

ニュートリノ振動実験 OPERA におけるタウ
ニュートリノ事象の運動力学的解析と
 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ 振動の検証

名古屋大学理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻 F 研究室

中塚裕司

2015年2月26日

概要

ニュートリノ振動は標準理論では質量を持たないとされる電子 (ν_e)、ミュー (ν_μ)、タウ (ν_τ) の 3 種類あるニュートリノが、質量を持つ場合に互いにある確率で移り変わる事象である。理論的にその存在が予言されて以来、実験的には特定種のニュートリノの減少としてその兆候が捉えられてきたにすぎず、振動で現れる異種のニュートリノをとらえ、ニュートリノ質量の有無に明快な答えを与えることが待ち望まれていた。

OPERA 実験は加速器により生成した平均エネルギー 17 GeV の ν_μ ビームを用い、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動から生じる ν_τ の反応をとらえ、ニュートリノ振動現象の有無に最終的な答えを与える国際共同実験である。はがきサイズの原子核乾板 57 枚と 1mm 厚の鉛板 56 枚を交互に重ねた Emulsion Cloud Chamber (ECC) を総計 15 万個使用し、 ν_τ 反応から出る短寿命の τ 粒子の崩壊を原子核乾板のサブミクロンの位置分解能で幾何学的に捕らえ、ECC の特徴を生かして運動力学的な解析を行うことにより ν_τ 反応の同定を行う。

私は、 ν_τ 事象同定にとって重要な運動力学的解析に関する研究を行った。運動力学的解析は、反応点から τ 粒子以外のレプトンが発生していないことの確認、崩壊の横向き運動量の測定や τ 粒子と一次粒子の運動量バランスの測定等による τ 粒子崩壊の同定であり、このために運動量測定、ハドロンの二次反応の検出によるハドロン同定ならびに電磁シャワーの検出による電子・ γ 線同定を ECC 中で行う必要があるが、反応が起こった ECC の情報だけでは限界があり、複数の ECC をつなげて解析を行う必要があった。

OPERA は宇宙線の少ない地下で行う実験であるため、ECC 間の位置合わせに用いる事ができる貫通飛跡が存在せず、過去の原子核乾板を用いたニュートリノ実験と比べて新しい手法の開発が必要であった。私は、反応点を同定する際に用いられた、二つ以上の ECC を貫通した飛跡を用いて、ECC 間の位置ずれ・角度ずれなどの定量的な評価を行い、接続のパラメーターの許容範囲を決定した。また重要な反応を解析するために地下で現像された ECC への接続に関しても研究を行い、検出した飛跡に対する位置、角度、濃度への制限の最適化を行った。このことにより系統的な原子核乾板飛跡の ECC 間接続の手法を確立した。

またこの接続手法により、電子的検出器のみで行っていたミューオン同定を、飛跡を複数 ECC に接続してより詳細なハドロン/ミューオンの区別をできるようにしたことで、 ν_τ の背景事象として最大のチャーム事象由来の背景事象を 40% 低減させることを可能とした。

これらの手法を用いて崩壊事象解析に取り組み、反応点同定と崩壊事象探索を終えた 4685 事象の内これまでに 4 例の ν_τ 事象同定を行った。特に第 4 ν_τ 事象においては開発した手法が重要な働きをし、一次粒子の 10ECC にわたる飛跡接続によりハドロン同定をした上で ν_τ 事象である事の確定を行った。この 4 例の ν_τ 事象検出により、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の検出を 4.2 σ の統計的有意性で立証することを可能とした。

目次

概要	i
第 1 章 序章	1
1.1 ニュートリノ振動	1
1.1.1 ニュートリノ	1
1.1.2 ニュートリノ振動	3
1.2 原子核乾板とニュートリノ振動	4
1.2.1 原子核乾板とは	4
1.2.2 暗黒物質候補としてのニュートリノ	6
1.3 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 直接検出のモチベーションと意義	10
1.4 本論文のアウトライン	11
第 2 章 OPERA 実験	12
2.1 CNGS ビーム	12
2.2 OEPRA 検出器	14
2.2.1 構成	14
2.2.2 OPERA フィルム	16
2.2.3 Target Tracker	18
2.2.4 スペクトロメーター	19
2.3 ニュートリノ反応のトリガー	20
第 3 章 崩壊事象探索と ν_τ 認定条件	24
3.1 反応点同定	24
3.1.1 ECC の選定と CS 解析	24
3.1.2 飛跡の読み取り	25
3.1.3 Scan Back	28
3.1.4 NETSCAN	29
3.2 崩壊トポロジー探索	31
3.3 運動力学的条件	34

3.4	背景事象	39
3.4.1	ハドロン二次反応	39
3.4.2	チャーム背景事象	40
3.4.3	ミューオン大角度散乱	43
第4章	運動力学的解析の手法	45
4.1	ECC 内での運動力学的解析	45
4.1.1	運動量測定	45
4.1.2	粒子同定の方法	48
4.1.3	Track Follow Down	49
4.2	ECC 間の飛跡接続	53
4.2.1	Scan Back における ECC 間接続データ	53
4.2.2	実際の手順 1. CS スキャンによる飛跡接続	56
4.2.3	実際の手順 2. ECC への直接飛跡接続	58
4.2.4	地下現像 ECC での飛跡探索	63
4.2.5	接続の具体例	68
第5章	崩壊事象解析	69
5.1	ν_τ 事象	69
5.1.1	第1事象	69
5.1.2	第2事象	71
5.1.3	第3事象	74
5.2	第4 ν_τ 事象解析の詳細	77
5.2.1	トポロジーと飛跡解析	77
5.2.2	一次飛跡の TFD	79
5.2.3	運動力学的解析	85
5.3	ν_τ 事象の TFD のまとめ	86
第6章	振動検出の有意性の計算	88
6.1	モンテカルロシミュレーション	88
6.2	チャーム粒子崩壊の測定	88
6.3	検出効率の見積もりとシグナル、背景事象数の期待値	90
6.4	有意性の計算	92
第7章	結論	96
謝辞	97
参考文献	98

