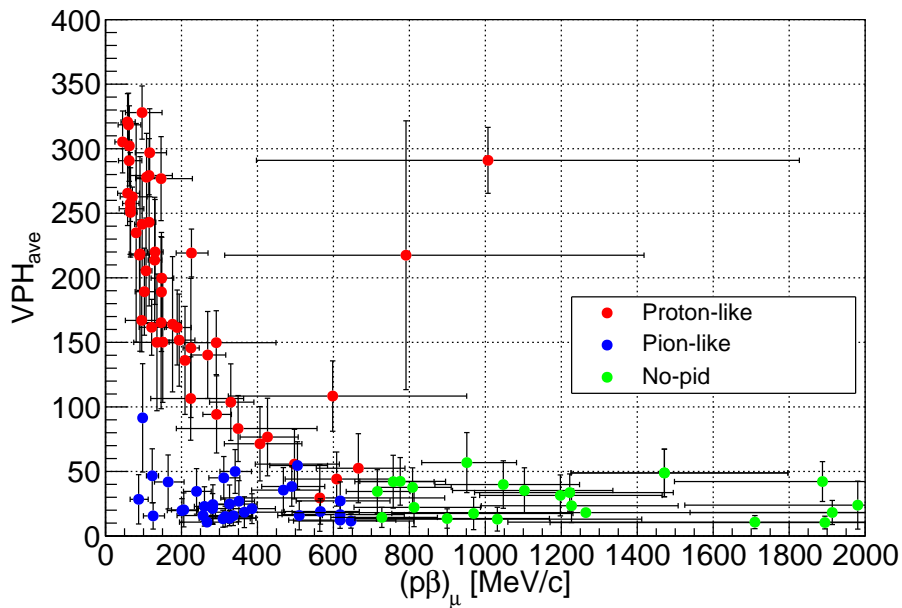


図 4.95: 縦軸が VPH の平均、横軸が $p\beta$ を表している。赤点が陽子と判定された飛跡であり、青が荷電パイオンである。緑の領域は運動量が高く、陽子であっても電離損失が小さくなるため PID を行っていない。

図 4.96 はシミュレーションで発生させたニュートリノ反応由来のハドロンに対して粒子識別を行った結果である。赤色が陽子、黄色がパイオンを表しており、尤度比 0.5 未満を陽子と判定している。したがって、尤度比 0.5 未満のパイオンが誤識別として背景事象となり、尤度比 0.5 以上の陽子は検出効率の損失を表す。特に高運動量の粒子に対して、陽子とパイオンの分離が悪くなることが誤識別の主要因である。陽子に対して、検出効率は 99% 以上であり、パイオンの混入率も 1% 以下であった。

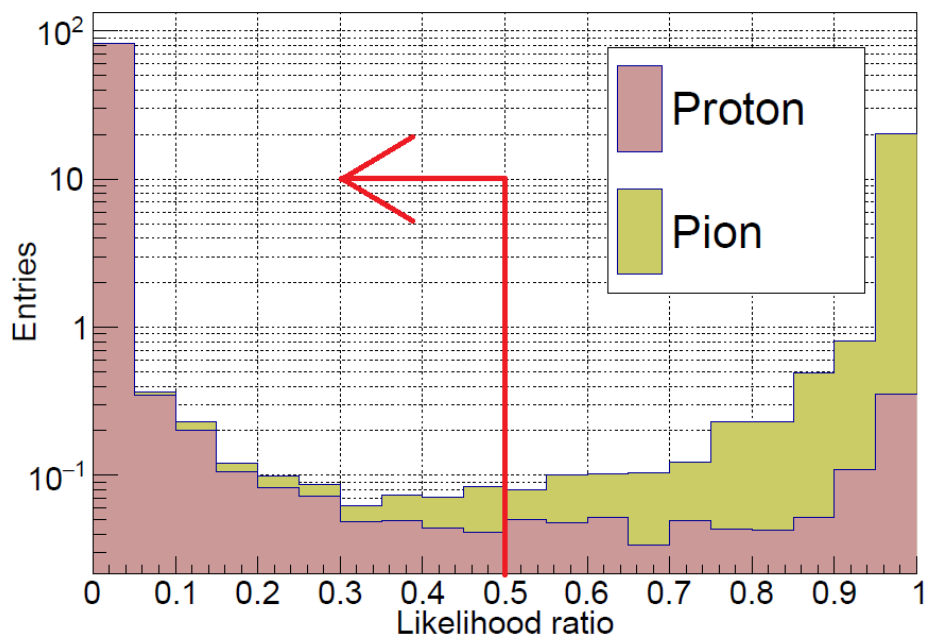


図 4.96: シミュレーションによる、ニュートリノ反応から放出される陽子とパイオンに対する尤度比の計算結果。縦軸が統計数、横軸が尤度比を表す。赤が陽子、黄色がパイオン。尤度比 0.5 未満のパイオンは誤識別を表す。

第 5 章

イベントセレクション

NINJA Physics run a での ν_μ 荷電カレント反応の解析は以下のフローで行う。

1. BabyMIND でのミューオン識別
2. BabyMIND-Scintillation Tracker 間のミューオン飛跡接続
3. Scintillation Tracker-Emulsion Shifter 間のミューオン飛跡接続
4. Emulsion Shifter - ECC 間のミューオン飛跡接続
5. ECC 内でのミューオン飛跡接続
6. ECC 内で止まった飛跡に対して反応から出たパートナー粒子の飛跡の探索

5.1 ミューオンセレクション

5.1.1 ミューオンキャンバック

BabyMIND により、ミューオン識別がされた飛跡をシンチレーショントラッカー、エマルジョンシフターと繋ぎ、ECC の最下流のフィルムの basetrack までつながった飛跡に対して、ECC 内の飛跡接続の情報をを用いて、

- ECC を貫通 (penetrate)
- ECC から横抜け (edge out)
- ECC 内で止まる (stop)

の分類を行う (図 5.1)。

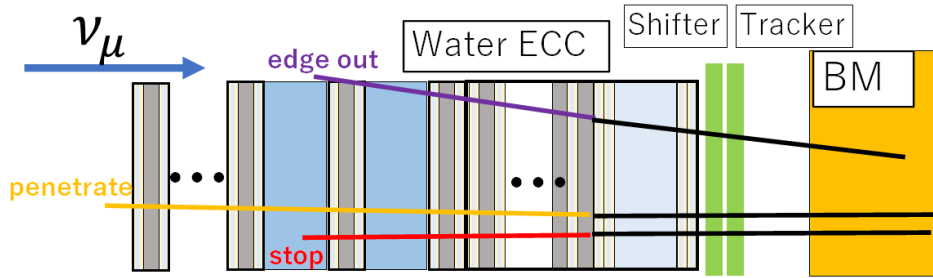


図 5.1: ミューオン飛跡を ECC 中で下流側から繋いでいったときの分類。紫線が edge out、黄線が penetrate、赤線が stop を表す。

この中で stop の分類になったミューオン飛跡が ECC 内での反応候補である。

ミューオン識別の付いた basetrack に注目し、複数接続の除去 (4.6.2 節) を行った linklet 集団を用いて、下流から上流につながる basetrack をたどっていく。その後、上流から下流に向けて同様の linklet 集団を用いて、basetrack をたどっていく。得られた basetrack と linklet の集団を用いて、group を生成し、4.7 節の方法を用いて、chain に分解し、ミューオン識別の付いた basetrack の属する chainのみを選択する。下流 → 上流 → 下流と basetrack をたどるのは、2 本の飛跡が交差しているような構造 (図 5.2) の場合に、交差する 2 本の chain を両方とも考慮したうえでの解析を可能にするためである。また、ミューオン識別の付いた飛跡のみ正しい再構成が出来れば良く、これ以上の繰り返しは group の解析を複雑にするため行わない。

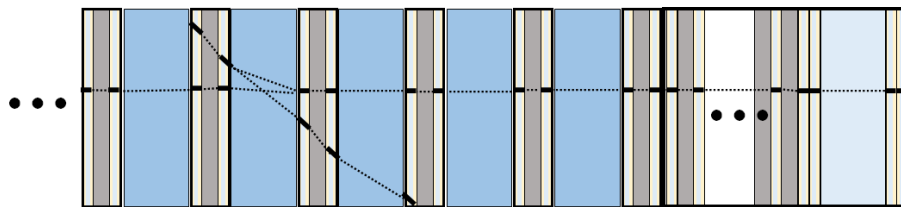


図 5.2: ECC 中でミューオン飛跡と交差する飛跡がある場合の構造。

選ばれた chain が複数ある場合は、以下のアルゴリズムにより、最適な chain を生成する。

1. 任意の 1 本の chain を選択する
2. 選択されていない chain から 1 本を選択する
3. 2 本の chain を共通部分と分かれている部分に分解する
4. 共通部分と分かれている部分の角度差の小さいほうを選択する
5. chain が 1 本になるまで 2-4 を繰り返す

この方法により、角度差が小さく直線性の高い chain が選択される

ミューオン識別の付いた basetrack に対して、1 本の chain が決まった後に、その chain に対して、penetrate, edge out, stop の分類を行う。

- penetrate

ECC 最上流のフィルム 2 枚 (PL133, PL132) の少なくとも 1 枚の basetrack までつながる。

- edge out

penetrate ではない chain で、Chain の最上流からフィルム 4 枚分 (水 2 層分) 外挿したときに、外挿先の座標が、少なくとも 1 枚のフィルムでフィルムの範囲外である。

- stop

penetrate ではない chain かつ edge out ではない chain である。

ここで、edge out の判定のためにフィルムの範囲を決定する。これは HTS により、飛跡読取が行われており、隣接フィルムとつながる飛跡が十分存在することでフィルムの範囲内であったと判断する。図 5.3 は 4.5.3 節において $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ の領域でのアライメントをとるために使用した飛跡であり、右図はその本数の分布である。(繋がった飛跡本数の平均) $\pm(3 \times SD)$ の範囲で再度平均と SD を計算し、(つながった飛跡本数) \geq 平均 - $3 \times SD$ の条件を満たす $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 領域を隣接フィルムとつながる飛跡が十分存在する範囲とする。ここで SD は標準偏差であり、領域 i でつながった飛跡本数を n_i 、全区画数 N とすると

$$SD = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (n_i - \bar{n})^2} \quad (5.1)$$

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_i n_i \quad (5.2)$$

と計算される。条件を満たした領域でフィルムの端の部分のみを描画し、各点を直線でつないだものが図 5.4 である。この多角形の範囲内をフィルムの存在する範囲とする。

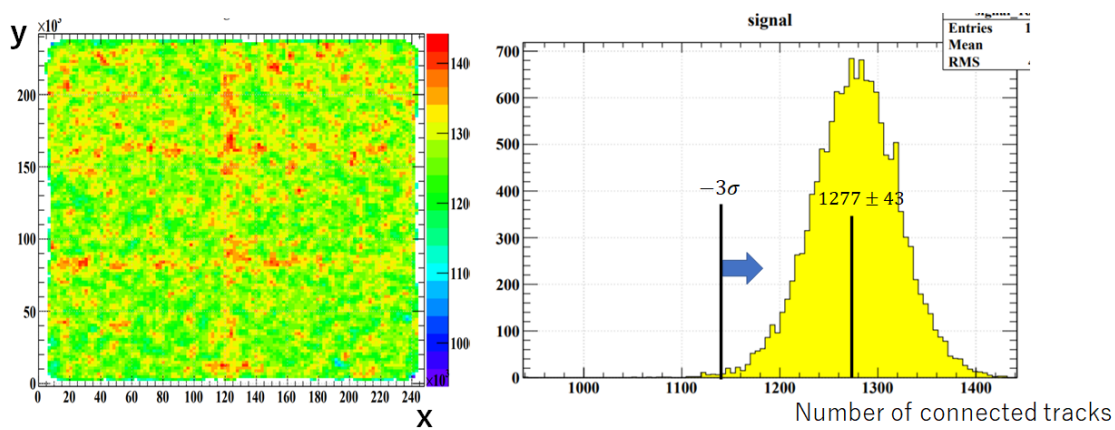


図 5.3: edge out 判定に用いるフィルムの存在範囲の決定

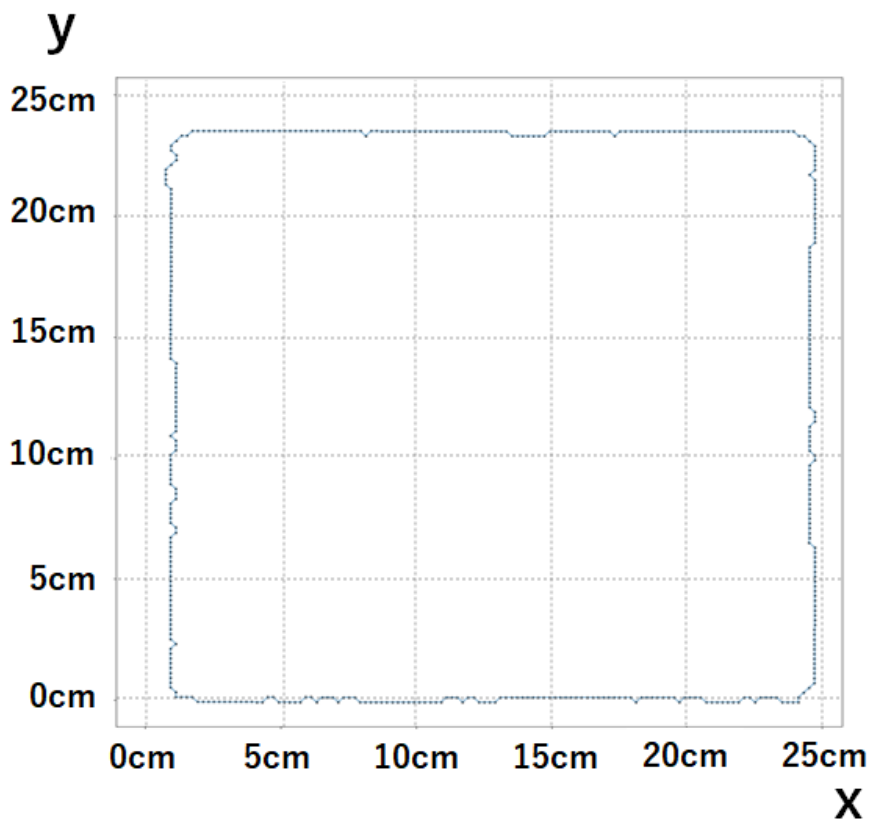


図 5.4: 図 5.3 のうち、(つながった飛跡本数) \geq (平均 - $3 \times SD$) の条件を満たす部分の端を繋いだ多角形。この領域を edge out 判定に用いるフィルムの範囲とする。

次に stop に分類された飛跡に対して、複数接続の除去をしていない linklet 集団を用いて同様の操作を行う。これにより、誤った接続の除去による chain 生成の失敗を回復できる。また、複数接続の除去をしていない linklet 集団を使った group/chain の生成は複雑な group 構造を引き起こしやすく、処理に時間がかかるため、1 回目の処理で複数接続の除去をした linklet を使い chain の分類をしている。

5.1.2 ミューオン運動量の整合性確認

ミュオンの飛跡を再構成した後に、下流のミュオン検出器である BabyMind(BM) 内での飛跡長と ECC 中の多重電磁散乱を用いた運動量測定の結果を比較して、運動量が一致していることを要求する。これにより、下流の検出器で検出されたミュオンと ECC 中の宇宙線由来のミュオン等との誤接続の除去を行う。図 5.5 は BM 内での飛跡長と ECC 中で測定された運動量との散布図になっている。左図が、BM 内で止まっている飛跡を対象にしており、右図は BM を貫通あるいは side out した飛跡を対象にしている。判定基準は式 (5.3) であり、各運動量の測定値の差が運動量測定精度の 2.5σ より大きかった場合、運動量が不整合であり、ECC と BM 間での誤接続であると判定し解析対象から除外する。

$$\frac{|p_{\text{MCS}} - p_{\text{range}}|}{\sqrt{\sigma_{\text{MCS}}^2 + \sigma_{\text{range}}^2}} > 2.5 \quad (5.3)$$

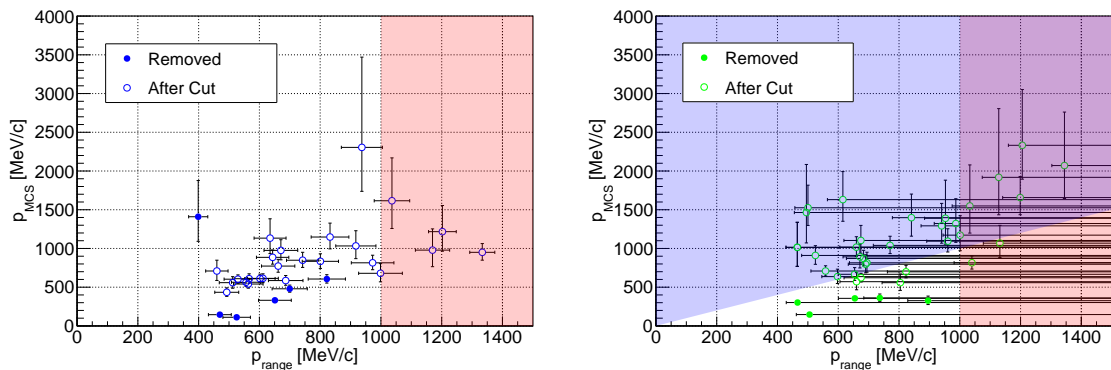


図 5.5: 図の横軸は BM 内の飛跡長であり、縦軸は ECC 内の MCS で測定した運動量である。左図は BM 内で止まっているミュオンの飛跡が対象であり、右図は BM を貫通または side out した飛跡が対象となっている。

運動量が $1\text{GeV}/c$ を超える領域 (赤塗部分) は MCS での運動量測定が系統的にズレていく部分であるため、運動量の整合性確認は行わず全ての飛跡を解析対象に残す。貫通、side out している飛跡は BM では運動量の下限のみわかるため、ECC 中の MCS による運動量測定の結果がその下限値より大きければ

矛盾していないとして全ての飛跡を解析対象に残す (青塗部分)。

5.2 パートナー飛跡の探索

ECC 中で止まるミューオンの飛跡集団を選択した後に、そのニュートリノ反応に付随するミューオン以外の飛跡の探索を行う。ミューオンの最上流の飛跡のあるフィルムの basetrack 及びその一枚上流の basetrack を対象に パートナー飛跡の探索を行う。図 5.6 からわかるように、同一フィルムの basetrack でビーム下流方向 (forward 方向) に発生した飛跡探索を行い、一枚上流のフィルムの basetrack でビーム上流方向 (backward 方向) に発生した飛跡の探索をおこなう。

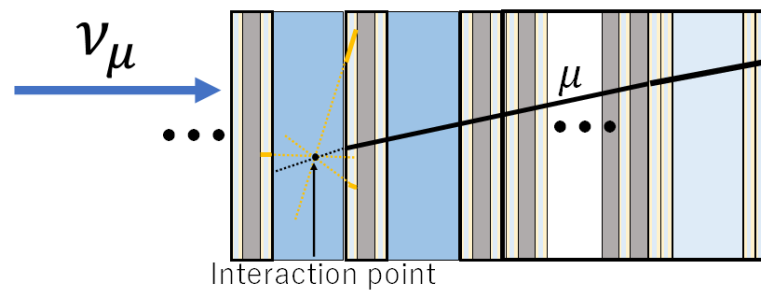


図 5.6: ミューオン飛跡に対するパートナー飛跡探索の概念図。

パートナー飛跡の探索はミューオンの basetrack と、対象の basetrack の最近接距離 (MD) を用いて行う。

$$MD \leq \sqrt{(dz_\mu \times (\text{slope} \times \tan \theta_\mu + \text{intercept}) + 5 \mu\text{m})^2 + (dz_p \times (\text{slope} \times \tan \theta_p + \text{intercept}) + 5 \mu\text{m})^2} \quad (5.4)$$