第 1 章

序章

1.1 ニュートリノ振動

1.1.1 ニュートリノ

ニュートリノが物理学の歴史で初めて姿を現したのは、 β 崩壊の研究においてであった。放射性原子核が β 崩壊する時に放出する電子は連続的なエネルギースペクトルを持ち、観測される粒子のみではエネルギー保存則を説明できなかった。パウリは 1931 年に中性の非常に軽い粒子が電子と共に放出されているとの仮説を立て、この粒子が見かけ上失われたエネルギーを持ち去っていると説明した [1]。

$$n \rightarrow p + \bar{\nu} + e^{-} \quad (1.1)$$

1933 年、Fermi が β 崩壊の理論付けを行い、その中でこの未知の粒子をニュートリノという名前で導入した。[2] このニュートリノは物質とまれにしか反応せず、観測するのが困難であった。Rines は 1953 年原子炉核分裂反応から生成されたニュートリノの検出を試みた。検出器として液体シンチレーターを光電子増倍管で囲んだものを用い、液体シンチレーター中で起こった反応から出てくる中性子と陽電子のシグナルの時間相関を用いて、ニュートリノの反応を捉えることに成功した [3]。

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^{+} + n \quad (1.2)$$

これにより、ニュートリノの存在が初めて実験的に示された。またニュートリノと電子は対になって現れ、レプトンというグループに属するとされた。

当時ニュートリノの種類は一つだけだと思われていたが、1962 年にブルックリンヘブン研究所の加速器を用いて、レーダーマンらは $\pi \rightarrow \mu + \nu$ 崩壊からニュートリノを作り出し、スパークチェンバーを用いてその反応を測定する実験を行った [4]。この実験は π 崩壊から生じるニュートリノと β 崩壊による生じるニュートリノに違いがあるのかを確認するものであった。実験結果では、 π 崩壊によって生じるニュートリノの反応では電子ではなくミュー粒子が生成されることが発見され、電子ニュートリノとは異なるものであることが確認された。これは、

世界で初めてミュー型のニュートリノ、 ν_μ の検出であった。

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p \tag{1.3}$$

このことによりニュートリノには、電子とペアになる ν_e 、またミューオンとペアになる ν_μ 二種類があると確認された。

1975年にはアメリカ SLAC 国立加速器研究所において、線形加速器を用いた電子・陽電子衝突から最も重いタウレプトンが発見された [5]。

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \tag{1.4}$$

タウレプトンと対になる ν_τ の存在が予想されたが、その実験的証明は短寿命タウレプトンを捉える必要があり難しく、後述する DONUT 実験において世界で初めて ν_τ の検出が確認された。(名古屋大学、丹羽ら 2001年) [6]。これにより、3世代目までのニュートリと荷電レプトンの存在が示された。

現在の素粒子標準模型では、レプトンは二重項三代 (ν_e, e), (ν_μ, μ), (ν_τ, τ) から成り立っているとされる。ニュートリノはスピン 1/2 で電荷 0 であり、弱い相互作用により物質と反応する。ニュートリノ反応の種類には W^\pm ボソンを交換する Charge Current 反応 (CC 反応) と、 Z^0 ボソンを交換する Neutral Current 反応 (NC 反応) がある (図 1.1)。

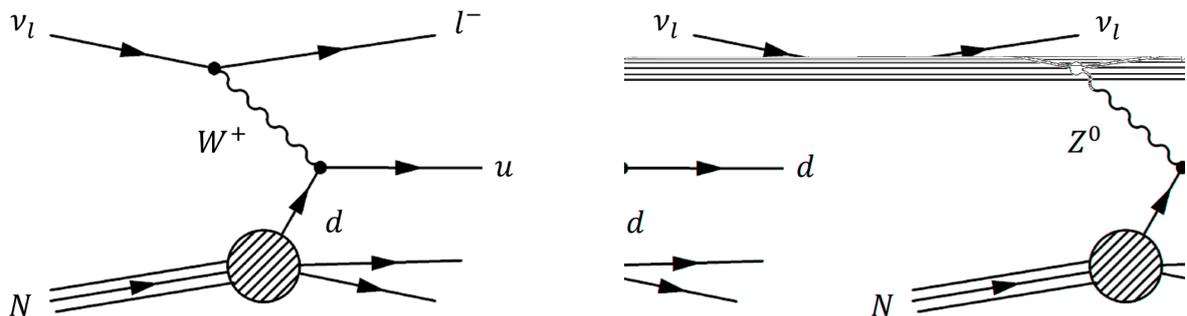


図 1.1 左：CC カレント反応。右：NC カレント反応。

反応の前後において世代ごとに設定されるレプトン数 ($\nu, l^- = 1, \bar{\nu}, l^+ = -1$) は保存される。

標準模型を構成する電弱統一理論と量子色力学はゲージ理論を基礎にしており、強い相互作用を媒介するゲージ粒子であるグルーオンは 1979 年に、弱い相互作用を媒介するゲージ粒子である Z^0 と W^\pm は 1983 年に発見された [7]。1990 年代での CERN LEP 実験において、 e^-, e^+ 円周型加速器衝突によって生成される Z^0 粒子の性質を調べる実験が行われた。 Z^0 粒子はクォークもしくはレプトンの対に崩壊できるので、その崩壊事象からの生成粒子を調べることにより、素粒子の世代数を調べるができる。