ここで、 dz_μ , dz_p はそれぞれ最近接距離をとるときのミューオンとパートナー飛跡の外挿距離であり、 $\tan \theta_\mu$, $\tan \theta_p$ はそれぞれミューオンとパートナー飛跡の角度である。slope, intercept はそれぞれ MD の許容値を決める際のパラメータであり $(\text{slope} \times \tan \theta_\mu + \text{intercept})$ の項は近似的に角度精度を表現している。角度精度は (4.3) と書くことができるが、 $\tan \theta \simeq 0$ では定数となり、 $\tan \theta \gg 1$ では角度に比例した値となる。slope は角度に比例して MD が大きくなる項で、主にベース角を作るときの z 方向の不定性に由来しており、intercept は x-y 方向の不定性に由来している。MD の許容値の範囲内の basetrack をそのミューオンに付随する basetrack と呼ぶ。slope, intercept を 0.005 から 0.005 刻みで 0.1 まで、変化させたときのパートナー飛跡の検出効率を MC によって見積もった。結果は図 5.7-5.10 となった。ここで、MC の反応モデルは CCQE は Benhar の Spectral function^[53] ($M_A^{QE} = 1.03 \text{ GeV}/c^2$)、2p2h 反応は Nieves のモデル^[42]、 1π 生成反応は Rein-Sehgal のモデル^[95, 96] とモデルを仮定しているが、反応モ

デルの差異は反応から出る粒子の種類や運動量、角度を変えるだけで、放出された粒子の検出効率には影響しない。

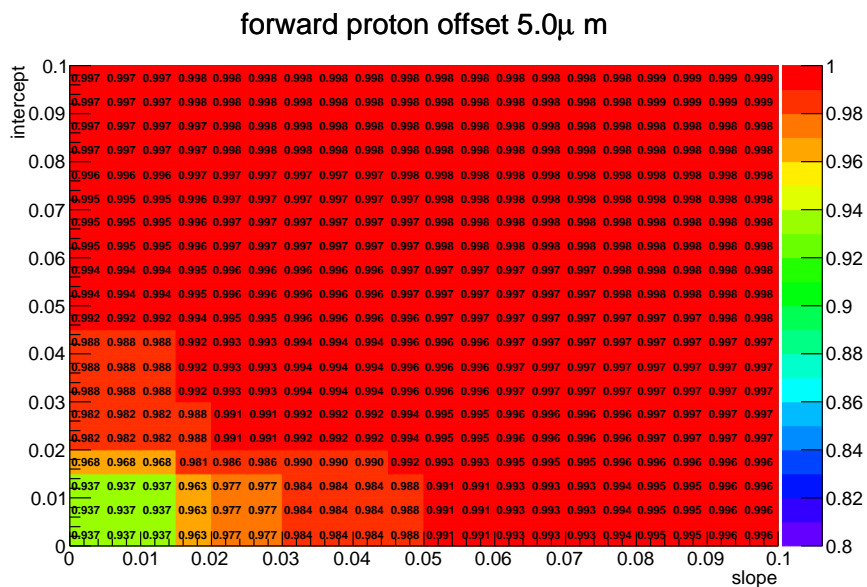


図 5.7: 水反応、forward 方向に放出される陽子に対して slope と intercept を変化させたときの検出効率の変化。

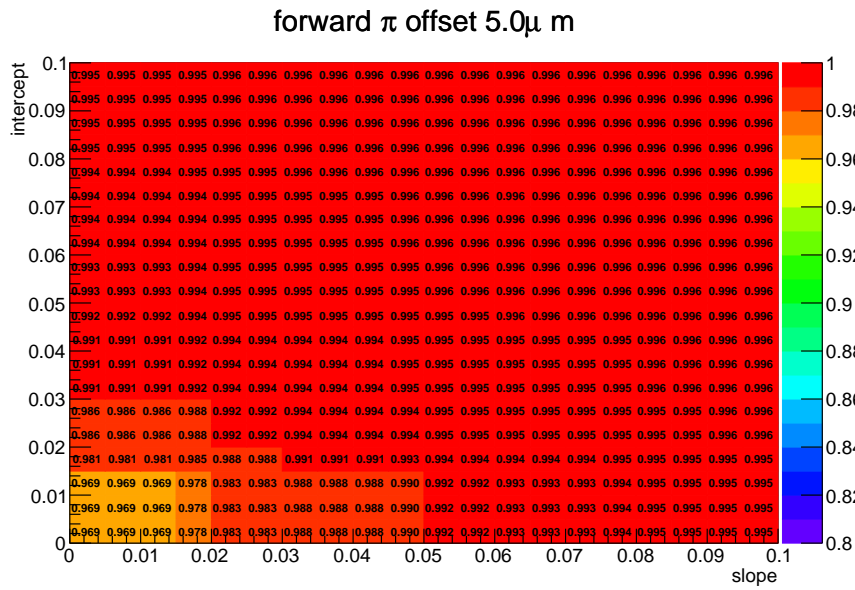


図 5.8: 水反応、forward 方向に放出される荷電パイオンに対して slope と intercept を変化させたときの検出効率の変化。

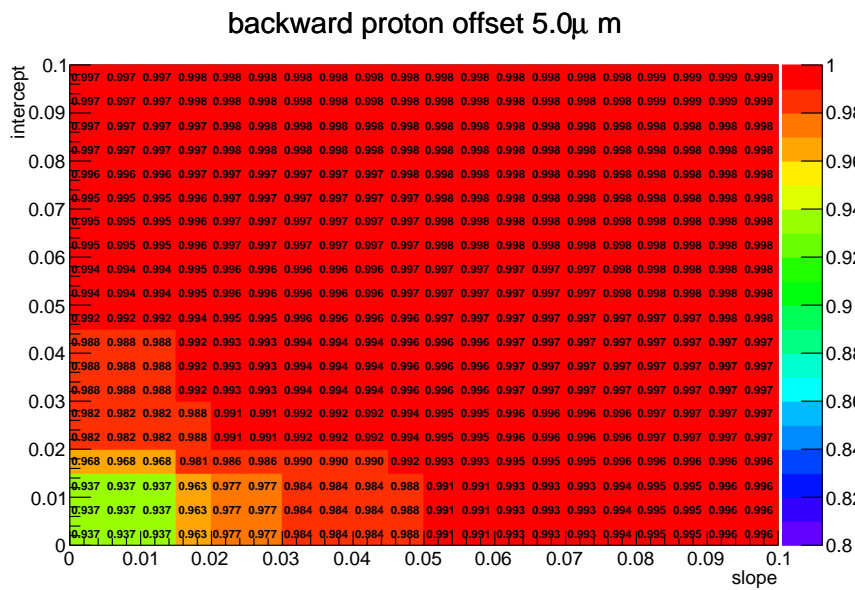


図 5.9: 水反応、backward 方向に放出される陽子に対して slope と intercept を変化させたときの検出効率の変化。

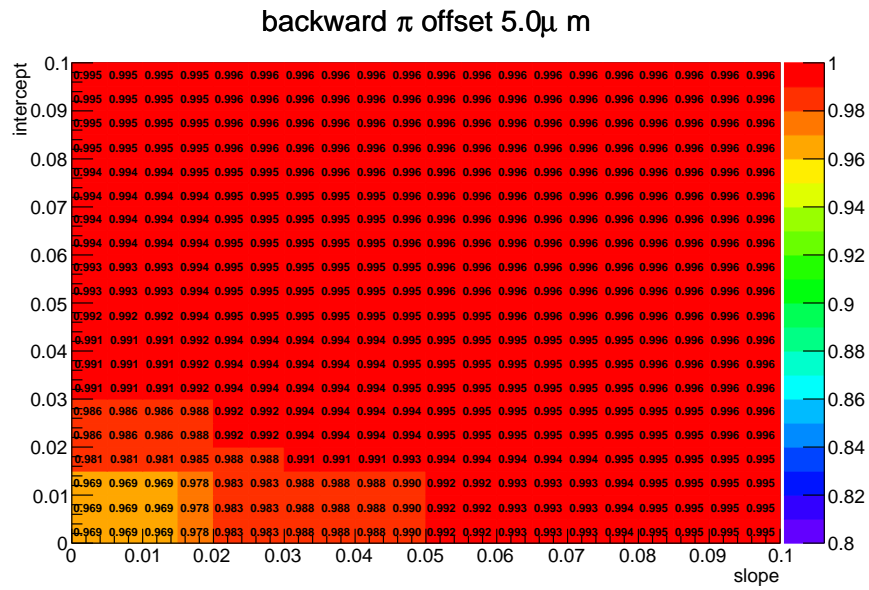


図 5.10: 水反応 backward 方向に放出される荷電パイオンに対して slope と intercept を変化させたときの検出効率の変化。

ここから、検出効率が 99% 以上で許容値が大きくなりすぎない $\text{intercept}=0.04, \text{slope}=0.04$ を探索パラメータとして決定する。決めたパラメータでのミュオン飛跡、パートナー飛跡の角度ごとの許容値を図 5.11–5.14 に示す。図 5.11 は $\text{intercept}=0.04, \text{slope}=0.04, 0 < \tan\theta_\mu < 0.5, 0 < \tan\theta_p < 1.0$ の時の forward 方向のパートナー飛跡の探索範囲であり、図 5.12 は backward 方向のパートナー飛跡の探索範囲である。図 5.13, 図 5.14 はそれぞれミュオンと陽子の角度範囲ごとのパートナー飛跡の探索範囲を表している。赤線が各角度範囲での MD 許容値の最大値である。横軸がミュオン飛跡の外挿距離であり、縦軸が MD である。図右上に外挿したときの状況をのせており、横軸が左に行くほどミュオンの外挿距離が長くなる。

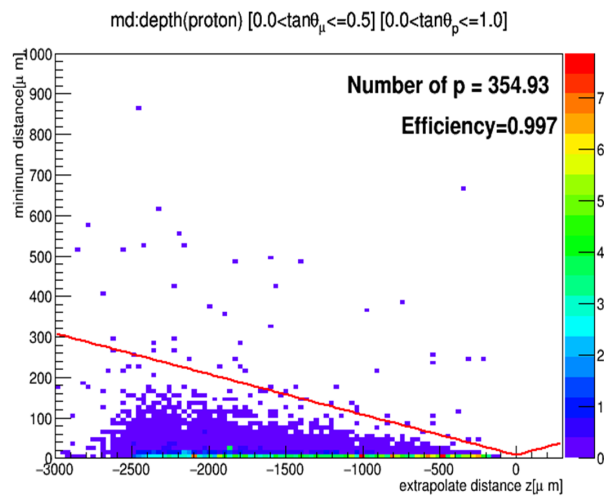


図 5.11: intercept=0.04,slope=0.04, $0 < \tan\theta_{\mu} < 0.5, 0 < \tan\theta_p < 1.0$ の時のパートナー飛跡の探索範囲

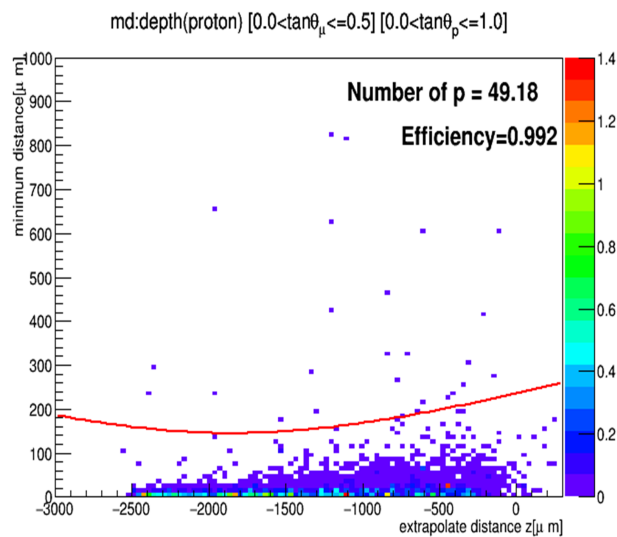


図 5.12: intercept=0.04,slope=0.04, $0 < \tan\theta_{\mu} < 0.5, 0 < \tan\theta_p < 1.0$ の時のパートナー飛跡の探索範囲

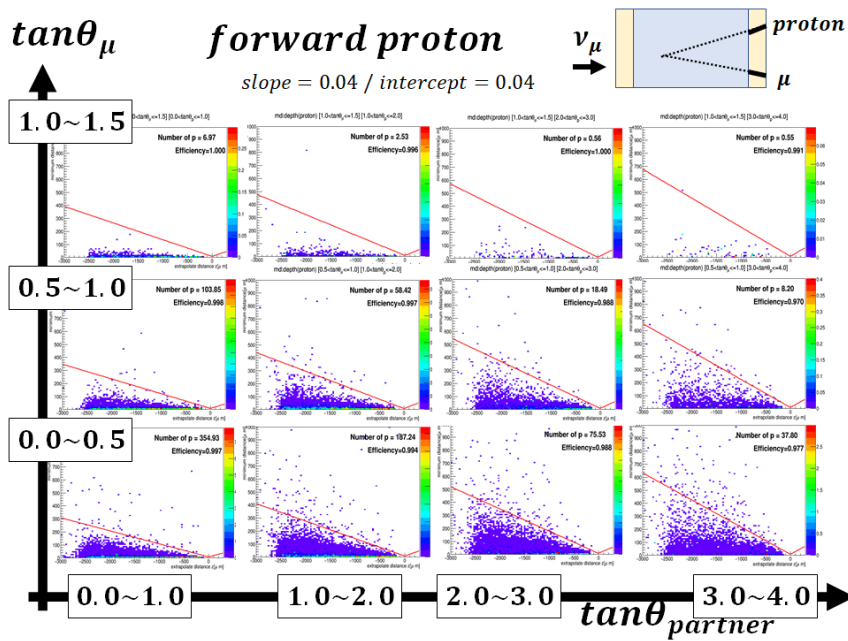


図 5.13: intercept=0.04,slope=0.04 の時のパートナー飛跡の探索範囲

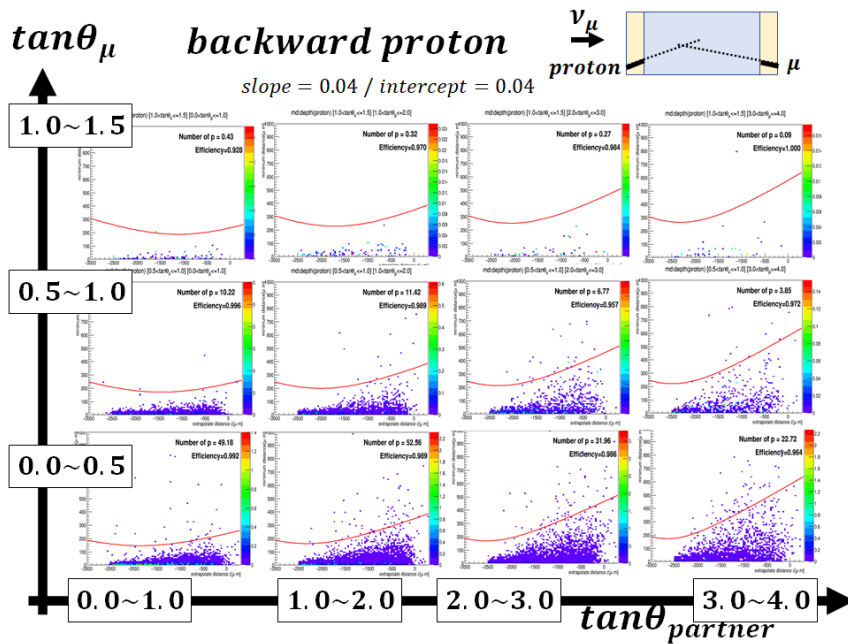


図 5.14: intercept=0.04,slope=0.04 の時のパートナー飛跡の探索範囲

得られた、パートナー飛跡の basetrack に対して、ミューオン飛跡の時と同様に Chain の再構成を行う。その後以下のいずれかの条件に当てはまる飛跡は除去する。

- 反応点の近くを貫通している飛跡
- 鉄板を 1 枚も貫通していない飛跡 ($E_p < 20\text{MeV}$)
- 最小電離粒子 (MIP) がかつ鉄板を 5 枚貫通していない飛跡
- 水 ECC 組み立て前、または解体後の保管時に入った飛跡

これらの条件に対する判別方法について詳しく述べる。

5.2.1 MIP に対する貫通飛跡の除去

ECC 内で stop しているミューオンに対して、偶然近くを通った貫通宇宙線を構成する basetrack がパートナー飛跡の候補として検出されるため、それらに対しては反応物質を挟んだ basetrack 間の位置差、角度差を用いて判定を行う。

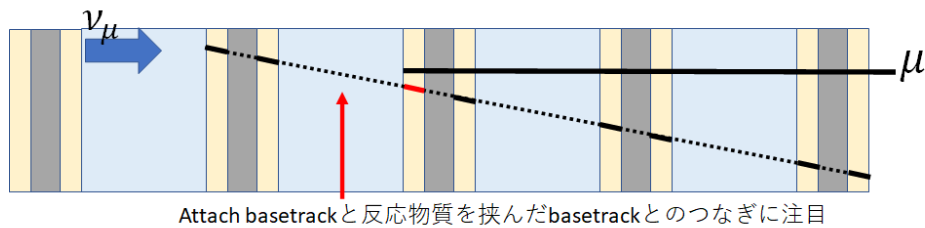


図 5.15: 飛跡が貫通しているかの判定は、付随した basetrack と反応物質を挟んだ basetrack との接続で評価する。

反応物質を挟んだ隣接フィルムに basetrack が検出されず、1 枚飛ばし、2 枚飛ばし、3 枚飛ばしで飛跡がつながる場合があるため、下図の 4 通りの場合が考えられる。分布は lateral 方向の角度差であり、2 枚飛ばし、4 枚飛ばしでつながる飛跡は角度差の分布が一様分布に近くなっており chance coincidence 成分が多いことがわかる。chance coincidence の場合、貫通しているとみなさず、その部分で接続を切りミューオンに付随している飛跡として扱う必要がある。

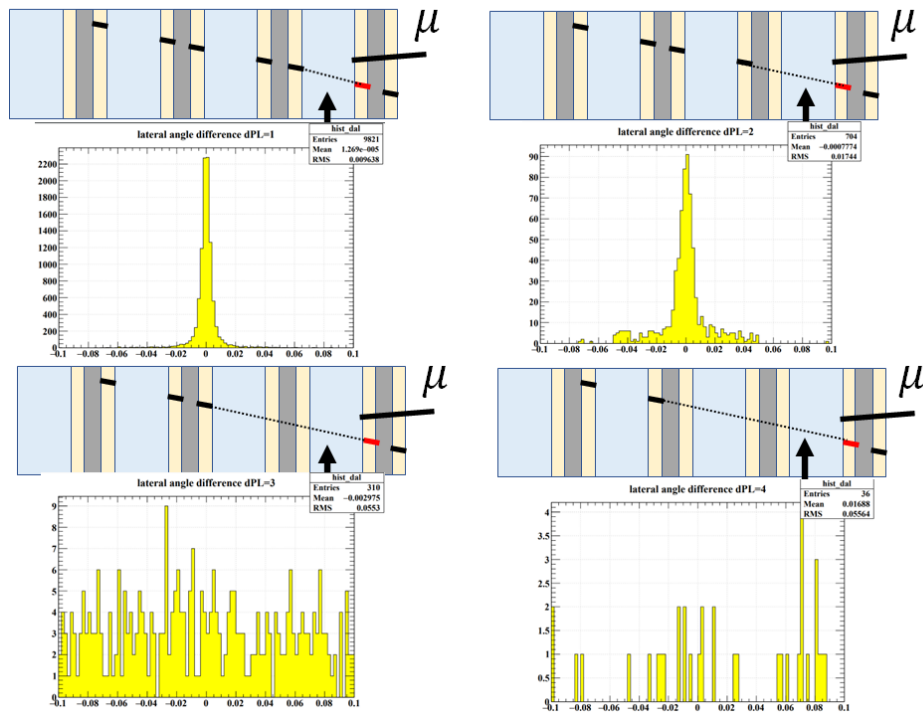


図 5.16: 付随した飛跡がミューオンの最上流 PL と同じ (forward 方向) 場合、図の 4 通りの場合が考えられる。分布は lateral 方向の角度差を表している。