$$e^- + e^+ \rightarrow Z \rightarrow \begin{matrix} q + \bar{q} \\ l + \bar{l} \\ \nu + \bar{\nu} \end{matrix} \tag{1.5}$$

その結果、 Z^0 粒子の質量 $91.2 \text{ GeV}/c^2$ の半分以下の範囲では、新たな4世代目のクォーク、レプトンは発見されなかった。ニュートリノは検出器を素通りしてしまうが、 Z^0 の全崩壊幅 Γ_Z を調べることにより、ニュートリノの世代数を調べることができる。これにより、質量 $\sim 45 \text{ GeV}/c^2$ 以上のはるかに重いニュートリノがなければニュートリノの世代数も3であるとされた [8]。

またニュートリノ質量の上限値が、質量の直接測定を行う実験によって与えられている。トリチウム β 崩壊における電子のエネルギー分布終端点の測定から、 $m_{\nu_e} < 2.3 \text{ eV}/c^2$ が得られている [9]。他にも $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ 崩壊におけるミューオンの運動量測定により、 $m_{\nu_\mu} < 0.17 \text{ MeV}/c^2$ が測定されており [10]、またタウレプトンの π 中間子 $+\nu_\tau$ への崩壊においての測定から $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}/c^2$ の上限値が得られている [11]。

宇宙論において背景放射、銀河団の質量ゆらぎの観測データからニュートリノへの質量制限があり、 $m_\nu < 0.44 \text{ eV}/c^2$ である [12]。

ニュートリノは宇宙線や加速器、また太陽、地球内部由来のものが検出されており、1987年には神岡鉱山のカミオカンデによって、超新星爆発からのニュートリノが検出された [13]。またニュートリノは宇宙論から予測される暗黒物質の候補でもあった。後述する CHORUS 実験は、ニュートリノ質量問題と、暗黒物質の謎の問題に回答を与えるような意図でデザインされた実験だった。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動の理論は1962年、牧・中川・坂田らによって立てられた [14]。これは Pontecorvo による $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ 混合の理論 [15] の発展として、ニュートリノの弱い相互作用における固有状態（香りの固有状態、 ν_e, ν_μ, ν_τ ）と、質量固有状態（ ν_1, ν_2, ν_3 ）に違いがあるときに、ニュートリノ間に混合が起きるという予想である。ニュートリノレプトン間の混合を表すものは PMNS 行列（Pontecorvo Maki Nakagawa Sakata Matrix）であり、以下のような 3×3 のユニタリ行列である。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

またこの行列は3つに分解して書くと、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

と表される。

ここで $s_{12} = \sin \theta_{12}$, $c_{12} = \cos \theta_{12}$ 等であり、2種類間のニュートリノ混合角に対応している。 δ は CP 対称性を破る項である。

2世代間の混合を考えると、

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{23} & s_{23} \\ -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

である。今、質量固有状態を平面波で表して、その時間発展を考えると

$$|\nu_{2(x,t)}\rangle = |\nu_{2(0,0)}\rangle \exp\left(\frac{-i(E_2t - px)}{\hbar}\right) \quad (1.9)$$

となる。

時刻 $t=0$ で弱い相互作用の状態 ν_μ で発生したニュートリノの t 秒後の時間発展を ν_1, ν_2 の重ね合わせとして表現すると

$$|\nu_{\mu(t,x)}\rangle = |\nu_{2(0,0)}\rangle \exp\left(\frac{-i(E_2t - px)}{\hbar}\right) \cos\theta_{23} + |\nu_{3(0,0)}\rangle \exp\left(\frac{-i(E_2t - px)}{\hbar}\right) \sin\theta_{23} \quad (1.10)$$

ν_τ も同様に考えることができる。時刻 t で、ニュートリノが ν_τ として検出される確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = |\langle \nu_{\tau(0,0)} | \nu_{\mu(t,x)} \rangle|^2 \quad (1.11)$$

であるので、

$$= \sin^2\theta_{23} \cos^2\theta_{23} |1 - \exp(-it(E_2 - E_3)/\hbar)|^2 \quad (1.12)$$

となる。ニュートリノのエネルギーは $|pc| \gg mc^2$ を仮定して、

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \simeq pc + \frac{m^2c^4}{2pc} \quad (1.13)$$

と近似することができる。よって

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{m_2^2 c^4 - m_3^2 c^4}{4pc\hbar c} ct \quad (1.14)$$

$$= \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{23}^2 [eV^2] \frac{L[km]}{E[GeV]} \right) \quad (1.15)$$

となる。

二世代間のニュートリノ振動確率は、ニュートリノエネルギー $E[GeV]$ と飛行距離 $L[km]$ に依存し、振動角 θ_{23} と質量二乗差 $\Delta m_{23}^2 = |m_2^2 - m_3^2|$ は一定の値を持つ。