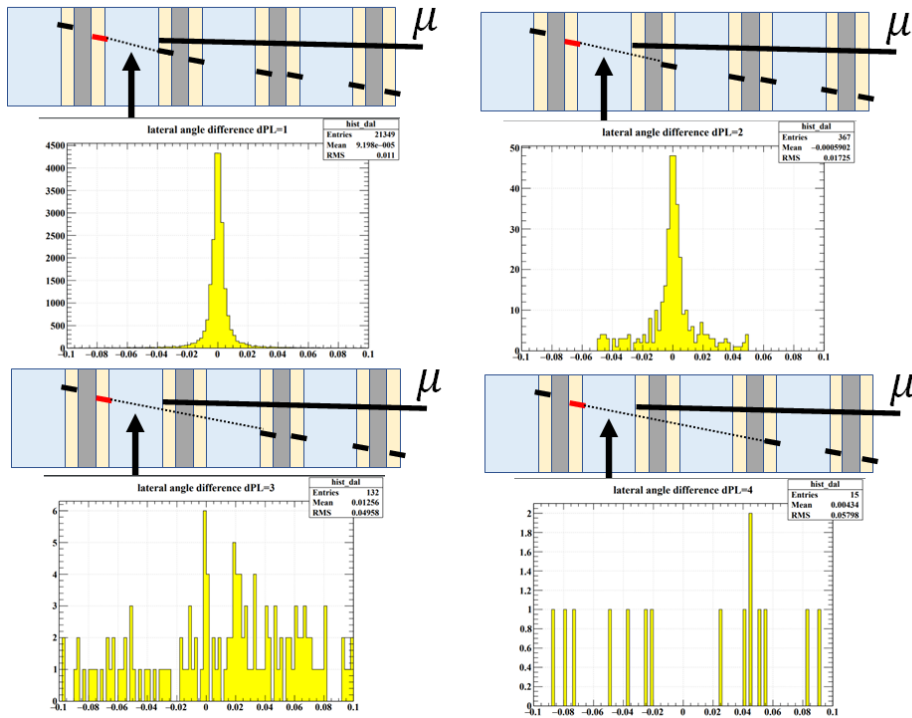


図 5.17: 付随した飛跡がミュオンの最上流 PL の 1PL 上流 (backward 方向) の場合、図の 4 通りの場合が考えられる。分布は lateral 方向の角度差を表している。

位置差、角度差は lateral 方向、radial 方向の 4 個の値が得られるため、これらについて全 basetrack を使ってつないだ linklet の位置差角度差の幅 (位置精度、角度精度に相当) で割る。これにより、正しくつながっていた場合、標準偏差 1 の正規分布に従う。下図は付随した basetrack に対して 1 枚上流の隣接 PL でつながっていた basetrack との角度差、位置差について標準化した分布である。ここから、隣接でつながっている飛跡は多くが正しくつながっており、貫通している飛跡であることがわかる。

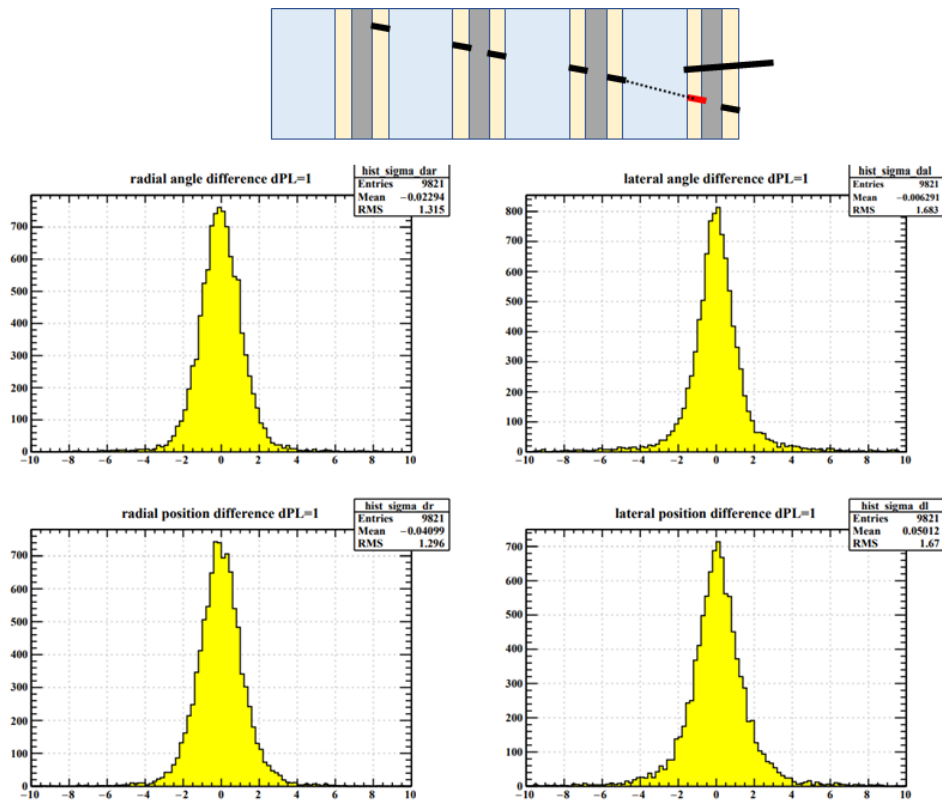


図 5.18: 付随した basetrack と隣接した 1 枚上流の basetrack との位置ずれと角度ずれを標準化した分布。RMS ≈ 1 になっていることから、これらは正しくつながっている飛跡集団が主成分であることがわかる。

これらに対してそれぞれの二乗和を計算する。これは正しくつながっていた場合自由度 4 のカイ二乗分布に従う。これらに対して $\chi^2 < 15$ を正しくつながっている貫通飛跡と定義し解析対象から除外する。

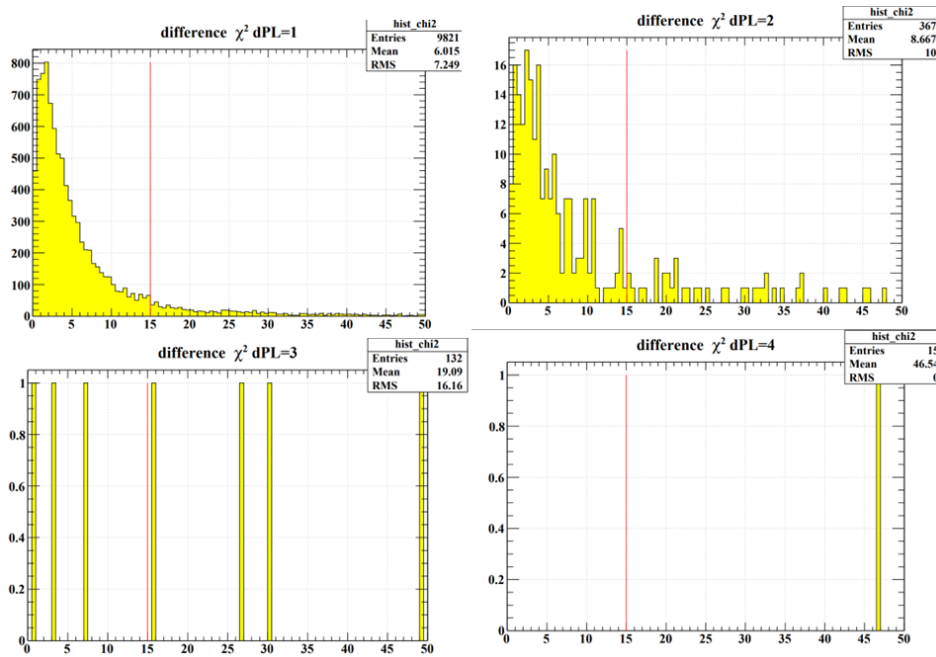


図 5.19: 付随した飛跡と反応物質を挟んでつながる basetrack との位置差角度差を標準化した後の二乗和の分布。隣接 (左上)、1 枚飛ばし (右上)、2 枚飛ばし (左下)、3 枚飛ばし (右下)。

隣接では正しくつながる飛跡が多くカイ二乗分布に良く従うが、3 枚飛ばしでつながっている飛跡は多くが chance coincidence であり二乗和の値は大きくなっている。

低運動量の飛跡は、多重電磁散乱により位置差、角度差が大きくなるため上で評価した χ^2 の値が大きくなる。低運動量の飛跡に対しても正しく貫通判定を行うために、各飛跡に対して運動量の測定を行い、運動量を考慮した位置ずれ角度ずれの幅を見積もり同様の評価を行う。図 5.20 は低運動量で貫通判定ができていなかったイベントである。貫通判定を行う接続での χ^2 は 20.7 だったが、運動量を考慮して再計算することで $\chi^2 = 6.7$ となり、正しく貫通判定できるようになった。

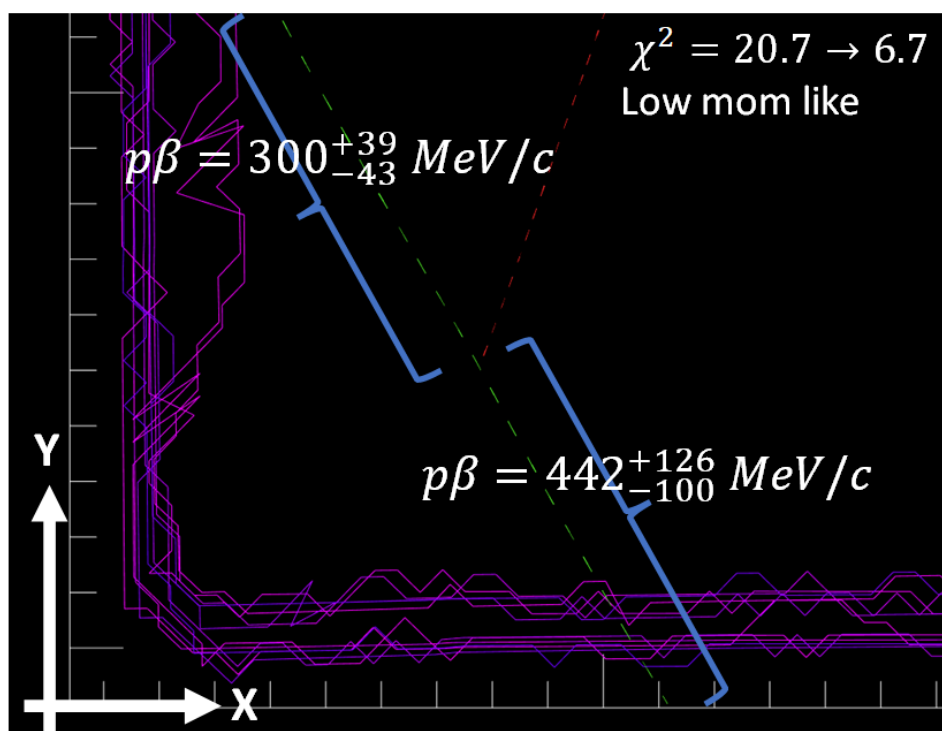


図 5.20: 赤い飛跡がミュオンであり、緑の飛跡が付随したパートナー候補の飛跡である。紫はフィルムの端を表している。付随している部分の上下で運動量測定を行い、運動量を考慮した χ^2 の値で貫通の評価をこなう。

最後に付随した basetrack の両側の basetrack でのつながりを評価する。付随した basetrack の角度が偶々真の角度からずれて測定された場合、隣接上流下流との角度差が大きくなる可能性がある。このような飛跡に対して正しく貫通判定をするために、付随のトリガーとなっている反応点直下の飛跡を除き前後の basetrack の角度差を用いて同様の評価をする。結果が図 5.21 であり、これにより付随した basetrack だけ位置、角度がずれている飛跡に対しても除去が可能となる。

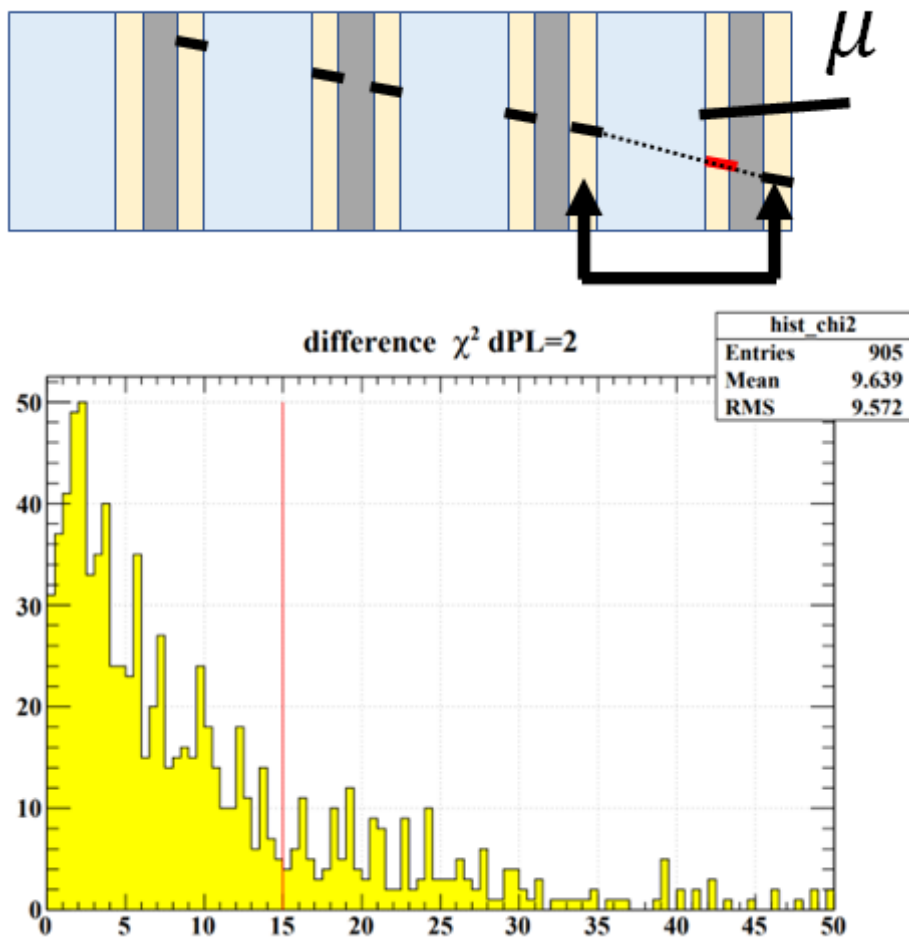


図 5.21: 付随した basetrack の両側の basetrack でのつながりの評価。たまたま付随した basetrack 部分だけ位置差角度差が大きい場合でも貫通の判定が可能となる。

5.2.2 貫通陽子の判定

次に VPH が高く、陽子だと考えられる飛跡に対しての貫通判定を行う。本実験ではニュートリノ反応から 2 本の陽子が放出される 2p2h 反応の存在を検証することが主目的の一つであり、2p2h 反応では back-to-back に陽子が出やすいモデルもあるため、正しく貫通の判定を行う必要がある^[46]。陽子に対する貫通判定は以下の 2 つの指標を用いる。

- 飛跡の濃さ (VPH) の変化による進行方向の情報
- ミューオン飛跡との最近接距離 (MD)

5.2.2.1 飛跡の濃さの変化による進行方向の決定

図 5.22 は ECC5 の全飛跡に対して陽子の識別をし、陽子と判定された飛跡に対して角度ごとの VPH と $p\beta$ の相関を表している。ここでは chain の平均ではなく basetrack 毎に VPH の値をプロットしている。運動量測定では chain の最初の運動量しか測定できないため、物質中のエネルギー損失に従い運動量を減らすことで全 basetrack に対して運動量の情報を付与している。VPH は飛跡の濃さを表す指標であり、電離損失と相関がある。電離損失は速度 (β) の二乗に反比例するため、低運動量の陽子は物質中の電離損失によりエネルギーを失い、電離損失が顕著に大きくなっていく。これにより低運動量になるにつれ VPH の値が高くなっていることがわかる。

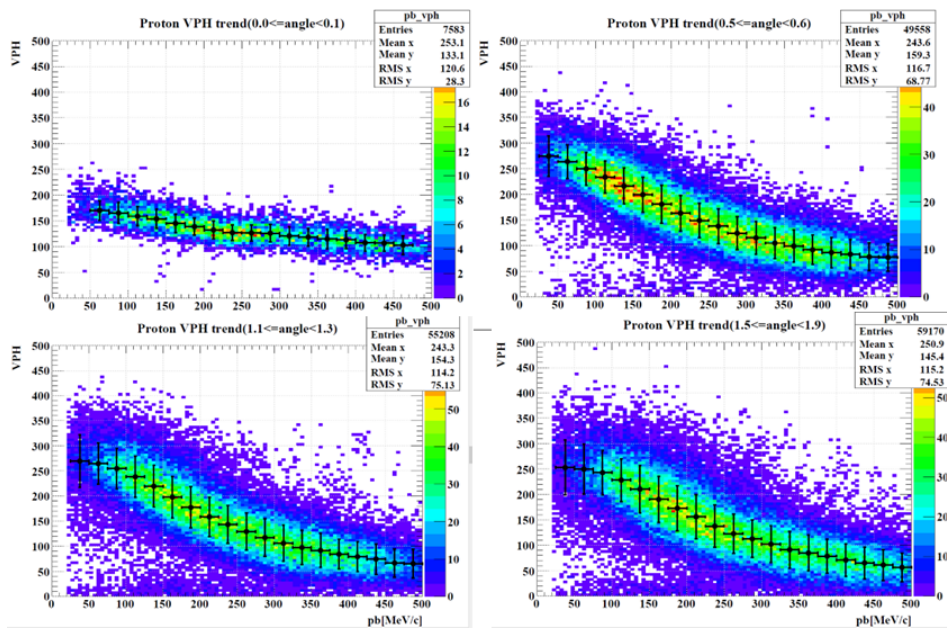


図 5.22: 陽子と識別された飛跡に対する、 $p\beta$ と VPH との相関。縦軸が飛跡の濃さ (VPH) であり、横軸が運動量 ($p\beta$) である。運動量が低くなるにつれ VPH が増加するのがわかる。

実際に物質中での低運動量陽子の様子を描写したものが図 5.23 である。この図で角柱が basetrack を表しており、太さが VPH を反映した値になっている。図から VPH が右下から左上に向かって増加しており、飛跡がその方向に進行していたことがわかる。

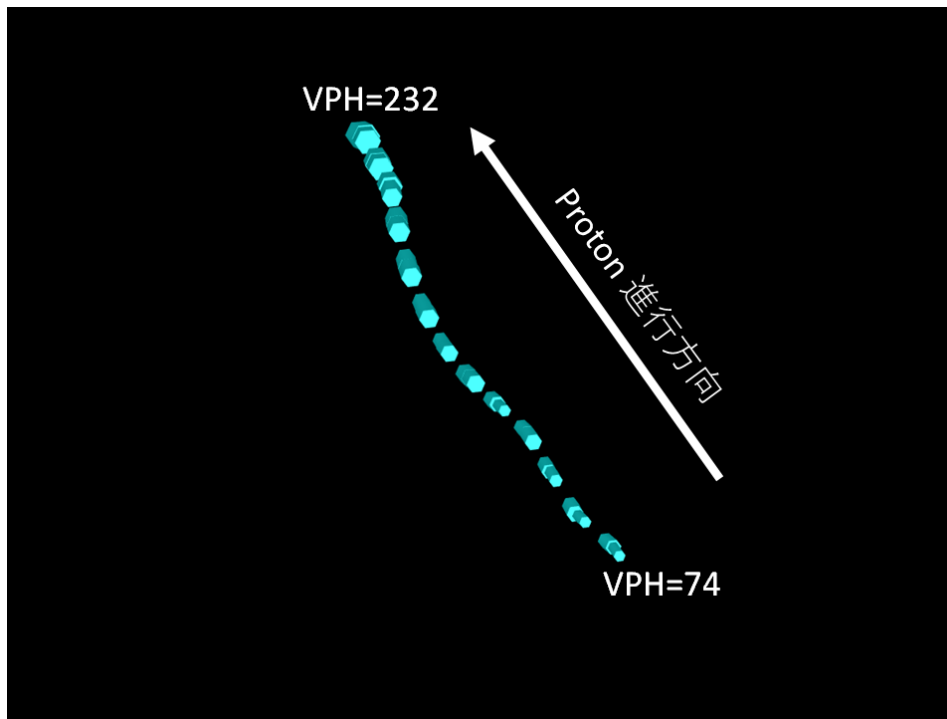


図 5.23: 水色の角柱が basetrack をあらわしており、basetrack2 本ごとに隙間が空いているのは水層を表している。角柱の太さが VPH を表しており、左下では VPH=74 であり右上で VPH=232 となり徐々に VPH が増加していることがわかる。

この VPH の変化を用いて飛跡の進行方向を決定する。ニュートリノ反応から放出される陽子である場合、飛跡はミュオンの最上流の PL から離れていく方向に進んでいくため、逆方向に進行している飛跡は貫通陽子として反応解析から除外する。実際にミュオンに対して貫通陽子が付随しているのが図 5.24 のイベントである。赤色がミュオンの飛跡であり、水色が付随した飛跡になっている。このような飛跡に対してミュオン飛跡の最上流の部分で付随した飛跡を 2 分割する。その後それぞれの飛跡に対して各進行方向を仮定して運動量測定を行う。最初の basetrack に対して測定された運動量を対応させ、物質を通過することによる電離損失を見積もり各 basetrack に対してエネルギーを失った後の運動量を対応させる。そのような計算により、全ての basetrack に対して運動量を対応させ、basetrack と VPH との相関を確認する。図 5.24 の下の 4 つのプロットは 2 分割した飛跡の各進行方向を仮定した場合の運動量と VPH の関係である。矢印の色とプロットの点の色が対応している。また、黒の点と誤差棒は図 5.22 で書かれているものと同じものであり、ECC 中の全ての陽子を用いて測定した運動量毎の VPH の分布の平均と幅を表している。

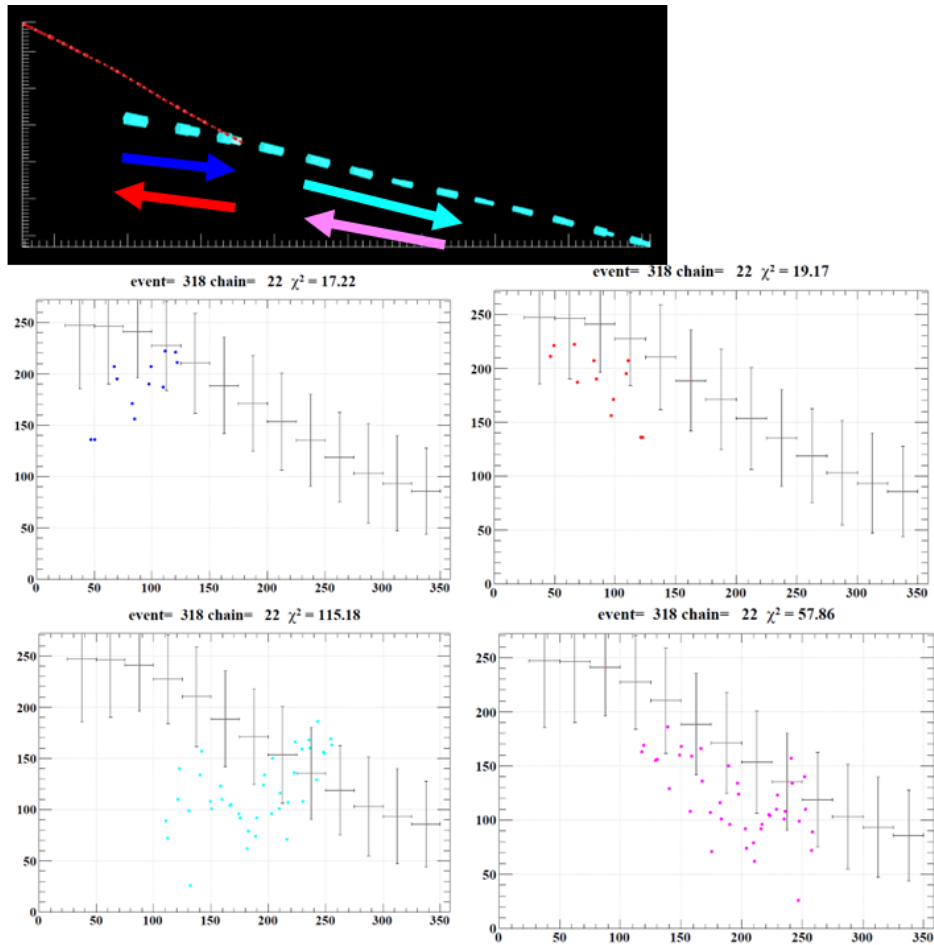


図 5.24: 赤い飛跡がミューオンであり、水色が陽子の飛跡を表している。陽子の飛跡をミューオンの最上流の PL 部分で 2 分割し各飛跡に対して進行方向を仮定して運動量と VPH との関係プロットしたものが下のグラフである。上の図の矢印の色と下の図の点の色が対応している。黒の十字は ECC 中にある全ての陽子の分布から求めた運動量毎の VPH の分布の平均と幅を表している。

このイベントは図 5.24 からわかるように赤色とピンク色で運動量が小さくなるほど VPH が大きくなる振る舞いをしており、右側から左側へ進行しているのがわかる。これを定量的に評価する方法について説明する。各 basetrack に対して、図 5.22 で測定された角運動量ごとの VPH の平均値との差分を分布の幅で割った値に変換したものが図 5.25 であり、各プロットの縦軸は ECC 内の平均的な陽子の VPH 分布から何 σ 離れているかを表している。これを直線フィットしたときの傾きと誤差から、どれだけ有意な傾きを持つかを計算し、その値で進行方向を評価する。仮定した進行方向と実際の進行方向が同じ場合、傾きは 0 に近づき (右下、ピンクの点)、逆方向に進行していた場合、傾きは正の値 (左下水色の点) になる。

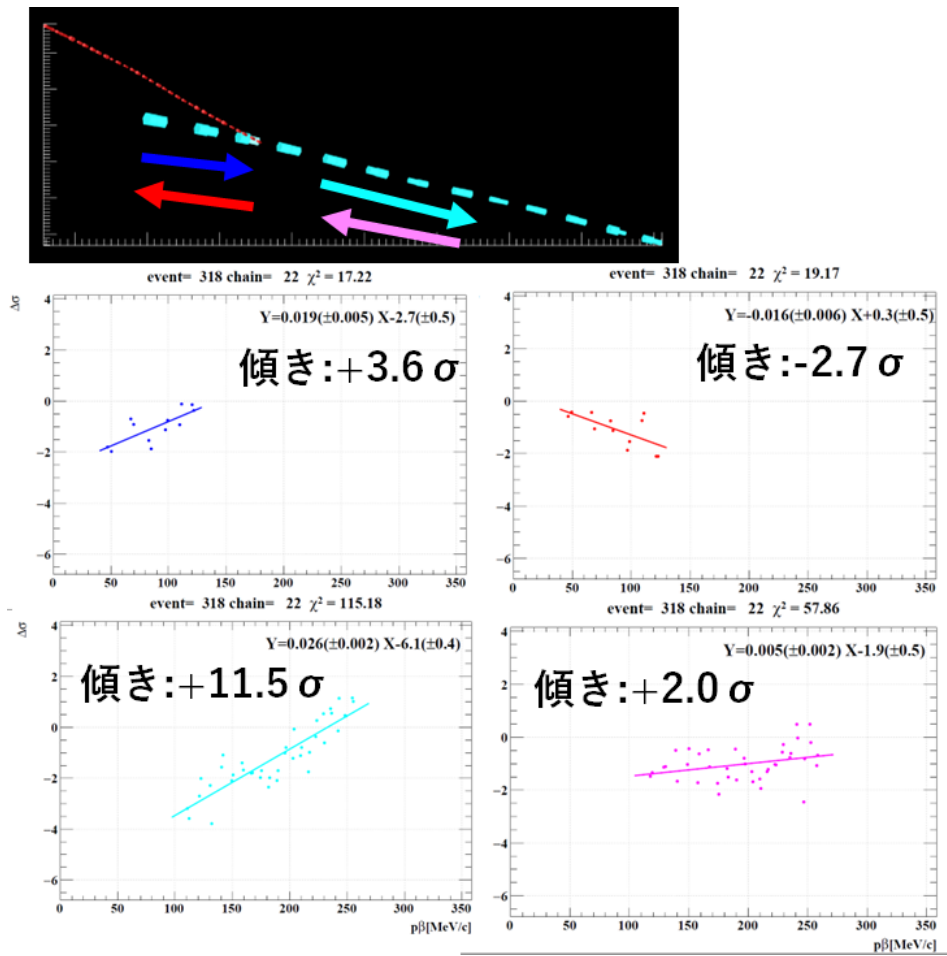


図 5.25: 各プロットの縦軸は ECC 内の平均的な陽子の VPH 分布から何 σ 離れているかを表している。直線フィットした際の傾きは運動量が低くなるほど VPH が高くなっていけば 0 に近付き、運動量が低くなるほど VPH が小さくなる (進行方向が逆) 場合は正の値をとる。

ミュオンを貫通しておらず、貫通の疑いのない付随している陽子を用いて同様の測定を行う。その結果が図 5.26 である。反応由来の陽子であることから正しい進行方向 (ミュオン最上流の PL から遠ざかる方向) がわかっているため、正しい進行方向を仮定した場合を横軸、間違った進行方向を仮定した場合を縦軸としている。ここから正しい方向を仮定できた場合は $\pm 5\sigma$ 程度の幅に収まるが、間違った方向を仮定した場合、大きく正の方向に外れることがわかる。この結果から、 $+5\sigma$ を超えた場合、進行方向を誤って仮定していると判断し逆方向に進行しているものとする。

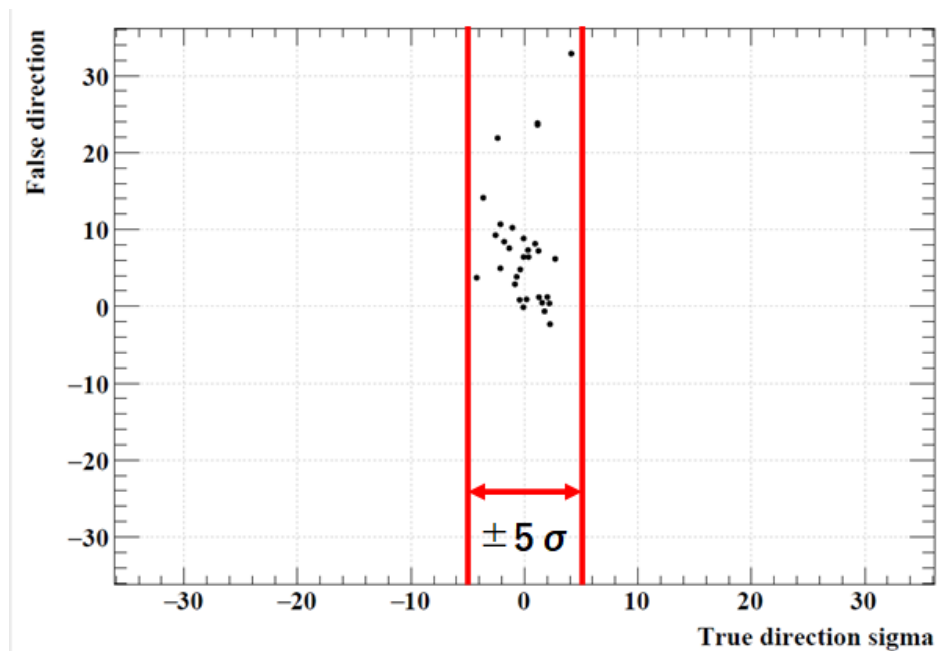


図 5.26: 進行方向がわかっている反応由来の陽子を用いて、正しい進行方向と間違っただ進行方向を仮定したときの傾きの有意度の振る舞い。正しい進行方向を仮定した場合の傾きの有意度を横軸、間違っただ進行方向を仮定した場合を縦軸としている。正しい方向を仮定した場合は $\pm 5\sigma$ の幅に収まっている。

これをミューオンに付随した全ての貫通陽子に対して計算した結果が図 5.27 である。1 本の貫通陽子に対して反応点より下流側の飛跡と上流側の飛跡で青と黒の点が 1 つずつ打たれる。横軸が反応点 (ミューオン最上流の PL) から遠ざかる方向を仮定した場合の傾きの有意度で縦軸が反応点に近づく方向を仮定した場合の傾きの有意度である。反応点から遠ざかる方向を仮定した場合に逆方向に進行していると判定された場合 ($+5\sigma$ 以上) は貫通飛跡として反応対象から除外する。これにより、対象となる 13 本の飛跡のうち 6 本の飛跡が解析対象から除外される。

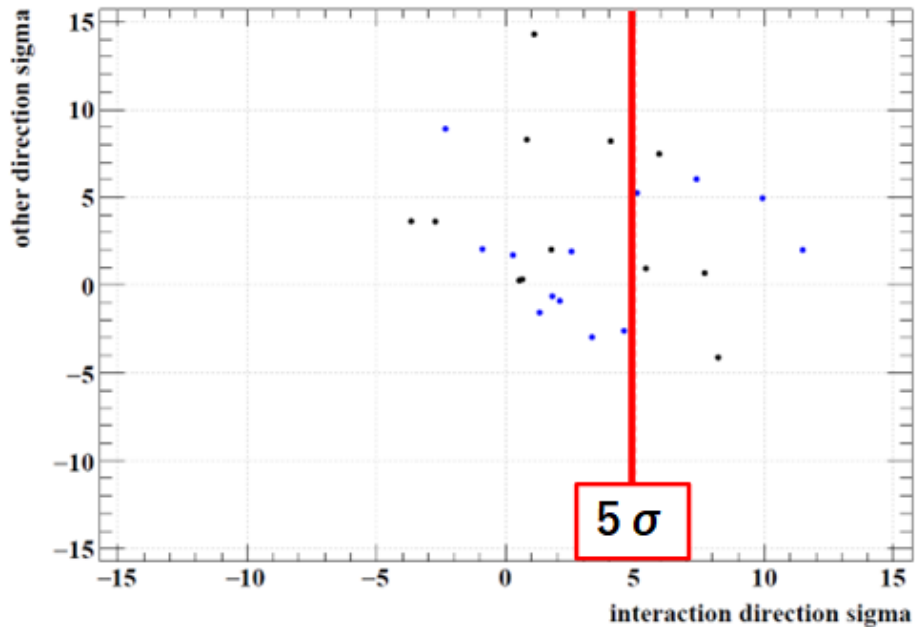


図 5.27: 貫通陽子に対して、反応点から放出される方向に飛跡が進行しているか判定するための図。反応点から遠ざかる方向を仮定したときの傾きの有意度を横軸、反応点に近づく方向を仮定したときの傾きの有意度を縦軸としている。横軸で 5σ を超えたものに対しては反応解析対象から除外する。

5.2.2.2 ミューオン飛跡との最近接距離を用いた貫通陽子の判定

運動量と VPH の変化を用いて飛跡の進行方向を決定する方法は飛跡が十分長くないと判定ができない。そのため、反応点付近で止まる陽子やフィルム端周辺の陽子は進行方向の決定が出来ない場合がある。そのような場合に、ミューオンとの最近接距離を用いて反応由来かどうかの判定をする。ミューオンの飛跡に対して陽子が付随しているかどうかは、図 5.7-5.10 で許容値を決定し、式 5.4 を用いて判断しているが、ここで用いているパラメータである $\text{intercept}=0.04$, $\text{slope}=0.04$ は全ての運動量の飛跡に対して検出効率が 99% 以上になる値である。そのため、各飛跡に対して運動量を測定し運動量毎に最近接距離の許容値を再計算することで、高運動量の飛跡に対して S/N の良い条件を検出効率を落とさずに適用することができる。図 5.28 はミューオンの飛跡と forward 方向の陽子の飛跡との最近接距離がニュートリノ反応を仮定した場合どのくらい起こり得るかを示している。ミューオンの角度 $\tan\theta_\mu$ 、運動量 p_μ 、陽子の角度 $\tan\theta_p$ 、運動量 p_p 最近接距離をとる深さを depth としたときに以下の条件を満たすニュートリノ反応をシミュレーションから抽出し、ミューオンと陽子の最近接距離に対するニュートリノ反応であ

る確率を計算している。

$$\tan \theta_{\mu} - 0.5 < \tan \theta_{\mu MC} < \tan \theta_{\mu} + 0.5 \quad (5.5)$$

$$p_{\mu} - 200 \text{ MeV}/c < p_{\mu MC} < p_{\mu} + 500 \text{ MeV}/c \quad (5.6)$$

$$\tan \theta_p - 0.5 < \tan \theta_{p MC} < \tan \theta_p + 0.5 \quad (5.7)$$

$$p_p - 100 \text{ MeV}/c < p_{p MC} < p_p + 500 \text{ MeV}/c \quad (5.8)$$

$$\text{depth} - 200 \mu\text{m} < \text{depth}_{MC} < \text{depth} + 200 \mu\text{m} \quad (5.9)$$

このイベントの場合最近接距離が $78 \mu\text{m}$ であり、シミュレーションでの似た描像の反応と比べたときに、ニュートリノ反応由来の飛跡である確率は 0.3% と計算される。

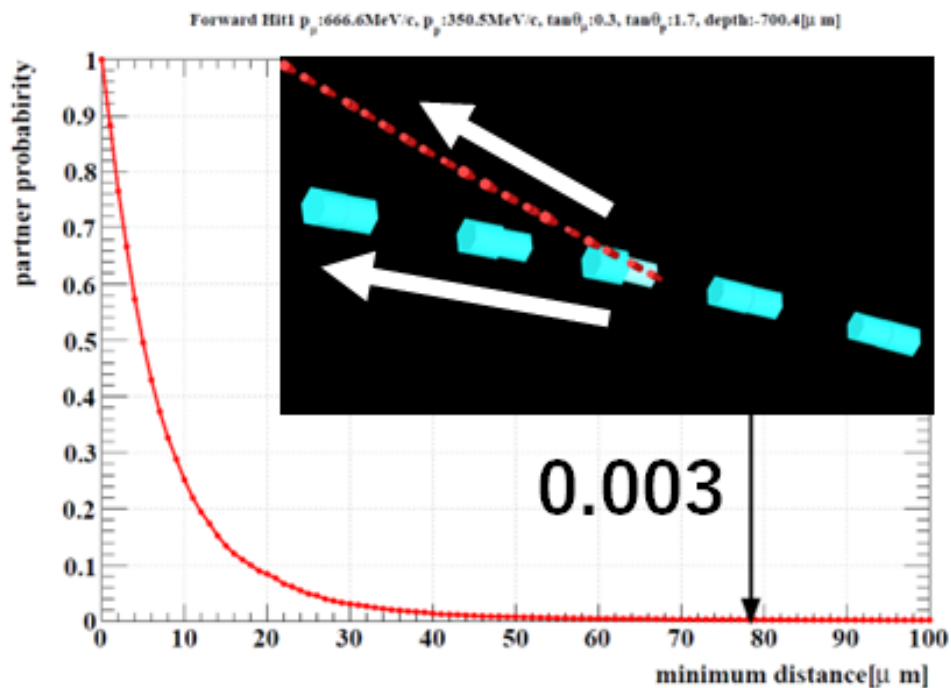


図 5.28: 赤い飛跡がミュオンを表しており、水色の飛跡が陽子を表している。図の横軸は最近接距離であり縦軸はニュートリノ反応である確率を表している。forward 方向で組んでいる陽子に対して最近接距離を計算し、シミュレーションから似たような反応を抽出し最近接距離の分布と比較することでニュートリノ反応である確率を計算している。

これらの計算をミュオンを貫通せずに付随している陽子を用いて行った結果が図 5.29 である。確率分布は一様になっており、陽子とミュオンの最近接距離は MC を用いて求めた陽子とミュオンの最近接距離と同じ分布をしていることがわかる。