1.2 原子核乾板とニュートリノ振動

1.2.1 原子核乾板とは

原子核乾板は荷電粒子の通過した後を、飛跡として記録する写真フィルム的一种である。臭化銀 $AgBr$ の結晶をゼラチンに混ぜ合わせ乳化させ、その乳剤をベースとなる物質（プラス

チック等)に塗布して使用される。原子核乾板は現像工程により、荷電粒子によってイオン化された乳剤中の臭化銀結晶が銀の粒になり、約 $\sim 1\mu\text{m}$ 弱の大きさとなって光学的に観察することができるようになる。原子核乾板の乳剤は最少電離粒子に感度を持ち、例えば β 線の飛跡はその筋道に沿って銀の粒の並びが記録され、 α 線の飛跡に対しては濃い一本の線が記録される。図1.2に乳剤に写った荷電粒子飛跡の写真を示す。

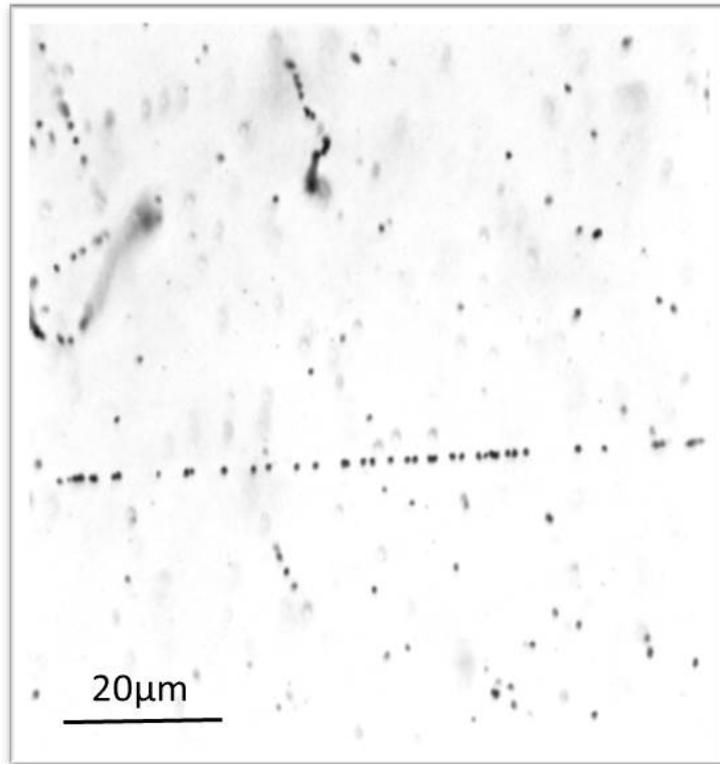


図 1.2 原子核乾板に写った荷電粒子の飛跡。粒子の通った跡に沿って銀の粒が並び、3次元的な飛跡として記録される。左上に写る曲がった飛跡は環境放射能からの γ 線によるコンプトン電子の飛跡である。またランダムに生じる銀の粒もあり、これはフォグと呼ばれる。

ヨーロッパで開発されたこの原子核乾板は、素粒子物理学における崩壊事象の発見において業績を上げてきた。イギリスのパウエルは1947年に宇宙線を照射した原子核乾板の観察を行い、その中で $\pi \rightarrow \mu$ 崩壊事象を発見した[16]。これは1935年に発表された湯川による π 中間子論、1942年に発表された坂田による $\pi \rightarrow \mu$ 崩壊を予言した2中間子論を裏付ける発見になった。

1960年代の宇宙線実験において、高エネルギーの一次宇宙線の衝突によって生じる中間子の多重発生の研究のために、原子核乾板と板状物質を層構造にしたECC(Emulsion Cloud Chamber)が使用された。ECCを用いることで、電磁カスケードシャワーの発達や多重電磁散乱の様子を飛跡として捉えることができるようになる。名古屋大学の丹生らはこのECCを

用いて山頂や、航空機に積載して測定する高エネルギー宇宙線の研究を行い、中間子多重発生の研究を行った。プラスチックのベースの両面に乳剤を塗布することによって、現像時の飛跡のゆがみの影響を受けずに、位置、角度の測定が行えるような工夫も行った。

丹生は1971年に上記の航空機積載のECCの解析において、高エネルギー宇宙線反応の中に短寿命 10^{-12} s ほどで崩壊する粒子を見つけた [17]。この発見は、当時坂田学派の提唱する名古屋模型に組み込まれていた4つ目の基本粒子であるという指摘が小川によってなされ [18]、丹生はこの新粒子をX粒子と命名し、当時まだ未発見であった第4のクォーク（現在のチャームクォーク）であると発表した。さらに他の研究グループでの原子核乾板実験で、それまでに蓄積されていた宇宙線事象を調べ直し、計20個ほどのチャーム事象を集めた。その後チャームクォークは1974年に加速器実験の中で J/ψ 粒子として確認された [19]。これ以降原子核乾板の技術を用いた実験はチャーム等の短寿命粒子の崩壊事象を調べる研究に、さらに加速器を用いたニュートリノ振動実験に発展していった。

1.2.2 暗黒物質候補としてのニュートリノ

原子核乾板を用いたニュートリノ実験の始まりとして、1970年代終わりに Fermi Lab (FNAL) で加速器ニュートリノビーム実験 E531 が行われた。それまでの原子核乾板による解析で、チャーム中間子寿命の推定が行われていたが、(現在の $D^0 : (0.3 \sim 0.4) \times 10^{-12}$ s, $D^\pm : (1 \sim 1.5) \times 10^{-12}$ s と見積もられていた [20])、E531 では加速器によるニュートリノ反応でチャーム粒子を生成し、その寿命を精密に測定することが目的であった。加速器によるビームでチャーム粒子を生成する場合、弱い相互作用によるクォークの転換でチャーム生成確率が大きく、さらに反応以外の飛跡を残さないニュートリノビームが適しているとして採用された。

ニュートリノの反応断面積の小ささを補うために、大量の標的物質、原子核乾板と、解析のために後方に電子検出器によるカウンターを組み合わせて使用した (図 1.3)。350GeV のプロトンを用いた平均 $22\text{GeV}/c$ の ν_μ ビームを用い、1979-1981 年間のデータ取得を行った。得られたニュートリノ反応の中で、3886 ニュートリノ事象を解析し、チャームクォークを含む粒子、 $D^0, D^+, D_s, \Lambda_c^+$ を 105 個同定した。その飛程と運動量を測定することにより、 D^\pm 寿命 $(11.1_{-2.9}^{+4.4}) \times 10^{-13}$ s、 D^0 寿命を $(4.3_{-0.5-0.2}^{+0.7+0.1}) \times 10^{-13}$ s と測定することに成功した [21]。

またこの実験の副産物として $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動探索が行われた [22]。原子核乾板でチャーム事象とよく似たタウの崩壊事象を探ることによって、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動へのアッパーリミット $O(10^{-3})$ を得た。図 1.4 に振動の探索領域を示す。

イスラエルの H. Harari が 1988 年にタウニュートリノが質量 $1-100eV^2$ を持てば暗黒物質の候補になるとの考えを示し、E531 を拡大した実験を提案した [23]。それを受けて立案されたのが、原子核乾板を用いた本格的なニュートリノ振動実験、CHORUS 実験 (CERN Hybrid Oscillation Research Apparatus) である。暗黒物質となりうる質量領域 $\Delta m^2 \sim 1-10eV^2$ におけるニュートリノ振動検出を狙ったものであり、ニュートリノ質量の証明と暗黒物質探索



図 1.3 E531 実験検出器の模式図。原子核乾板による標的部分と、後方に電子的検出器を組み合わせ、ニュートリノ反応の解析を行う。

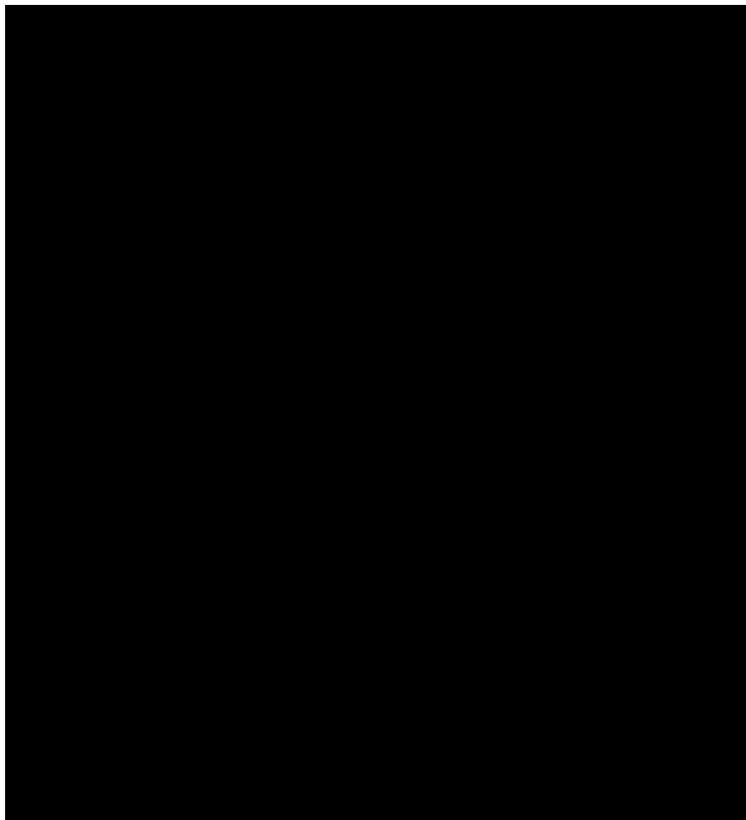


図 1.4 E531 実験で行った $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ へのニュートリノ振動の探索領域。

を同時に狙った野心的な実験であった。短基線（ $\sim 1000\text{m}$ ）平均エネルギー 27GeV での ν_μ ビームを用い、1994 年から 1997 年までデータ取得が行われた。

E531 と同じく標的には原子核乾板と、後方に電子的検出器を配置したハイブリッド構成であり、CERN SPS からの ν_μ を 770kg の原子核乾板標的で受け止めた（図 1.5 図 1.6）。この実験では大量のニュートリノ事象を解析し、約 $170,000$ 反応点の同定に成功したが、 ν_τ のシ