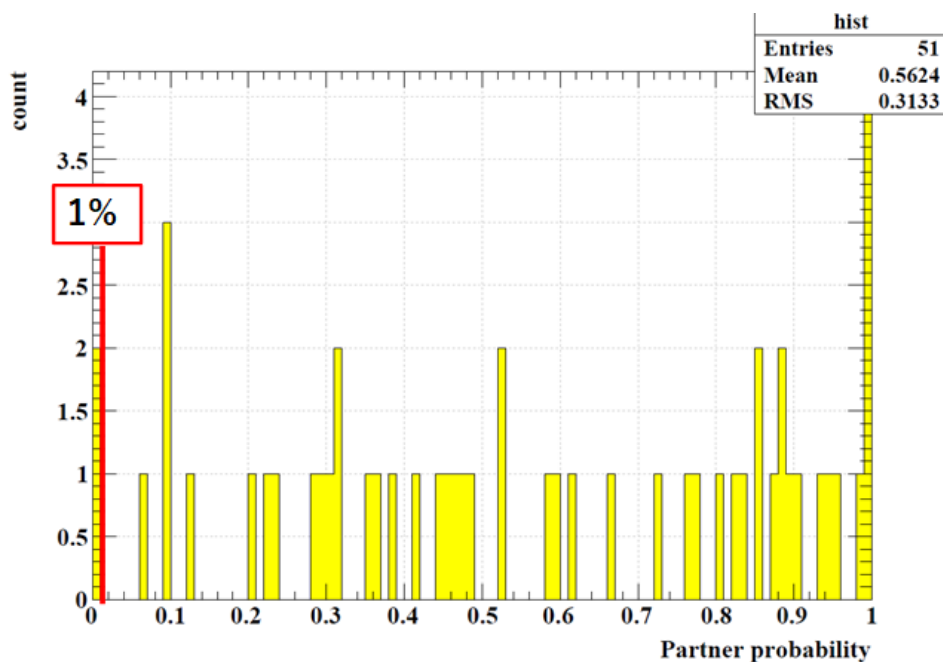


図 5.29: 横軸が最近接距離から求めたニュートリノ反応である確率を表しており、縦軸はその確率をとるイベント数を表している。図は貫通の疑いのない付随している陽子を用いて計算した結果であり、一様分布になっていることがわかる。

ここから 1% を許容値として、貫通陽子に対しても同様の計算を行い付随かどうかの判定を行う。13 本のミュオンに付随した貫通陽子に対して同様の計算を行った結果が図 5.30 である。貫通陽子は確率が小さいところに集中しており、ほとんどすべての飛跡が反応と関係ないことがわかる。上流側/下流側のいずれかの飛跡で確率が 1% を下回った場合ニュートリノ反応由来ではないとして解析対象から除外する。これにより、対象となる 13 本の飛跡のうち 12 本の飛跡が解析対象から除外される。

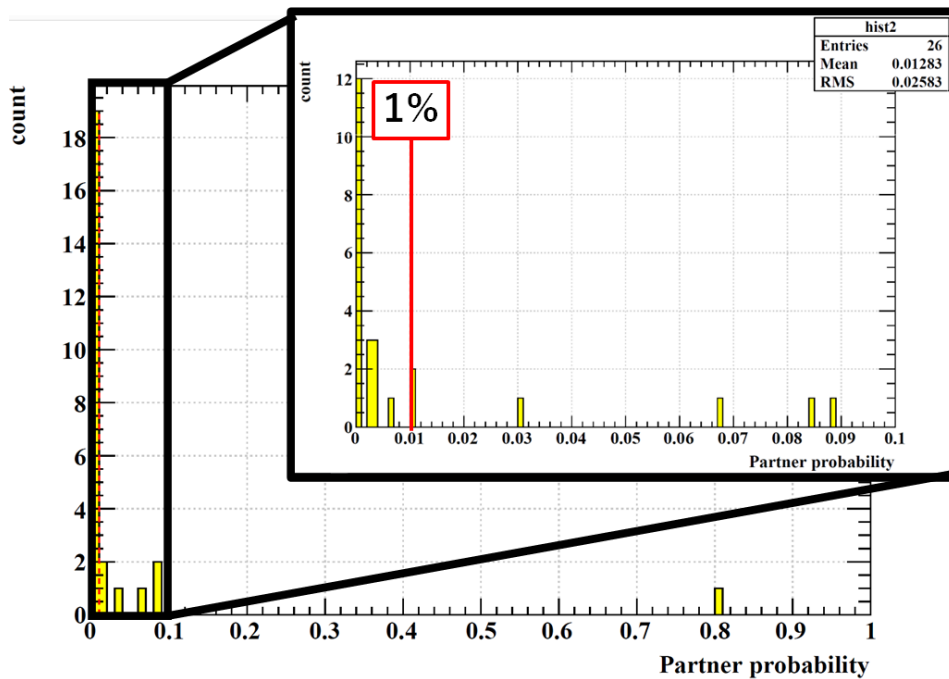


図 5.30: 横軸が最近接距離から求めたニュートリノ反応である確率を表しており、縦軸はその確率をとるイベント数を表している。図から貫通陽子はニュートリノ反応である確率が低く、偶然近くを通った chance coincidence が主成分であることがわかる。

5.2.3 短い飛跡の分析

ミュオンの飛跡に付随する飛跡のうち多くは反応と関係のない、basetrack レベルでのノイズや ECC としての構造になっていない保管時の飛跡、低運動量で接続の難しい電子である。これらの飛跡を解析対象から除外するために飛跡の長さ (貫通フィルム枚数) と飛跡の濃さ (VPH) を用いる。図 5.31 は貫通したフィルム枚数 (nPL) と basetrack が検出されたフィルムの枚数 (nseg) を表している。ここから、nPL=1, nPL=2 が顕著に多いことがわかる。これらは basetrack レベルでのノイズや ECC としての構造になっていない保管時の飛跡となる。ECC 組み立て前にフィルム-鉄-フィルムをひとまとめにし、真空パックを行うため、パッキング後 ECC 組み立て前に入る飛跡は nPL=2 となる。

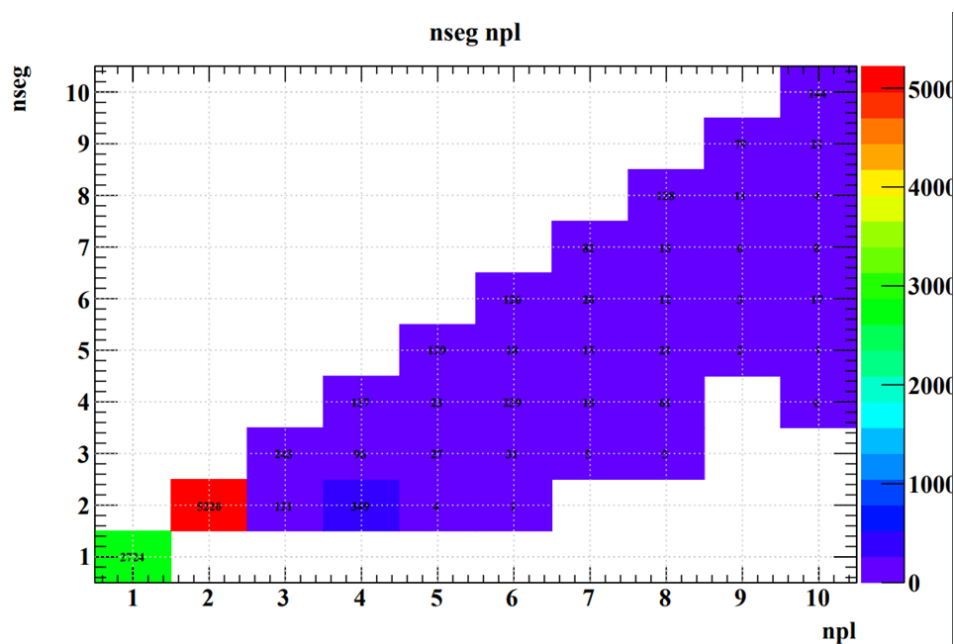


図 5.31: 横軸が飛跡の長さである貫通したフィルム枚数、縦軸がその飛跡に対して base-track が検出されたフィルムの枚数を表している。

npl=2,nseg=2 の飛跡集団に対して VPH が全飛跡集団の分布が何 σ 離れているのかを表したものが図 5.32 である。分布が大きいほうにテールを引いているのは陽子、低運動量の荷電パイオンなどの電離損失が大きい飛跡が入っているためである。

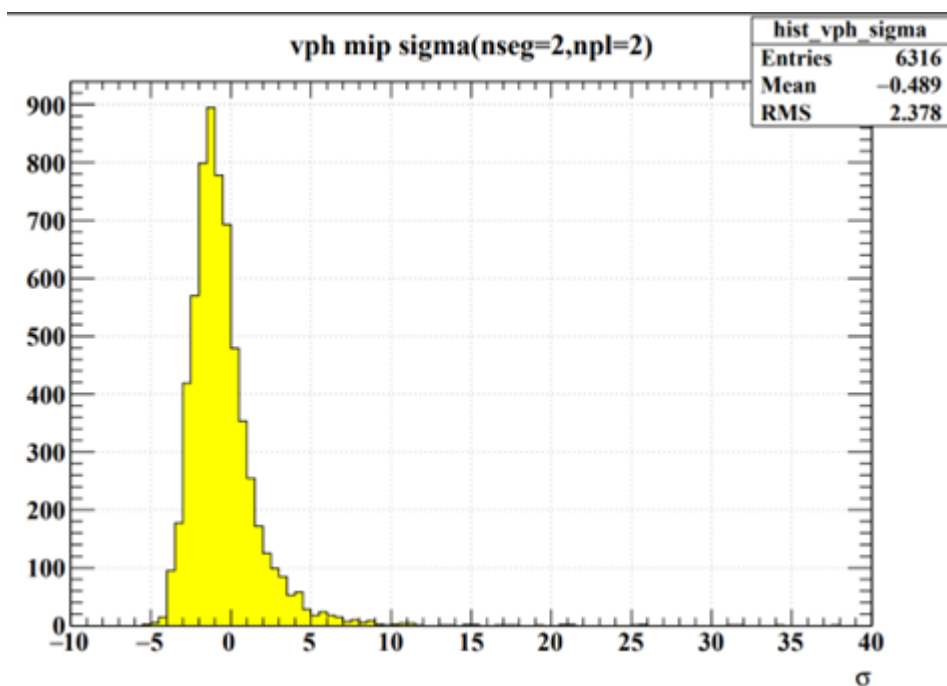


図 5.32: $npl=2, nseg=2$ の付随した飛跡の VPH の分布を示している。横軸は VPH が飛跡全体の分布から何 σ 離れているかを表している。

フィルムが ECC の構造をとっている期間に入った飛跡で飛跡長が短く電離損失が小さい粒子は電子であると考えられるが、 ν_μ の反応由来で電子が放出される確率は極めて低いため、電子の飛跡は解析対象から除外する。図 5.33 はミューオン飛跡に付随した飛跡の npl と VPH の分布を表したものであり、本解析においては

$$nPL = 1 \quad (5.10)$$

$$2 \leq nPL \leq 10 \wedge \sigma_{VPH} \leq 10 \quad (5.11)$$

のいずれかの条件を満たす飛跡を解析対象から除く。ただし、飛跡が ECC の外に抜けている飛跡については解析対象として取り扱う。

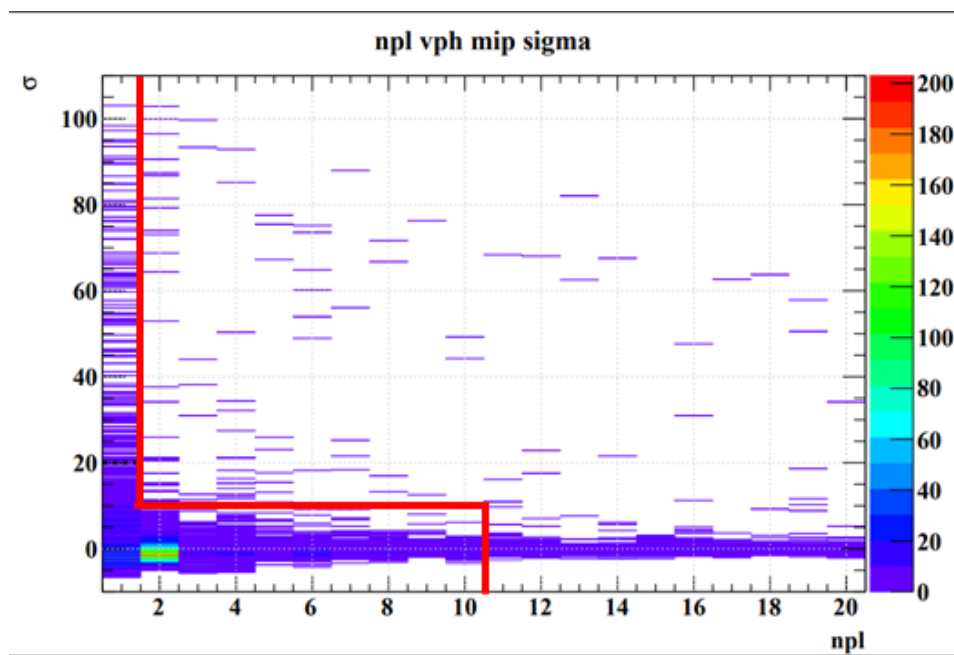


図 5.33: 横軸が nPL、縦軸が VPH の σ を表している。赤線より左側の飛跡は解析対象から除外する。

次に、フィルム端付近の短い飛跡に対しても背景事象を除くために、飛跡長と検出効率を用いた chance coincidence の判定を行う。図 5.34 は $nPL=5, nseg=3$ の飛跡がミュオンに付随しているイベントである。飛跡は film 範囲外に出ており、実際の飛跡の長さを測ることはできない。赤丸はフィルムがあるが basetrack が検出されていない場所である。

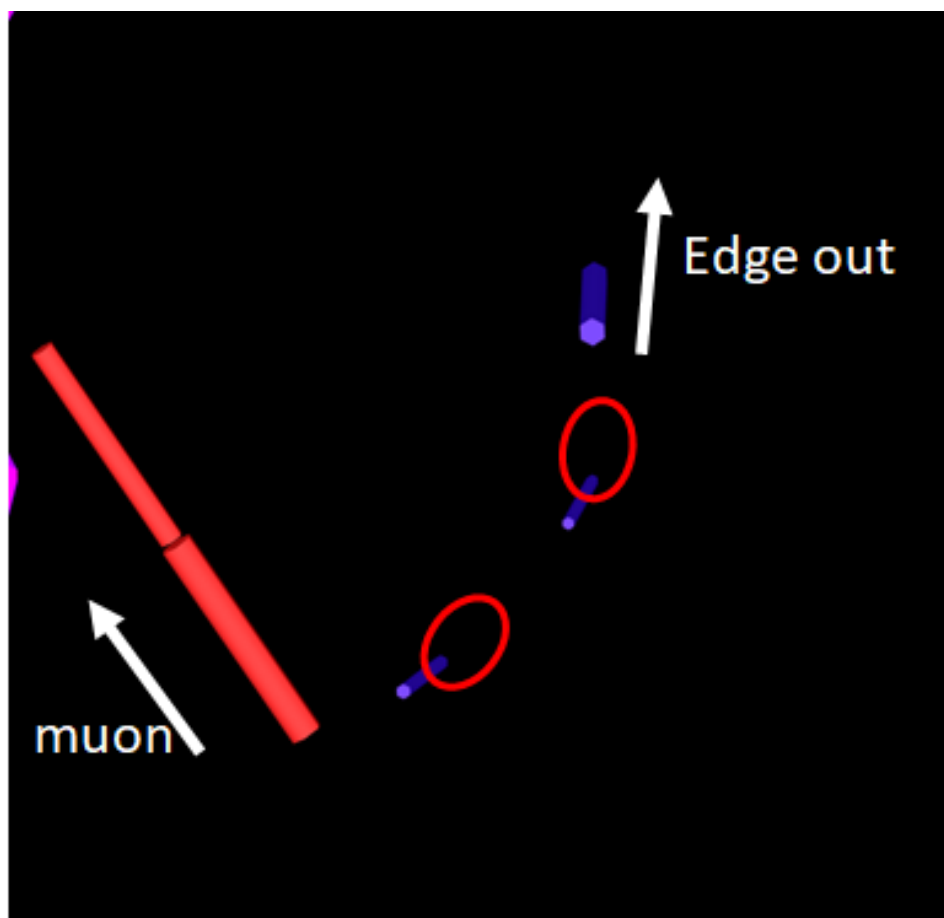


図 5.34: 赤い飛跡はミューオンであり、紫は付随した飛跡である。赤丸部分は basetrack が検出されていない部分であり、6PL 以降はフィルム範囲外となっている。

basetrack の検出効率は $0 \leq |\tan \theta| \leq 4$ の角度において約 98% の値となっており、この値をもとに考えると、film5 枚のうち 3 枚で basetrack が検出される確率は

$${}_5C_3 \times (0.98)^3 \times (1 - 0.98)^2 \simeq 0.0038 = 0.38\% \quad (5.12)$$

と計算することができる。この結果から、飛跡は反応由来ではなく、basetrack の chance coincidence と考えるのが自然である。nPL=n,nseg=m の飛跡に対して同様の確率は

$${}_nC_m \times (0.98)^m \times (1 - 0.98)^{m-n} \quad (5.13)$$

で計算される。この確率が 1% 以下の飛跡は basetrack の chance coincidence とし、解析対象から除外

する。

最後に ECC としての構造になっているタイミングに入った飛跡の判定を行う。鉄を挟んでつながる飛跡でも、tracking unit のパッキング後から ECC 組み立て前に入った飛跡だった場合ニュートリノ反応には関与しない飛跡である。そのため、水を挟んでつながる飛跡のみを今回の解析対象とする。

tracking unit のパッキング後から ECC 組み立てまでは tracking unit 同士を機械的に固定して保管しているため、この位置関係で飛跡接続を行うことでその期間に入った飛跡を識別することができる。このようにビーム照射時と異なる位置関係で保管し、解析時にその位置関係で飛跡接続を行い解析対象と無関係の飛跡集団を解析から除外する方法を virtual erase と呼ぶ。将来的には virtual erase をすることで、鉄板を貫通し水層で止まるようなエネルギー帯の飛跡を解析対象として扱うことが可能となる。

第 6 章

結果

ECC5 において検出された ν_μ の CC 反応の分布を以下に示す。ヒストグラムはモンテカルロシミュレーションによって見積もられた分布であり、十字の点がデータ点を表す。赤の四角はニュートリノビームフラックス、検出器、背景事象による系統誤差、斜線部は反応モデル由来の不定性であり、それぞれ独立な誤差となっている。図 6.1 は検出されたニュートリノ反応からのミュオン角度分布である。今回検出された水でのニュートリノ反応は 82 事象である。 $0 \text{ deg} \leq \theta_\mu \leq 30 \text{ deg}$ に対して期待される数よりも少ない事象数しか検出できていない。ミュオンの分布は他のニュートリノ反応測定実験でも良く測られている量であるため、この差異から、Baby MIND (BM)–シンチレーショントラッカー–エマルジョンシフター–ECC という異なる検出器をまたいだ場所での接続効率についての理解が十分ではないことが示唆される。各検出器での検出効率及び検出器間での接続効率の評価をより詳細に行うことが今後の課題である。

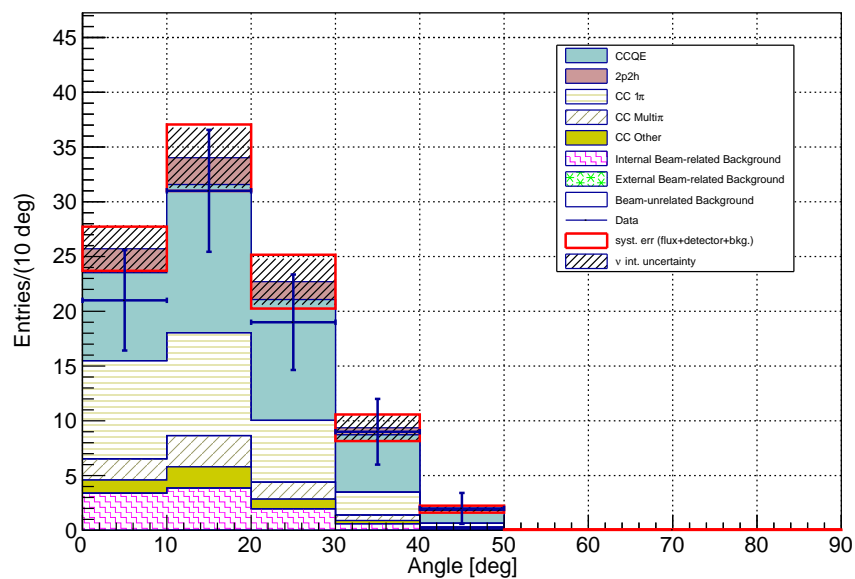


図 6.1: 横軸がニュートリノ反応から出たミュオンの角度 θ_μ 、縦軸がイベント数を表している。

図 6.2 はミュオンの運動量分布である。ミュオンの運動量は BM 中で止まっている飛跡に対しては飛跡長を用い、BM を貫通または side out している飛跡に対しては ECC 中の多重電磁散乱を用いた運動量測定の結果を用いている。左の図は、BM 中で止まっており、飛跡長からミュオンの運動量が測定できたイベントのみの分布であり、右図は検出されたニュートリノ反応の全ミュオンの運動量分布である。

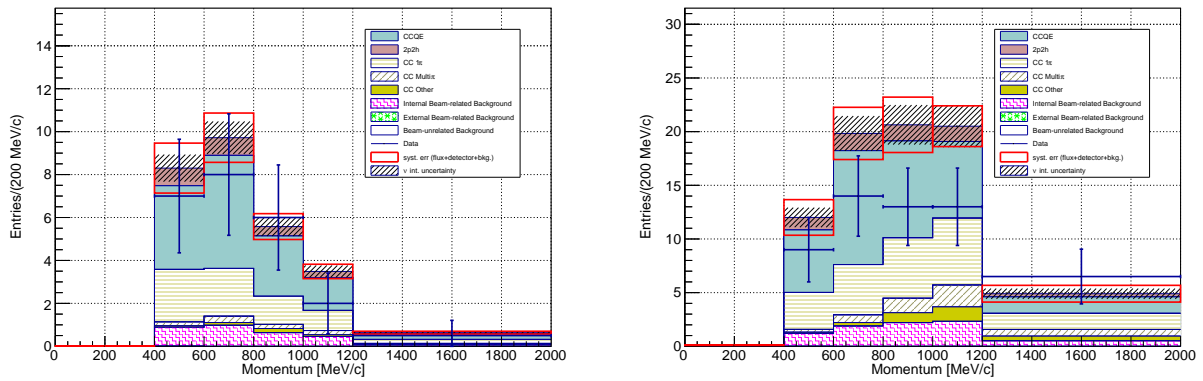


図 6.2: 左図は BM 中で止まっているミュオンのみの飛跡長を用いた測定結果。右図は検出された全ミュオンに対する運動量測定結果である。BM を貫通または side out した飛跡については ECC 中の多重電磁散乱を用いた運動量測定の結果を使っている。

図 6.3 はニュートリノ反応から放出された粒子数の分布である。BM でミュオンが検出されていることが反応解析のトリガーとなっているため、多重度の最小はミュオンのみの 1 本である。多重度 2 以上の付随する飛跡のみ使った事象数は 67 事象である。

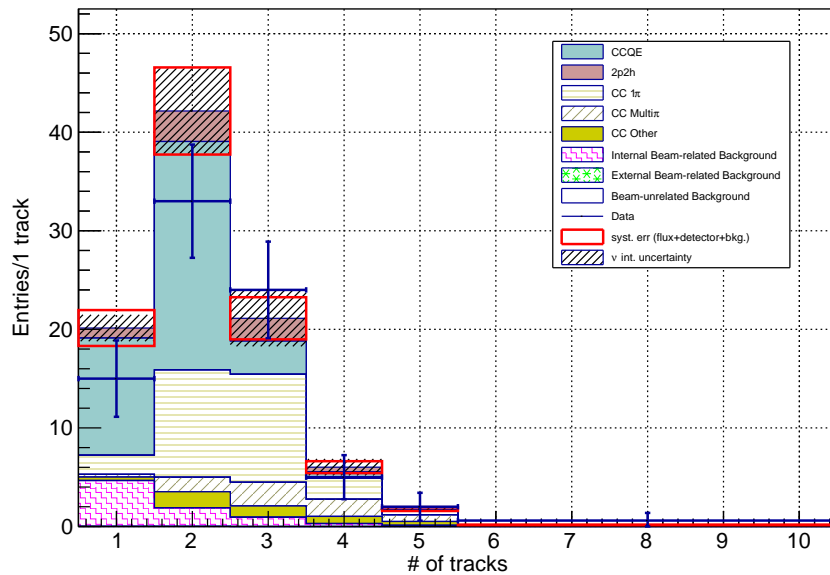


図 6.3: 横軸がニュートリノ反応から出ている粒子の数を表す。2 本以上のイベントは陽子や荷電パイオンがパートナーとして反応点に付随しているイベントである。

図 6.4 はニュートリノ反応から放出された粒子に対して陽子と荷電パイオンの粒子識別を行い、各粒子ごとの粒子数の分布である。節 4.9 で述べたように、 $p\beta > 700$ かつ $VPH < 125$ の領域は陽子と荷電パイオンの識別が出来ないため、以下の分布からは除いている。

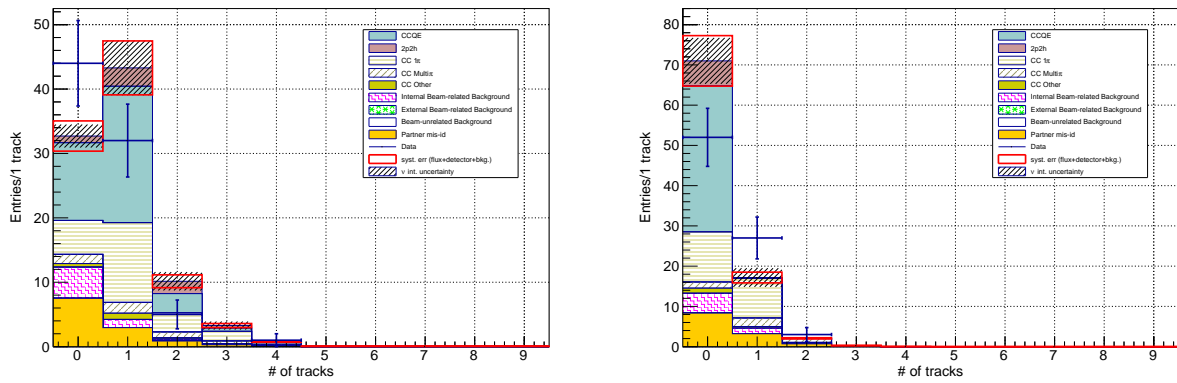


図 6.4: 左図は陽子と識別された粒子の多重度分布であり、右図は π^\pm と識別された粒子の多重度分布である。

図 6.5 は陽子の角度分布である。既存の手法では角度アクセプタンス $|\tan \theta| < 1.5$ ($\theta_p < 65 \text{ deg}, 115 \text{ deg} < \theta_p$) であったが、大角度飛跡認識及び再構成手法の確立により、読取角度アクセプタンスが $|\tan \theta| < 4.0$ ($\theta_p < 80 \text{ deg}, 110 \text{ deg} < \theta_p$) になった。これにより、 $60 \text{ deg} < \theta_p < 80 \text{ deg}$ および $100 \text{ deg} < \theta_p < 120 \text{ deg}$ の角度範囲でも陽子の検出ができ、これらの情報をニュートリノ反応モデルの構築に用いることができる。

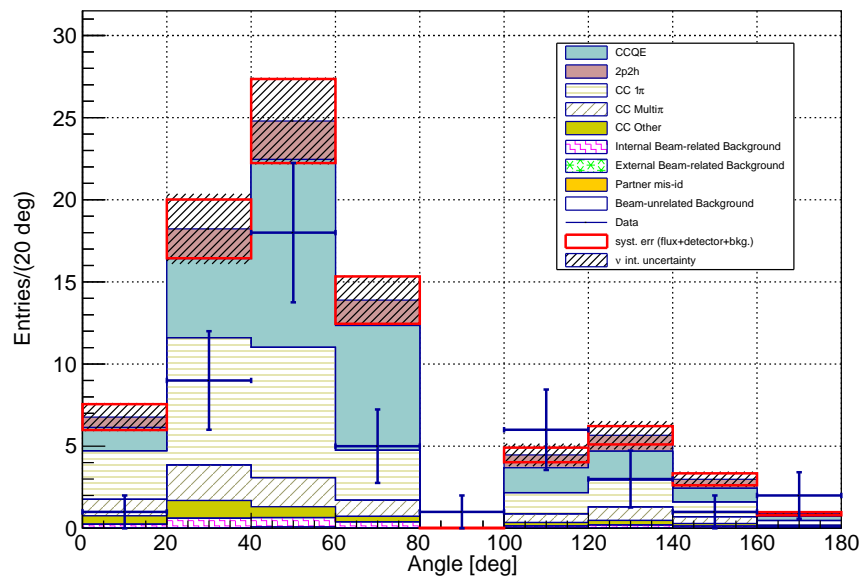


図 6.5: 横軸が陽子の角度を表す。大角度飛跡認識手法の確立により、 $60 \text{ deg} < \theta_p < 80 \text{ deg}$ および $100 \text{ deg} < \theta_p < 120 \text{ deg}$ のビンの陽子も検出できている。

この図から検出された陽子数は前方方向において期待値よりも少なくなっていることがわかる。これは NINJA 実験でしか測定することができないデータであり、水標的におけるニュートリノ反応の理解を進めるうえで重要な結果である。そのため、この結果に対しての信頼性を確認することが最重要課題である。陽子の測定において、検証すべき事柄は大きく 2 つ考えられる。1 つ目が、ミューオン飛跡の検出効率や誤接続などの ECC よりも下流で生じる問題であり、もう 1 つは、ECC 中で付随する飛跡の探索許容値が不足していた等の ECC 中の解析要因である。

現在はこれらの切り分けができていないため、今後要因の切り分けを行い検出効率の改善または正しい検出器応答のシミュレーションが必要である。5.1.2 節でミューオン飛跡の Baby MIND 側と ECC 側での運動量の整合性を確認したが、ここで不整合となる飛跡が存在したことから ECC-Baby MIND 間で誤接続があることは明らかである。誤接続と判定された飛跡から原因を調査し今後の解析にフィードバックしていく必要がある。また、ECC 中での反応点近傍の詳細解析の検証として実際に反応点の原子核乾板を HTS よりも高分解能の顕微鏡で確認する方法が挙げられる。図 6.6 は高分解能の顕微鏡を用いて行った乳剤層中のニュートリノ反応点近傍の詳細解析である。上の図はニュートリノ反応の全体像を表しており、線は basetrack を表している。真ん中の図は最上流の 2 本の bastrack を外挿したときの交点が乳剤層中であることを表している。右下の図が反応点付近の顕微鏡画像であり、これは $60 \mu\text{m}$ の乳剤層を $1 \mu\text{m}$ ピッチで撮像し、重ね合わせた画像になっている。これにより反応点近傍の詳細な様子がわ

かる。左下の図は撮像した断層画像から銀粒子の位置情報を抽出し描画したものであり、顕微鏡画像と同じように反応点から飛跡が放出されている様子がわかる。この方法を用いて、全てのイベントに対して反応点周辺の飛跡情報をより高精度に取得し結果を比較することで現在の手法の検証が可能になると考えている。

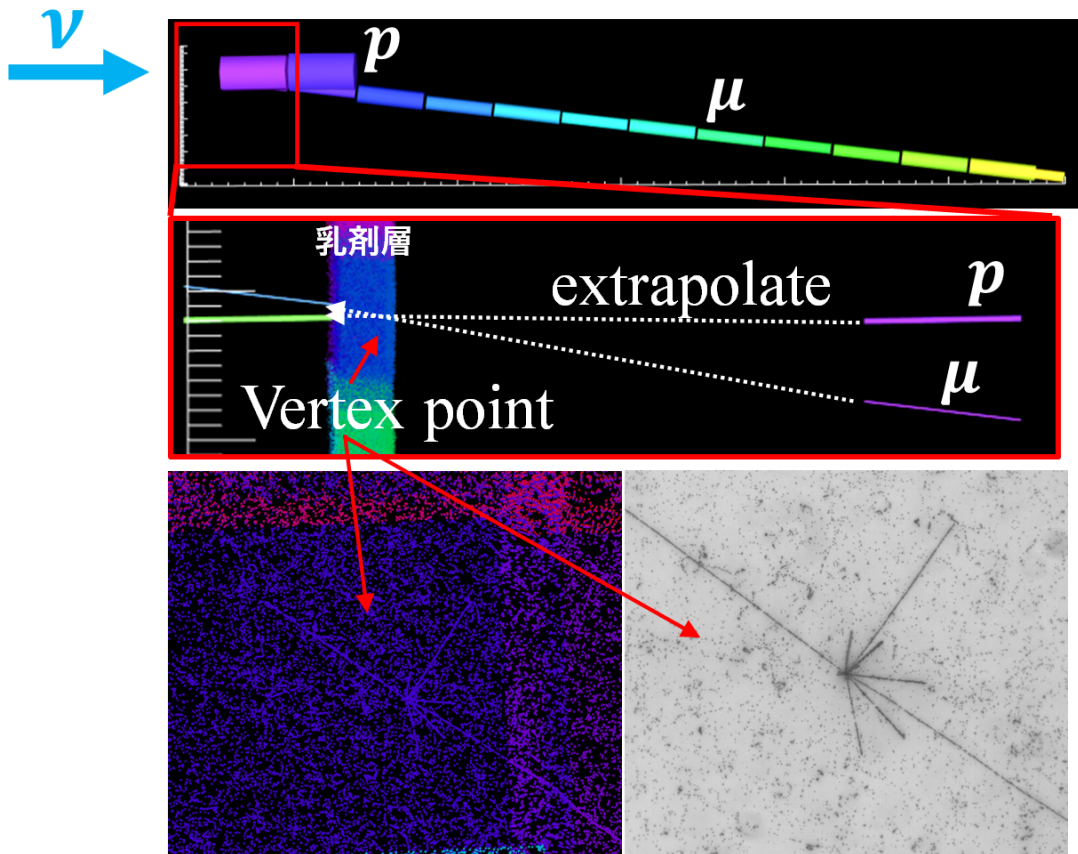


図 6.6: 高分解能の顕微鏡による反応点近傍の詳細解析。ニュートリノ反応について顕微鏡画像から取得した銀粒子ベースの解析を行うことが可能となる。

図 6.7 は陽子の運動量分布である。NINJA 実験の特長である低運動量陽子 ($200 \text{ MeV}/c$) の検出ができてることがわかる。高運動量側でデータが MC に比べ少なくなっていることから、粒子識別について MC とデータ差異がある可能性が考えられる。運動量が高くなると p/π の電離損失の差が小さくなるため、粒子識別が難しくなる。そのため、運動量測定の不定性や VPH による電子損失測定の精度の微小な違いで p/π 識別効率が変わる可能性がある。

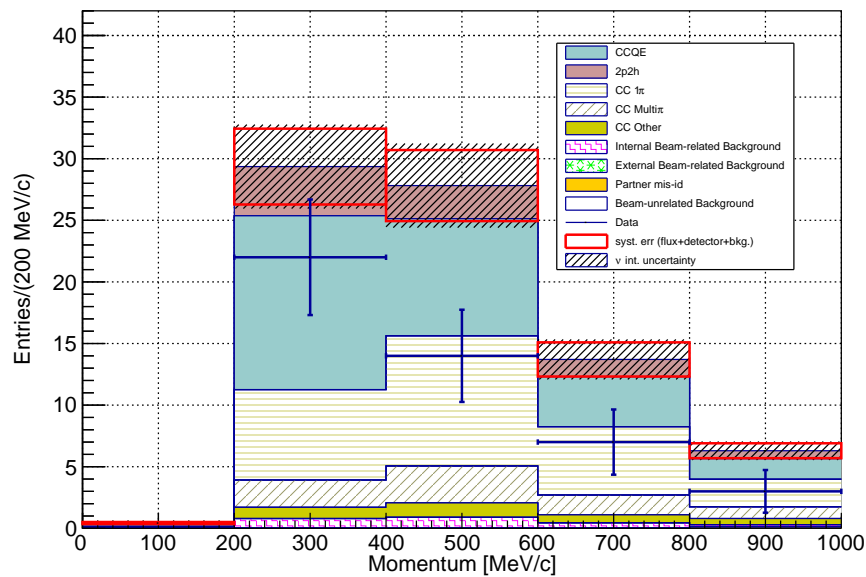


図 6.7: 横軸がニュートリノ反応から出ている陽子の運動量を表す。(200 MeV/c) の運動量閾値で陽子の検出ができています。

以上の結果から、 $|\tan \theta| \leq 4.0$ という広い角度アクセプタンスかつ、 $p_{proton} > 200 \text{ MeV}/c$ という低運動量閾値でのニュートリノ反応検出が可能であることが確認できた。一方で今後の課題として、検出器間の接続効率、誤接続率の正確な見積もりや粒子識別効率の見積もりなどを行い、MC とデータの違いについて理解する必要がある。特にミューオンの分布については過去実験の結果と整合する分布であることを確認する必要がある。既知の分布についてデータと MC の乖離なく検出器についての理解が十分な状態で、9 個すべての ECC の解析を行い今回の 9 倍の統計で陽子の分布を測定することにより、Sub GeV–Multi GeV 領域でのニュートリノ反応を理解するための基礎データが得られる。

第 7 章

まとめ

ニュートリノ-原子核反応の正確な理解は、現在及び将来行われる大統計のニュートリノ振動実験の高精度化において必要不可欠である。ニュートリノ振動実験の系統誤差の主要因はニュートリノ反応からくるものであり、特に 2p2h 反応という複数核子とニュートリノとの反応の存在有無や反応断面積がわかっていないことが問題となっている。NINJA 実験では原子核乾板を用いてニュートリノ反応の反応点近傍の詳細解析を行うことにより低速陽子などの飛跡長の短い粒子の検出をし、2p2h 反応の存在の検証や他の反応モード (CCQE, CC1 π) に対して陽子の情報を用いた反応解析を行うことを目的としている。

本研究において、私は 2p2h 反応の検出に必要な飛跡の読取角度アクセプタンスの拡大を行った。従来の飛跡読取方法では $|\tan \theta| < 1.5$ 、立体角にして 45% であったが、新手法により $|\tan \theta| < 4.0$ 、立体角 76% の飛跡読取が可能となった。また、この手法では原子核乾板の画像取得のみをオンラインで行い飛跡認識はオフラインで行うことで

- 実効的な計算リソースの増加
- 計算機増設の簡易化
- 新しい飛跡再構成手法の実装

を可能とした。新しい飛跡再構成手法として、従来 60 μm の乳剤層に対して 16 層の断層画像を撮像していたものを 32 層の断層画像を撮像し 1 枚飛ばしの 60 μm 相当の乳剤層の情報を用いた飛跡認識と片側 16 層の 30 μm 相当の乳剤層の情報を用いた飛跡認識を行うことで小角度の飛跡認識は従来の精度を保ったまま大角度の飛跡認識を可能にした。大角度の飛跡認識のために 30 μm 相当の乳剤層の情報を用いることで角度精度が低下した問題に対しても、元の 60 μm 相当の断層画像の pixel 情報を使って飛跡角度の再測定を行う方法を実装し小角度の飛跡と同程度の角度精度で飛跡認識が出来ていることを確認した。飛跡接続についても、大角度の飛跡は外挿距離が長いことと宇宙線が多く記録されていることから誤接続が増加するが radial 方向/lateral 方向を分離した飛跡接続や 3 次元的なフィルムの位置関係を考慮したアライメント手法、最適な組み合わせを選ぶ多重接続の解消方法の開発により誤接続が少なく接続