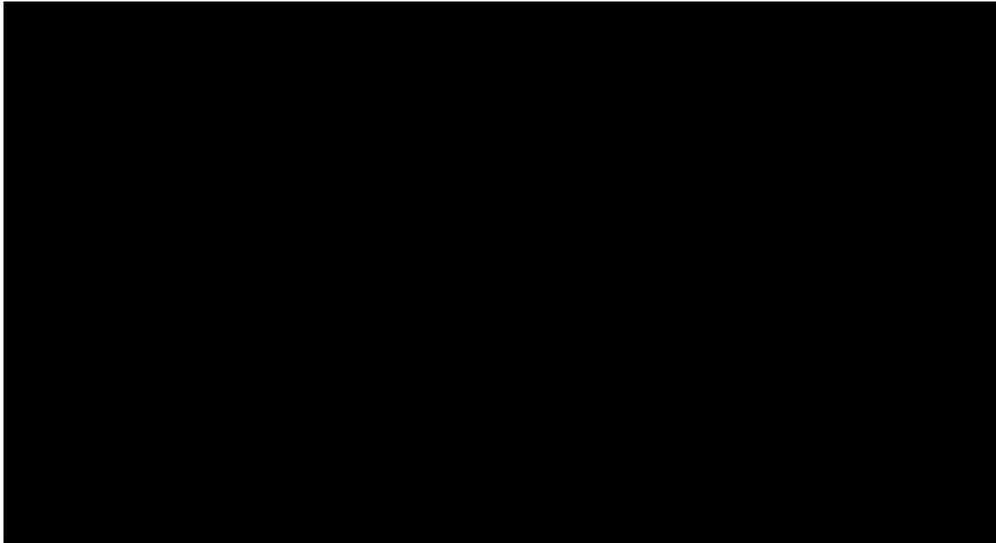


図 1.5 CHORUS 実験の検出器概略図。



図 1.6 検出器原子核乾板の標的部分と後方のファイバートラッカー。

ゲナルは得られず、 $\Delta m_{23}^2 \sim 1$ 領域での振動角に $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} > 6.8 \times 10^{-4}$ の制限を付け暗黒物質としてのニュートリノの可能性をほぼ否定した [24]。大量のニュートリノ反応を原子核乾板中からスキャンするために、初めて本格的に自動飛跡解析装置が活用された [25]。これは従来の目視での飛跡確認からの飛躍であった。

一方 1990 年代に行われた大気ニュートリノの測定で、宇宙線により生成された ν_μ の欠損が観測された。宇宙から地球に一様に降ってくる一次宇宙線は、大気中の原子核と衝突し、二次宇宙線を作る。生成された中間子の崩壊 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ 、また $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ 等によりニュートリノが生成される。

1998 年に Kamiokande をスケールアップした Super-Kamiokande (SK) 検出器はこの大気ニュートリノのフラックスを測定し、二種類のニュートリノの比の値 $R = \nu_\mu/\nu_e$ の期待値からの減少を確認した。また ν_μ の減少量の天頂角依存性を調べてみると、ニュートリノの飛

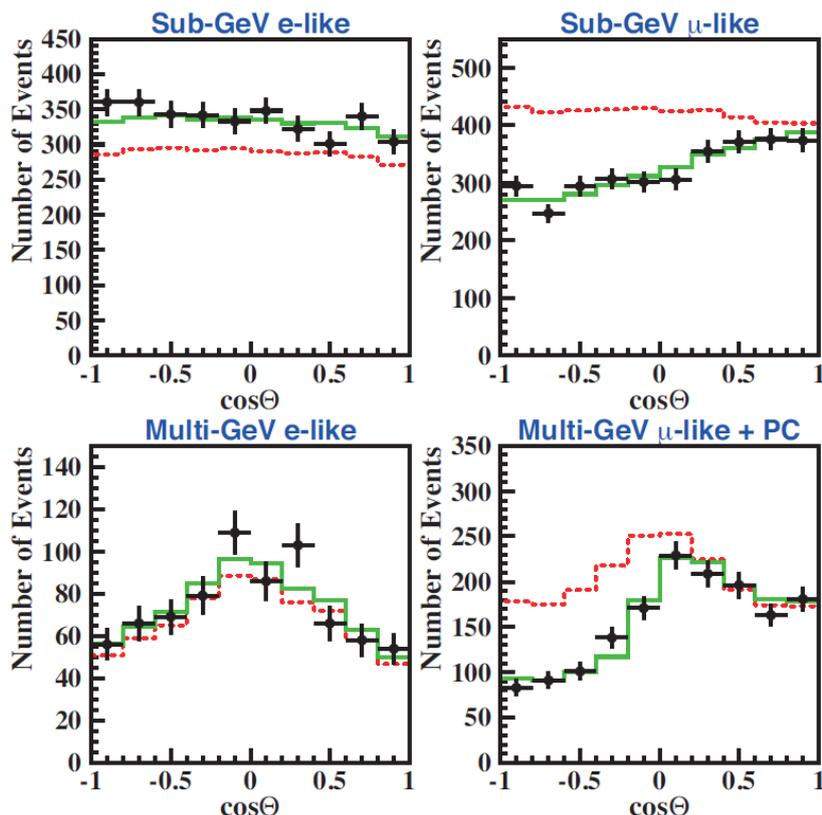


図 1.7 SK で観測された大気ニュートリノ事象。黒点はデータプロットであり、左は電子、右はミューニュートリノと分類された事象の天頂角分布を示す。緑は振動を仮定したときの Best Fit 値における分布の期待値。赤線は振動を仮定しないときの予想分布を示す。PDG2014 より。