効率の高い飛跡接続方法を実現した。電磁シャワーなどの複数フィルムをまたいで近接した飛跡の再構成についても従来方法では組合せ爆発により処理できない事象があったが、グラフ理論の考え方を取り入れ飛跡集団に対して小さい二部グラフ集団に分離し、各グラフを解決していくことにより組合せ爆発を起こすことなく処理を可能にした。 p/π の粒子識別では π の電離損失が大きくなるような低運動量でも正しく識別できるよう、単純なガウス分布ではなくデータの分布をもとに likelihood 関数を定義して粒子識別を行った。ニュートリノ反応解析では、2p2h 反応由来の back-to-back に放出されるような飛跡を落とさないよう VPH を使った飛跡の進行方向の分析を行った。これらの手法を用いてニュートリノ反応探索を行い、NINJA 実験の目標である 200 MeV/c 程度の低運動量かつ大角度の陽子の検出が可能であることを実証した。今後、背景事象や検出効率、系統誤差の見積もりを行い 9 個の ECC に対して同様の手法を用いてニュートリノ反応解析を行うことで、低速陽子や荷電 π といったハドロンの情報を含めたニュートリノ反応の分布を出すことができる。

Sub GeV–Multi GeV のニュートリノ-原子核反応はニュートリノ振動の精密測定による δ_{CP} の測定やステライルニュートリノの検証など世界的に注目されている。NINJA 実験により出すことができる、低運動量閾値かつ広い角度アクセプタンスのニュートリノ反応の測定データは、Sub GeV–Multi GeV でのニュートリノと原子核の反応モデルを考えるうえで重要な基礎データとなる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々に支えていただきました。ここに感謝の意を表したいと思いません。本当にありがとうございました。

中村光廣教授には、物理実験を行う上での心構えを教わりました。自分は、実験をしていると目先の事柄にしか注意がいかなくなりがちでしたが、ふとした時に出るコメントに物理を考えて実験ができているかという意図を感じ、行き詰っている時には視野を広げるきっかけになりました。また、研究開発において切羽詰まっていること、混沌であることは必要であるという考え方も共感できる物であり、思い悩んでいる時でも諦めず悩み続ける原動力になりました。福田努特任講師は、学部4年から7年間もの期間直接指導していただきました。研究生の間一番近くにいた研究者であり、研究との向き合い方について一番影響を受けた人物でした。私の経験が浅いうちは一緒に手を動かしながら研究を進め、慣れてきたら距離を置いて自立を促すという指導のおかげで自分で考えながら研究をする姿勢が身に付きました。思い返すと、ここまでやってこれたのも福田さんの指導により研究者として基礎的なことを身に付けられたからだと思います。中野敏行准教授には HTS 周りのことで様々な助言をいただきました。自分の研究には飛跡読取装置が不可欠であり、そのエキスパートが身近にいた環境はとても恵まれたものでした。特に、スキャンをしていた時期には様々なトラブルに対応していただき、トラブル対処の方法も教えていただきました。佐藤修特任准教授にも様々な場所でご助力いただきました。塗布から現像、スキャンと力を貸していただきました。特に解析では、議論していくうちに自分のやっていることの本質は何なのか、重要な部分はどこなのか明確になりました。また、佐藤さんの研究報告には興味の惹かれる内容が多く、自分の研究を進めるうえでも参考になることが多々ありました。小松雅宏准教授とは、直接議論できる機会は少なかったですがオンラインミーティングなどを通して多くの助言をいただきました。解析方法やプログラムの実装方法の面では自分になかった発想をいただきました。オフライン飛跡認識の自動監視システムの実装は小松さんからの助言が無ければ完成せず、マニュアル監視を強いられるところでした。とても助かりました。

NINJA 実験物理ランを遂行するにあたって、小田川高大氏と河原宏晃氏の存在は欠かせませんでした。各々が重要な検出器の責任者として関わり、苦労を分かち合い、様々な重圧と戦ってきたからこそ完成した検出器群だったと思います。小田川君からは、何が必要であるか考え重要な部分に集中して実験を進め

ていく姿勢を学びました。また、定期的に自分の研究開発を聞いてもらい、助言や励ましをもらいました。面白いと評価してもらえるような解析をするのは、研究を進めるうえで大きなモチベーションになりました。河原さんは学部4年で研究室に入った時から尊敬していた人物であり、目標でした。物理に対しての理解や好奇心では未だに適わないと感じています。検出器インストールの時には、体調や精神面でフォローしていただきました。肉体的に一番大変だったインストールを乗り切れたのも、この3人でやりたい解析や見たい物理について議論できたからだと思っています。森元祐介氏、大島仁氏、平本綾美氏にはNINJA実験の先達として、実験の道筋を示していただきました。先輩方の先行研究は物理ランにおいても見通しをもって解析を進めていくうえで助けになりました。高尾知暉氏、内木茉莉子氏、霞綺花氏、水野耕作氏にはそれぞれ実験準備、検出器作成、解析面で尽力していただきました。実験は自分一人ではできず、いろいろな人の支えがあって成り立っていることを身をもって学びました。大変なこともあったと思いますが、途中でくじけずに一緒に実験を進めていただきありがとうございました。三角尚治准教授には主に現像でお世話になりました。物理ランではテスト実験に比べ大量の現像となるため、綿密な準備をしていただきました。丁寧なログブックも、解析中現像の状況を確認したいときに役立ちました。吉本雅浩氏には、HTSや飛跡認識プログラム等のソフトウェア面で助けていただきました。問題があった際には、即座に返答が返ってきたため開発をタイムリーに進めることができました。松尾友和氏には現像やコーディング等でお世話になりました。printfデバッグしか知らなかった私にデバッガの使い方を教えていただきました。複雑なコードを書く際にはとても役立ちました。

名古屋大学F研究室の皆様には、研究を進めるうえで多くの助力をいただきました。長縄直崇氏には乳剤の取り扱いについて相談に乗っていただきました。また、居室の席が一番近いということもあり良く話しかけていただきました。北川暢子氏には普段から気にかけていただきました。疲れていた時に頂いたクッキーなどはとても元気が出ました。大関勝久氏には原子核乾板にとどまらず写真について多くの知識を教えてくださいました。写真一般の話やそれらのデジタル化の話などとても新鮮な話ばかりで知見を広げるうえで糧になりました。同期の小林龍太氏、中村悠哉氏とはともに切磋琢磨し研究に励むことができましたと感じています。研究の合間の雑談や夕食等は良い息抜きになりました。

最後の1年は、就職して仕事をしながらの研究生活でしたが、会社の皆様にも多くの助力、激励をいただきました。上長の皆様、先輩方には仕事だけでなく研究の進捗も気にかけていただきました。同期の皆様からの誘いは、研究を優先し断ることもありましたが、気にせず接していただきました。仕事と研究の両立は大変でしたが、環境および人間関係に恵まれたおかげで、最後までやり遂げることができました。

この7年間の研究生活を通して、多くの方々に支えられていることを実感しました。一人ひとり全ての人の名前を挙げることはできませんが、共同研究者の皆様、研究室の皆様、研究を進めるうえでお世話になった全ての方々へ感謝いたします。最後に、博士課程後期という困難な道を選んだ際に反対せず応援してくれた家族に感謝いたします。挫けそうになり相談したこともありましたが、常に私の選択を尊重し支えてくれました。ありがとうございました。

表目次

1.1	現在のニュートリノ振動パラメータ	7
2.1	NINJA 実験の経過	35
2.2	物理ランにおける POT.	56
2.3	NINJA PRa の現像薬液と温度・時間	58
3.1	シミュレーションで使用しているニュートリノ反応モデル	66
4.1	microtrack 認識までの処理速度	83
4.2	NINJA Run8 と物理ランの飛跡読取比較	83
4.3	各処理に使用している計算機群の構成	86
4.4	Basetrack の名前	99

目次

1.1	DONUT 実験により観測されたタウニュートリノ反応	2
1.2	スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測結果	5
1.3	OPERA 実験による、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動による ν_τ 出現初検出事象	6
1.4	T2K 実験における系統誤差	8
1.5	ニュートリノ反応断面積	10
1.6	各エネルギー帯における主要な反応	10
1.7	CCQE 反応のダイヤグラム	11
1.8	荷電カレント 1π 生成 (CC1 π) 反応	13
1.9	深非弾性散乱 (DIS) 反応	14
1.10	CCQE 反応断面積の測定結果と M_A^{QE} 毎の反応断面積	15
1.11	2p2h 反応から放出される陽子の運動量	16
1.12	2p2h 反応のファインマンダイアグラム	17
1.13	核子相関を考慮した場合の MiniBooNE 実験の反応断面積	18
1.14	CCQE モードを仮定して再構成したニュートリノエネルギー	19
1.15	RFG(Global FG),LFG,SF の確率密度関数	21
1.16	FSI の模式図	22
2.1	各ニュートリノ振動実験のエネルギー帯	24
2.2	ニュートリノ-炭素 CCQE 反応断面積	25
2.3	低速陽子のモデルへの影響	26
2.4	MiniBooNE 実験による電子ニュートリノ超過	27
2.5	MiniBooNE 実験により求められた振動パラメータと他実験の結果	28
2.6	乳剤中でのニュートリノ反応の様子	30
2.7	J-PARC 外観とニュートリノ実験ホール	31
2.8	オフアキシス角ごとのニュートリノビームのエネルギー	32

2.9	NINJA physics Run-a 検出器サイトにおけるニュートリノフラックス。	33
2.10	NINJA 検出器コンセプト	33
2.11	NINJA Run6 で検出した陽子の分布	35
2.12	NINJA Run8 で検出した陽子の分布	36
2.13	T2K 実験における 2p2h 反応由来の系統誤差	37
2.14	T2K 実験に NINJA のデータを活用する方法	38
2.15	T2HK 実験での系統誤差と δ_{CP} の感度	39
2.16	J-PARC ニュートリノ実験施設 B2 floor	40
2.17	NINJA 実験検出器外観	41
2.18	NINJA 実験物理ランで用いた水標的 ECC の構造	42
2.19	NINJA 実験物理ランにおいて用いた tracking unit とアクリル枠	43
2.20	腐食した SUS304 板	44
2.21	NINJA 実験物理ランに用いた ECC。	45
2.22	ECC の真横からの画像。	45
2.23	ECC の配置と番号	46
2.24	鉄中での飛程と運動量の関係	48
2.25	NINJA PRa シフターフィルム	49
2.26	NINJA PRa シフターフィルム (ハニカム板に張り付け後)	50
2.27	NINJA PRa におけるシフターの構造	50
2.28	シフターを横から見た模式図	51
2.29	シフターの駆動履歴	52
2.30	シンチレーショントラッカーの断面図	53
2.31	PRa で用いたシンチレーショントラッカー	53
2.32	シンチレーショントラッカーのイベントレート	54
2.33	BabyMIND を横から見た外観	55
2.34	実験中の温度および湿度	57
2.35	現像後の原子核乾板内の銀粒子の TEM 画像	58
2.36	現像後の原子核乾板 (左) と表面銀取り後の原子核乾板 (右)	59
2.37	膨潤の概念図	60
2.38	ECC5 の原子核乾板の膨潤後の厚み	61
2.39	現像、表面銀取り、膨潤の進捗	62
3.1	ニュートリノ反応シミュレーションの全体像	63
3.2	NINJA 物理ランの検出器位置でのニュートリノフラックス	65

3.3	Geant4 で作成した水 ECC の断面図	66
3.4	原子核乾板内の飛跡のシミュレーション	67
4.1	ECC の解析	69
4.2	飛跡認識アルゴリズムの概略図	70
4.3	FTS によって得られた $ \tan \theta < 3.5$ の飛跡の検出効率	71
4.4	HTS の全体像	72
4.5	HTS のセンサーの配置	73
4.6	センサーユニットの写真	73
4.7	ECC フィルムのスキャンエリア	74
4.8	32 層の断層画像と 2 値化画像	75
4.9	乳剤層で撮像する断層画像と使う画像の組み合わせ	77
4.10	microtrack の角度精度	78
4.11	2 値化画像内での microtrack に対応する hit pixel の探索範囲	79
4.12	2 値化画像内の hit pixel 情報を用いたフィッティング回数と microtrack の角度精度 ($L = 60 \mu\text{m}$)	80
4.13	2 値化画像内の hit pixel 情報を用いたフィッティング回数と microtrack の角度精度 ($L = 30 \mu\text{m}$)	80
4.14	直線フィット後の microtrack の角度精度	82
4.15	SSD の書き込み速度 (2 値化画像書き込み用:ベンチマーク)	84
4.16	SSD の書き込み速度 (2 値化画像書き込み用:実測)	85
4.17	basetrack の定義	87
4.18	ディストーションでの乳剤の変形	88
4.19	シュリンクでの乳剤の変形	88
4.20	角度・角度差相関 (シュリンク 補正前)	89
4.21	角度・角度差相関 (シュリンク 補正後)	90
4.22	radial 方向/lateral 方向の定義	91
4.23	radial 方向/lateral 方向で見たフィルムの断面図	91
4.24	角度空間での x - y での接続閾値と radial-lateral での接続閾値	92
4.25	隣接フィルムでの basetrack 接続時の位置ずれ角度ずれ (鉄)	94
4.26	隣接フィルムでの basetrack 接続時の位置ずれ角度ずれ (水)	95
4.27	水を挟んで接続した飛跡の lateral 方向の位置ずれ分布	95
4.28	飛跡の直線性 (χ^2) の分布	96
4.29	シグナル飛跡の ranking 2 次元ヒストグラム	97

4.30	basetrack ranking cut	98
4.31	Basetrack の検出効率	100
4.32	光学系分解能による PH の低下	101
4.33	Basetrack の検出効率と検出した basetrack の数	102
4.34	Area1, 2 間で一致した飛跡の x 方向の位置ずれ分	104
4.35	各エリア間の相対的なずれが D_{ij} 、エリアの平行移動ベクトルが P_i 。	105
4.36	各エリア間で一致した飛跡の lateral 方向の位置ずれ分布 (平行移動の最適化前)。 . . .	106
4.37	各エリア間で一致した飛跡の lateral 方向の位置ずれ分布 (平行移動の最適化後)。 . . .	107
4.38	Area 間接続を行った後の basetrack の位置分布	107
4.39	一致した飛跡の位置ずれ、角度ずれ分布	108
4.40	一致した飛跡を除去した後の basetrack の位置分布	109
4.41	global alignment 時の飛跡の外挿と平行移動	111
4.42	飛跡接続に用いる dr と dl	114
4.43	Fine local alignment に用いる角度ずれ	116
4.44	Fine local alignment に用いる位置ずれ	116
4.45	横軸に y の角度、縦軸に y の角度ずれをとったプロット	117
4.46	角度-位置差の分布の傾き	118
4.47	フィルム間の距離を $dz = 0, 10, 20, 30\mu\text{m}$ としたときの角度-位置差分布 (左図) と位置差 のヒストグラム (右図)	118
4.48	フィルム間距離と分布幅との相関	119
4.49	最適値の計算を行っているアルゴリズム	119
4.50	はフィルム 1 枚全面での local alignment の dz 分布 (左) と fine alignment の dz 分布 (右)	120
4.51	3D alignment の変換模式図	122
4.52	水 ECC 内で basetrack 同士の接続を行う場所	124
4.53	$p\beta - VPH$ の分布 ($0.4 \leq \tan \theta \leq 0.5$)	125
4.54	PL009 $1000\text{MeV}/c \leq p\beta \leq 2000\text{MeV}/c$ の VPH 分布 ($0.4 \leq \tan \theta \leq 0.5$)	126
4.55	$p\beta = 200\text{MeV}$ の粒子に対する鉄を挟んだ飛跡接続の許容値	127
4.56	linkelt の角度-位置ずれ、角度-角度ずれ分布	128
4.57	鉄板 1 枚を貫通する運動量	129
4.58	VPH の大きい飛跡に対する鉄を挟んだ飛跡接続の許容値	130
4.59	隣接フィルムでの basetrack の複数接続	131

4.60	図 4.59 の赤丸で囲まれた basetrack 集団に対して可能な全ての接続組み合わせを列挙したものの	132
4.61	縦軸に $\sum(\frac{dl}{\sigma_{dl}})^2$, 横軸に $\sum(\frac{dr}{\sigma_{dr}})^2$ をとったスキッタープロット	133
4.62	実際に選ばれた接続の組みと選ばれなかった飛跡の組みを描画したもの	133
4.63	Chain と group の説明	134
4.64	ECC 中の電磁シャワー	135
4.65	group 解析の記法	136
4.66	Linklet の畳み込み	137
4.67	2 部グラフ	137
4.68	非 2 部グラフ	138
4.69	解消されたデータでの非 2 部グラフ構造	139
4.70	完全 2 部グラフ $K_{n,m}$	140
4.71	完全 2 部グラフ集団の抽出	141
4.72	完全 2 部グラフ集団の解決	142
4.73	2 部グラフの具体例	143
4.74	2 部グラフで残す接続組み合わせ	144
4.75	2 部グラフ解消後に残る構造	145
4.76	閉路の畳み込み (異なる PL)	146
4.77	閉路の畳み込み (1-n-1)	146
4.78	閉路の畳み込み (basetrack 1 本の経路)	147
4.79	ささくれの除去	147
4.80	chain を用いて再接続を行ったフィルムの位置関係	148
4.81	ECC5 の basetrack 検出効率	150
4.82	ECC 中の物質によるエネルギー損失 (MC)	151
4.83	BM の飛跡長による運動量と ECC の MCS による運動量の比較	153
4.84	BM の飛跡長による運動量と ECC の MCS による運動量の差分	154
4.85	粒子ごとの電離損失と運動量の関係	155
4.86	VPH と $p\beta$ の関係	156
4.87	VPH 分布のガウシアンでのフィット	157
4.88	角度ごとの $p\beta$ と VPH の分布とフィット結果	158
4.89	運動量毎の VPH の平均の推移	159
4.90	電離損失と VPH のフィットパラメータの角度依存性	160
4.91	角度ごとの $p\beta$ と σ_{VPH} の関係	160

4.92	VPH と σ_{VPH} の関係とフィット	161
4.93	VPH と σ_{VPH} のフィットパラメータの角度依存性	161
4.94	mip 領域での VPH 分布	162
4.95	partner 飛跡の PID	163
4.96	陽子/パイオン識別の尤度比	164
5.1	ミューオン飛跡の ECC 内での分類	166
5.2	ECC 中でミューオン飛跡と交差する飛跡がある場合	166
5.3	edge out 判定に用いるフィルムの存在範囲の決定	168
5.4	edge out 判定に用いるフィルムの範囲	168
5.5	ミューオン運動量 consistency check	169
5.6	ミューオン飛跡に対するパートナー飛跡探索	170
5.7	MD と パートナー飛跡の検出効率 (水、forward 方向、陽子)	171
5.8	MD と パートナー飛跡の検出効率 (水、forward 方向、荷電パイオン)	172
5.9	MD と パートナー飛跡の検出効率 (水、backward 方向、陽子)	172
5.10	MD と パートナー飛跡の検出効率 (水、backward 方向、荷電パイオン)	173
5.11	intercept=0.04,slope=0.04 $0 < \tan\theta_\mu < 0.5, 0 < \tan\theta_p < 1.0$ の時のパートナー飛跡の探索範囲 (水、forward 方向、陽子)	174
5.12	intercept=0.04,slope=0.04, $0 < \tan\theta_\mu < 0.5, 0 < \tan\theta_p < 1.0$ の時のパートナー飛跡の探索範囲 (水、backward 方向、陽子)	174
5.13	intercept=0.04,slope=0.04 の時のパートナー飛跡の探索範囲 (水、forward 方向、陽子)	175
5.14	intercept=0.04,slope=0.04 の時のパートナー飛跡の探索範囲 (水、backward 方向、陽子)	175
5.15	貫通飛跡を判定する際の接続部分	176
5.16	forward 方向の partner に対する貫通飛跡の場合分け	177
5.17	backward 方向のパートナーに対する貫通飛跡の場合分け	178
5.18	付随した basetrack と隣接 basetrack のと位置差角度差の標準化	179
5.19	貫通飛跡を判定するの接続部分での角度差、位置差の二乗和の分布	180
5.20	低運動量の貫通飛跡の χ^2	181
5.21	付随した basetrack の隣接 basetrack 間の χ^2	182
5.22	陽子の pb-VPH 相関	183
5.23	低運動量陽子の物質中での VPH 変化	184
5.24	貫通陽子のイベントと進行方向毎の $p\beta$ と VPH の相関	185
5.25	貫通陽子のイベントと進行方向毎の指標	186

5.26	反応由来の陽子を用いた進行方向決定指標の確認	187
5.27	貫通陽子の進行方向の決定	188
5.28	stop ミューオンに対する最近接距離とニュートリノ反応である確率	189
5.29	ニュートリノ反応由来の陽子の最近接距離から求めたニュートリノ反応である確率の分布	190
5.30	貫通陽子の最近接距離から求めたニュートリノ反応である確率の分布	191
5.31	パートナー飛跡の nseg-nPL 分布	192
5.32	2seg2PL の partner 候補の VPH 分布	193
5.33	partner 候補の npl-VPH 分布	194
5.34	3seg 5PL の付随 track の描像	195
6.1	ν_μ CC 反応 μ 角度分布	198
6.2	ν_μ CC 反応 μ 運動量	199
6.3	ν_μ CC 反応 多重度分布	199
6.4	ν_μ CC 反応 p/π 多重度分布	200
6.5	ν_μ CC 反応 陽子角度分布	201
6.6	高分解能の顕微鏡による反応点近傍の詳細解析	202
6.7	ν_μ CC 反応 陽子 運動量分布	203

参考文献

- [1] W. Pauli. Dear radioactive ladies and gentlemen. Phys. Today, 31N9:27, 1978.
- [2] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the free neutrino. Phys. Rev., 92:830–831, 1953.
- [3] G. Danby, J. M. Gaillard, K. A. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. Phys. Rev. Lett., 9:36–44, 1962.
- [4] D. DeCamp *et al.* (ALEPH Collaboration). Determination of the Number of Light Neutrino Species. Phys. Lett. B, 231:519–529, 1989.
- [5] S. Schael *et al.* (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group). Precision electroweak measurements on the Z resonance. Phys. Rept., 427:257–454, 2006.
- [6] K. Kodama *et al.* (DONUT Collaboration). Observation of tau neutrino interactions. Phys. Lett. B, 504:218–224, 2001.
- [7] B. Pontecorvo. Mesonium and anti-mesonium. Sov. Phys. JETP, 6:429, 1957.
- [8] B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 34:247, 1957.
- [9] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor. Phys., 28:870–880, 1962.
- [10] Y. Fukuda *et al.* Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. Phys. Rev. Lett., 81:1562–1567, 1998.
- [11] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration). Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam. Phys. Lett. B, 691:138–145, 2010.
- [12] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration). Discovery of τ Neutrino Appearance in the CNGS Neutrino Beam with the OPERA Experiment. Phys. Rev. Lett., 115(12):121802, 2015.
- [13] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration). Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam. Phys. Rev. Lett., 120(21):211801, 2018. [Erratum:

- Phys.Rev.Lett. 121, 139901 (2018)].
- [14] Ivan Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, and Albert Zhou. The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. JHEP, 09:178, 2020.
- [15] NuFIT 5.1, 2021. www.nu-fit.org.
- [16] K. Abe *et al.* (Hyper Kamiokande Proto-Collaboration). Hyper-Kamiokande Design Report. 5 2018.
- [17] R. Acciarri *et al.* (DUNE Collaboration). Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 2: The Physics Program for DUNE at LBNF. 12 2015.
- [18] A. Alekou *et al.* Updated physics performance of the ESSnuSB experiment: ESSnuSB collaboration. Eur. Phys. J. C, 81(12):1130, 2021.
- [19] Christophe Bronner. Accelerator neutrino i_recent results from t2k, June 2022.
- [20] A. Aguilar-Arevalo *et al.* (LSND Collaboration). Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam. Phys. Rev. D, 64:112007, 2001.
- [21] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* Updated MiniBooNE neutrino oscillation results with increased data and new background studies. Phys. Rev. D, 103(5):052002, 2021.
- [22] P. Abratenko *et al.* (MicroBooNE collaboration). Search for an Excess of Electron Neutrino Interactions in MicroBooNE Using Multiple Final State Topologies. 10 2021.
- [23] N. Agafonova *et al.* (OPERA collaboration). Final results of the search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA detector in the CNGS beam. JHEP, 06:151, 2018.
- [24] S. Ajimura *et al.* Technical Design Report (TDR): Searching for a Sterile Neutrino at J-PARC MLF (E56, JSNS2). 5 2017.
- [25] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration). Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. Nature, 580(7803):339–344, 2020. [Erratum: Nature 583, E16 (2020)].
- [26] M. A. Acero *et al.* (NO ν A Collaboration). First Measurement of Neutrino Oscillation Parameters using Neutrinos and Antineutrinos by NO ν A. Phys. Rev. Lett., 123(15):151803, 2019.
- [27] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group). Review of Particle Physics. PTEP, 2020(8):083C01, 2020.
- [28] C. H. Swelwyn Smith. Neutrino Reactions at Accelerator Energies. Phys. Rept., 3:261–379, 1972.
- [29] R. G. Sachs. High-Energy Behavior of Nucleon Electromagnetic Form Factors. Phys. Rev.,

- 126:2256–2260, 1962.
- [30] M. Gourdin. Weak and Electromagnetic Form-Factors of Hadrons. Phys. Rept., 11:29, 1974.
- [31] J. Liu et al. Determination of the Axial-Vector Weak Coupling Constant with Ultracold Neutrons. Phys. Rev. Lett., 105:181803, 2010.
- [32] D. Mund, B. Maerkisch, M. Deissenroth, J. Krempel, M. Schumann, H. Abele, A. Petoukhov, and T. Soldner. Determination of the Weak Axial Vector Coupling from a Measurement of the Beta-Asymmetry Parameter A in Neutron Beta Decay. Phys. Rev. Lett., 110:172502, 2013.
- [33] Veronique Bernard, Latifa Elouadrhiri, and Ulf-G. Meissner. Axial structure of the nucleon: Topical Review. J. Phys. G, 28:R1–R35, 2002.
- [34] Stephen L. Adler. Tests of the Conserved Vector Current and Partially Conserved Axial-Vector Current Hypotheses in High-Energy Neutrino Reactions. Phys. Rev., 135:B963–B966, 1964.
- [35] P. Adamson *et al.* (MINOS+ Collaboration). Precision Constraints for Three-Flavor Neutrino Oscillations from the Full MINOS+ and MINOS Dataset. Phys. Rev. Lett., 125(13):131802, 2020.
- [36] M. A. Acero *et al.* (NO ν A Collaboration). An Improved Measurement of Neutrino Oscillation Parameters by the NO ν A Experiment. 8 2021.
- [37] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE collaboration). First Measurement of the Muon Neutrino Charged Current Quasielastic Double Differential Cross Section. Phys. Rev. D, 81:092005, 2010.
- [38] K. S. Egiyan et al. Observation of nuclear scaling in the $A(e, e\text{-prime})$ reaction at $x(B)$ greater than 1. Phys. Rev. C, 68:014313, 2003.
- [39] K. S. Egiyan et al. Measurement of 2- and 3-nucleon short range correlation probabilities in nuclei. Phys. Rev. Lett., 96:082501, 2006.
- [40] R. Shneor et al. Investigation of proton-proton short-range correlations via the $C\text{-}12(e, e\text{-prime} pp)$ reaction. Phys. Rev. Lett., 99:072501, 2007.
- [41] A. Bodek, H. S. Budd, and M. E. Christy. Neutrino Quasielastic Scattering on Nuclear Targets: Parametrizing Transverse Enhancement (Meson Exchange Currents). Eur. Phys. J. C, 71:1726, 2011.
- [42] J. Nieves, I. R. Simo, and M. J. V. Vacas. Inclusive Charged-Current Neutrino-Nucleus Reactions. Phys. Rev. C, 83:045501, 2011.
- [43] M. Martini, M. Eficson, G. Chanfray, and J. Marteau. A Unified approach for nucleon knock-out, coherent and incoherent pion production in neutrino interactions with nuclei. Phys. Rev. C, 80:065501, 2009.

-
- [44] G. D. Megias, J. E. Amaro, M. B. Barbaro, J. A. Caballero, T. W. Donnelly, and I. Ruiz Simo. Charged-current neutrino-nucleus reactions within the superscaling meson-exchange current approach. Phys. Rev. D, 94(9):093004, 2016.
- [45] J. Nieves, I. Ruiz Simo, and M. J. Vicente Vacas. The nucleon axial mass and the MiniBooNE Quasielastic Neutrino-Nucleus Scattering problem. Phys. Lett. B, 707:72–75, 2012.
- [46] R. Acciarri *et al.* Detection of Back-to-Back Proton Pairs in Charged-Current Neutrino Interactions with the ArgoNeuT Detector in the NuMI Low Energy Beam Line. Phys. Rev. D, 90(1):012008, 2014.
- [47] X. G. Lu *et al.* (MINERvA Collaboration). Measurement of final-state correlations in neutrino muon-proton mesonless production on hydrocarbon at $\langle E_\nu \rangle = 3$ GeV. Phys. Rev. Lett., 121(2):022504, 2018.
- [48] K. Abe *et al.* Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector. Phys. Rev. D, 96(9):092006, 2017. [Erratum: Phys.Rev.D 98, 019902 (2018)].
- [49] R. A. Smith and E. J. Moniz. NEUTRINO REACTIONS ON NUCLEAR TARGETS. Nucl. Phys. B, 43:605, 1972. [Erratum: Nucl.Phys.B 101, 547 (1975)].
- [50] J. Nieves, E. Oset, and C. Garcia-Recio. A Theoretical approach to pionic atoms and the problem of anomalies. Nucl. Phys. A, 554:509–553, 1993.
- [51] B. Bourguille, J. Nieves, and F. Sánchez. Inclusive and exclusive neutrino-nucleus cross sections and the reconstruction of the interaction kinematics. JHEP, 04:004, 2021.
- [52] M. Valverde, Jose Enrique Amaro, and J. Nieves. Theoretical uncertainties on quasielastic charged-current neutrino-nucleus cross sections. Phys. Lett. B, 638:325–332, 2006.
- [53] O. Benhar, A. Fabrocini, S. Fantoni, and I. Sick. Spectral function of finite nuclei and scattering of GeV electrons. Nucl. Phys. A, 579:493–517, 1994.
- [54] Omar Benhar and Adelchi Fabrocini. Two nucleon spectral function in infinite nuclear matter. Phys. Rev. C, 62:034304, 2000.
- [55] Roger D. Woods and David S. Saxon. Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering. Phys. Rev., 95:577–578, 1954.
- [56] Yoshinari Hayato and Luke Pickering. The NEUT neutrino interaction simulation program library. Eur. Phys. J. ST, 230(24):4469–4481, 2021.
- [57] L. Alvarez-Ruso *et al.* NuSTEC White Paper: Status and challenges of neutrino–nucleus scattering. Prog. Part. Nucl. Phys., 100:1–68, 2018.
- [58] L. L. Salcedo, E. Oset, M. J. Vicente-Vacas, and C. Garcia-Recio. Computer Simulation of

- Inclusive Pion Nuclear Reactions. Nucl. Phys. A, 484:557–592, 1988.
- [59] H. W. Bertini. Nonelastic interactions of nucleons and pi mesons with complex nuclei at energies below 3 gev. Phys. Rev. C, 6:631–659, 1972.
- [60] V Lyubushkin et al. A Study of quasi-elastic muon neutrino and antineutrino scattering in the NOMAD experiment. Eur. Phys. J. C, 63:355–381, 2009.
- [61] K. Abe *et al.* (T2K collaboration). T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report. 1 2019.
- [62] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell. PROCESSES INVOLVING CHARGED MESONS. Nature, 159:694–697, 1947.
- [63] K. Niu, E. Mikumo, and Y. Maeda. A Possible decay in flight of a new type particle. Prog. Theor. Phys., 46:1644–1646, 1971.
- [64] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration). T2K neutrino flux prediction. Phys. Rev. D, 87(1):012001, 2013. [Addendum: Phys.Rev.D 87, 019902 (2013)].
- [65] T. Fukuda *et al.* First neutrino event detection with nuclear emulsion at J-PARC neutrino beamline. PTEP, 2017(6):063C02, 2017.
- [66] A. Hiramoto *et al.* (NINJA Collaboration). First measurement of $\bar{\nu}_\mu$ and ν_μ charged-current inclusive interactions on water using a nuclear emulsion detector. Phys. Rev. D, 102(7):072006, 2020.
- [67] H. Oshima *et al.* (NINJA Collaboration). First measurement using a nuclear emulsion detector of the ν_μ charged-current cross section on iron around the 1 GeV energy region. PTEP, 2021(3):033C01, 2021.
- [68] H. Oshima et al. Measurements of protons and charged pions emitted from ν_μ charged-current interactions on iron at a mean neutrino energy of 1.49 GeV using a nuclear emulsion detector. Phys. Rev. D, 106(3):032016, 2022.
- [69] C. Giganti (for the T2K Collaboration). T2K (E-11) status and plans for T2K-II (E-65) and Near Detector Upgrade. 30th J-PARC PAC meeting, 2020.
- [70] A. Hiramoto. PhD thesis, Kyoto University, 2021.
- [71] A. Konaka. The Hyper-Kamiokande project. J-PARC Symposium 2019, 2019.
- [72] T. Odagawa *et al.* Momentum reconstruction of charged particles using multiple Coulomb scatterings in a nuclear emulsion detector. Prog. Theor. Exp. Phys., 2022(11):113H01, 2022.
- [73] V. L. Highland. Some Practical Remarks on Multiple Scattering. Nucl. Instrum. Meth., 129:497, 1975.
- [74] G. R. Lynch, and O. I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. Nucl. Instrum. Meth. B, 58:6–10, 1991.

-
- [75] K. Kodama *et al.* Momentum measurement of secondary particle by multiple Coulomb scattering with emulsion cloud chamber in DONuT experiment. Nucl. Instrum. Meth. A, 574:192–198, 2007.
- [76] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration). Momentum measurement by the Multiple Coulomb Scattering method in the OPERA lead emulsion target. New J. Phys., 14:013026, 2012.
- [77] K. Kodama *et al.* A Micro Segment Chamber for the cosmic-ray balloon experiment. Adv. Space Res., 37:2120–2124, 2006.
- [78] S. Takahashi *et al.* Time stamp technique using a nuclear emulsion multi-stage shifter for gamma-ray telescope. Nucl. Instrum. Meth. A, 620:192–195, 2010.
- [79] S. Takahashi *et al.* GRAINE 2015, a balloon-borne emulsion γ -ray telescope experiment in Australia. PTEP, 2016(7):073F01, 2016.
- [80] S. Takahashi, S. Aoki *et al.* (GRAINE Collaboration). GRAINE project, prospects for scientific balloon-borne experiments. Adv. Space Res., 62:2945–2953, 2018.
- [81] H. Rokujo *et al.* Multi-stage shifter for subsecond time resolution of emulsion gamma-ray telescopes. Nucl. Instrum. Meth. A, 701:127–132, 2013.
- [82] H. Rokujo *et al.* First demonstration of gamma-ray imaging using a balloon-borne emulsion telescope. PTEP, 2018(6):063H01, 2018.
- [83] K. Yamada *et al.* First demonstration of an emulsion multi-stage shifter for accelerator neutrino experiments in J-PARC T60. PTEP, 2017(6):063H02, 2017.
- [84] Takahiro Odagawa, Tsutomu Fukuda, Ayami Hiramoto, Hiroaki Kawahara, Tatsuya Kikawa, Akihiro Minamino, Tsuyoshi Nakaya, Osamu Sato, Yosuke Suzuki, and Kenji Yasutome. Design and performance of a scintillation tracker for track matching in nuclear-emulsion-based neutrino interaction measurement. Nucl. Instrum. Meth. A, 1034:166775, 2022.
- [85] A. Ajmi *et al.* Baby MIND detector first physics run. In Prospects in Neutrino Physics, 4 2020.
- [86] K. Abe *et al.* T2K neutrino flux prediction. Phys. Rev. D, 87(1):012001, 2013. [Addendum: Phys.Rev.D 87, 019902 (2013)].
- [87] S. Agostinelli *et al.* GEANT4—a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A, 506:250–303, 2003.
- [88] John Allison *et al.* Geant4 developments and applications. IEEE Trans. Nucl. Sci., 53:270, 2006.
- [89] J. Allison *et al.* Recent developments in Geant4. Nucl. Instrum. Meth. A, 835:186–225, 2016.

-
- [90] T. T. Böhlen, F. Cerutti, M. P. W. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P. G. Ortega, A. Mairani, P. R. Sala, G. Smirnov, and V. Vlachoudis. The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications. Nucl. Data Sheets, 120:211–214, 2014.
- [91] N Abgrall et al. Measurements of Cross Sections and Charged Pion Spectra in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c. Phys. Rev. C, 84:034604, 2011.
- [92] N. Abgrall et al. Measurement of Production Properties of Positively Charged Kaons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c. Phys. Rev. C, 85:035210, 2012.
- [93] N. Abgrall et al. Measurements of π^\pm , K^\pm , K_S^0 , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS. Eur. Phys. J. C, 76(2):84, 2016.
- [94] N. Abgrall et al. Measurements of π^\pm differential yields from the surface of the T2K replica target for incoming 31 GeV/c protons with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS. Eur. Phys. J. C, 76(11):617, 2016.
- [95] D. Rein and L. M. Sehgal. Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production. Annals Phys., 133:79–153, 1981.
- [96] C. Berger and L. M. Sehgal. Lepton mass effects in single pion production by neutrinos. Phys. Rev. D, 76:113004, 2007.
- [97] K. M. Graczyk, J. Żmuda, and J. T. Sobczyk. Electroweak form factors of the $\Delta(1232)$ resonance. Phys. Rev. D, 90(9):093001, 2014.
- [98] C. Berger and L. M. Sehgal. PCAC and coherent pion production by low energy neutrinos. Phys. Rev. D, 79:053003, 2009.
- [99] M. Glück, E. Reya, and A. Vogt. Dynamical parton distributions revisited. Eur. Phys. J. C, 5:461–470, 1998.
- [100] A. Bodek, and U. K. Yang. Modeling neutrino and electron scattering cross-sections in the few GeV region with effective LO PDFs. AIP Conf. Proc., 670(1):110–117, 2003.
- [101] K. Niwa *et al.* Auto scanning and measuring system for the emulsion chamber. In Proc. Int. Cosmic Ray Symp. High Energy Phenomena, page 149, 1974.
- [102] S. Aoki, K. Hoshino, M. Nakamura, K. Niu, K. Niwa, and N. Torii. The Fully Automated Emulsion Analysis System. Nucl. Instrum. Meth. B, 51:466–472, 1990.
- [103] 中野敏行. 原子核乾板の自動解析. PhD thesis, 名古屋大学, 1997.
- [104] K. Morishima and T. Nakano. Development of a new automatic nuclear emulsion scanning system, S-UTS, with continuous 3D tomographic image read-out. J. Instrum., 5:P04011, 2010.
- [105] M. Yoshimoto, T. Nakano, R. Komatani, and H. Kawahara. Hyper-track selector nuclear

-
- emulsion readout system aimed at scanning an area of one thousand square meters. Prog. Theor. Exp. Phys., 2017(10):103H01, 2017.
- [106] T. Fukuda, S. Fukunaga, H. Ishida, K. Kodama, T. Matsuo, S. Mikado, S. Ogawa, H. Shibuya, and J. Sudo. Automatic scanning of nuclear emulsions with wide-angle acceptance for nuclear fragment detection. JINST, 8:P01023, 2013.
- [107] T. Fukuda *et al.* Automatic track recognition for large-angle minimum ionizing particles in nuclear emulsions. J. Instrum., 9(12):P12017, 2014.
- [108] T. Matsuo, H. Shibuya, S. Ogawa, T. Fukuda, and S. Mikado. Large angle tracking and high discriminating tracking in nuclear emulsion. Radiat. Meas., 83:41, 2015.
- [109] H. Ishida *et al.* Study of hadron interactions in a lead-emulsion target. PTEP, 2014(9):093C01, 2014.
- [110] T. Toshito *et al.* Charge identification of highly ionizing particles in desensitized nuclear emulsion using high speed read-out system. Nucl. Instrum. Meth. A, 556:482–489, 2006.
- [111] Y. Suzuki, T. Fukuda, H. Kawahara, R. Komatani, M. Naiki, T. Nakano, T. Odagawa, and M. Yoshimoto. Wide angle acceptance and high-speed track recognition in nuclear emulsion. PTEP, 2022(6):063H01, 2022.