行距離によって減少の割合が変わっていることが判明した（図 1.7）。これらの結果がニュートリノ振動によるものとする、ニュートリノの振動確率の飛行距離とエネルギーによる依存性を見ていると解釈できる。このことからニュートリノ振動のパラメータが $\sin^2 \theta_{23} > 0.82$ 、 $5 \times 10^{-4} < \Delta m_{23}^2 < 6 \times 10^{-3} eV^2$ ($C.L.90\%$) と推論された [26]。また観測している電子ニュートリノに増加が見られないことから、振動であれば主要なモードは $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ であると推定された。CHORUS 実験において振動のシグナルが得られなかったことは、SK での振動パラメータを考慮すると納得できる結果であった。

一方、1996 年に原子核乾板によるタウニュートリノ検出のための DONuT 実験が Fermi Lab (FNAL) で行われた。それまでに捉えられていなかったタウニュートリノの存在を示すとともに、これまで行われてきた $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動実験で確かに原子核乾板にタウニュートリノ検出の能力があることを示す実験でもあった。標的鉄プレートと、原子核乾板を層構造にした ECC を用いて、高エネルギーの 800GeV のプロトンビームをタングステン標的に当てて D_S 粒子を生成し、そこから崩壊する ν_τ を検出する。検出器の全体構成図を図 1.8 に示す。

1997 年からデータ取得を行い、2001 年、世界で初めてタウニュートリノ検出を報告した [27]。図 1.9 に原子核乾板で捉えたタウニュートリノ事象の一例を示す。

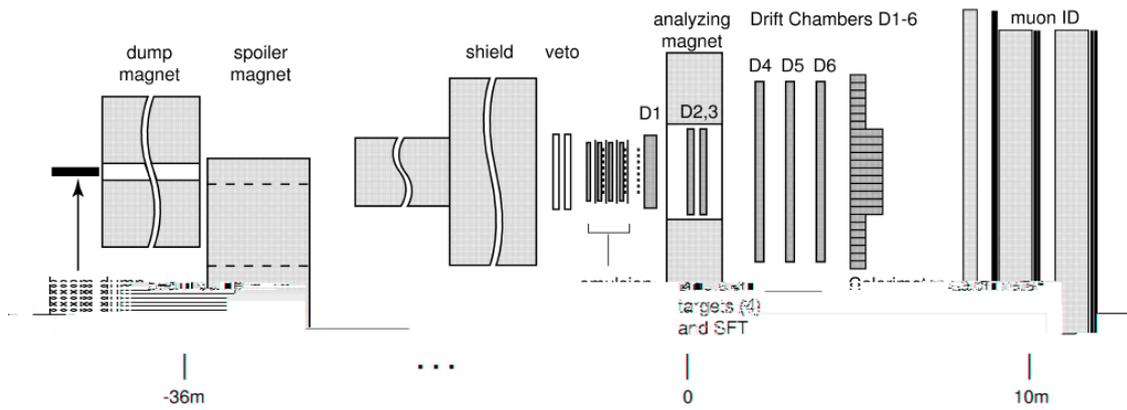


図 1.8 DONuT 実験の検出器構成。

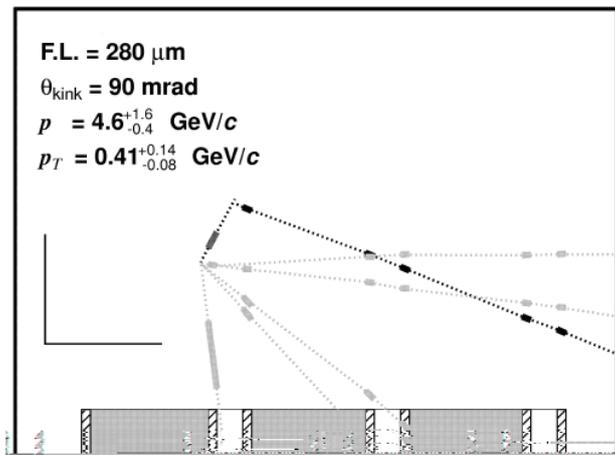


図 1.9 DONUT 実験で得られたタウニュートリノ事象の一例。タウレプトンの崩壊による折れ曲がりを ECC で捉えることに成功した。

技術的な重要点として、大量の貫通 μ ビームの中から反応点を探し出すために進化した高速飛跡読み取り装置 UTS [28] と、飛跡データからニュートリノ反応点を再構成するためのソフトウェア技術 NET SCAN 法の開発、実用化 [29] が行われた。1990 年代以前は原子核乾板の解析は、人間の目視によるものが主だったが、これ以降飛跡を自動認識する読み取り技術が確立し、大量の原子核乾板を短時間の内に解析可能となった。

この実験により、原子核乾板によってタウニュートリノ検出の能力があることが確認された。

1.3 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 直接検出のモチベーションと意義

これまでの原子核乾板ニュートリノ実験をまとめると、E531 実験においてニュートリノ反応を捉えてチャーム短寿命粒子の測定を行い、DONUT 実験ではタウニュートリノの検出に成功した。また CHORUS 実験では暗黒物質探索としての短基線 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の探索を行った。それは未検出に終わったが、SK での大気 ν_μ 欠損の報告を受けて名古屋大学 F 研究室

を中心とするグループは長基線の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ により出現するタウニュートリノの検出実験を立案した。2000年にプロポーザルが提出され [30]、この実験は OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) と名前を付けられた。アジア、ヨーロッパの国々 13 か国、37 研究機関が参加する国際共同実験として実験の準備が進められ、2008年よりビーム照射が開始された。2010年に OPERA は第1タウニュートリノ反応を検出し [31]、世界で初めて振動により生じたニュートリノを捉えることに成功した。現在までに4個のタウニュートリノ事象検出を報告している [32]。

近年 SK での大気ニュートリノ測定において ν_τ 事象の検出が報告された [33]。しかし水チェレンコフ型検出器でタウレプトン崩壊を検出するのは難しく、低い S/N 比での統計的な手法による同定にとどまっている。OPERA によるタウニュートリノ出現の検出は、大気ニュートリノ欠損の理由が予測通りのニュートリノ振動によるものかどうかの確証を与え、現在のニュートリノ振動理論の枠組みに必要な不可欠な保証を与えるものである。

1.4 本論文のアウトライン

この論文において OPERA におけるタウニュートリノの運動学的解析と $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の検証について述べる。

第2章で OPERA の概要と、ニュートリノビーム、検出器構成の説明を行う。

第3章でニュートリノ反応の同定方法とタウニュートリノ事象同定のための運動学的要請を述べる。

第4章では私が中心になって行った運動学的解析と粒子同定の手法研究の説明をする。

第5章では、タウニュートリノ事象の解析を、第6章では物理結果のまとめ、振動の有意性の計算を行う。

第7章において本論文のまとめを述べる。

第 2 章

OPERA 実験

2.1 CNGS ビーム

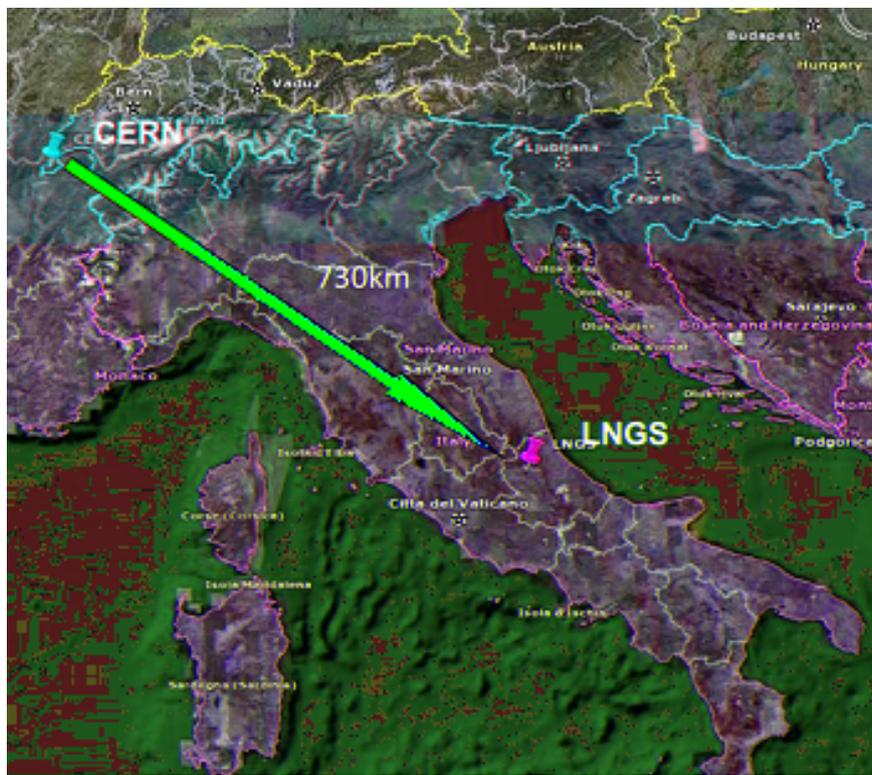


図 2.1 CERN と LNGS の地図上の位置。

OPERA 実験ではタウレプトンを生成させるために高いエネルギー（閾値 $3.5\text{GeV}/c$ 以上）のニュートリノビームが必要であった。この要求を満たすためにニュートリノビーム源として CERN SPS 加速器と、長基線による振動確率をかせぐめに検出器設置場所は約 730km 離れたイタリア・グランサッソ研究所（LNGS）が選定された。この提案は CERN 及び LNGS に承認され、CNGS（Cern Neutrinos to Gran Sasso）ビームラインが建設された [34]。図 2.1 に、両者の地図上の位置を示す。

ニュートリノビームは、SPS 加速器において加速されたエネルギー 400GeV のプロトンより生成される。加速されたプロトンは 840m のビームラインでカーボンの標的に導かれ、ハドロン生成反応を起こす。生成された K/π 中間子はホーンとリフレクターにより、プラス電荷のものが LNGS の方向にそろえられる。これらは 1000m の真空パイプ内で ν_μ 、 μ^+ に崩壊する。ハドロンはストッパーにより吸収され、ミュオンとニュートリノのみが LNGS へ向けて放たれる。(図 2.2、図 2.3)。ミュオンは下流 500m の岩石に完全に吸収され、また 2 つのミュオン検出器基地によりモニターされてニュートリノビームのプロファイルと強度の測定を可能にしている。タウニュートリノの源である D_s 粒子は寿命が短く、また崩壊時の横向き運動量が大きいため、LNGS でのタウニュートリノの混入は無視できる ($\nu_\tau CC/\nu_\mu CC \sim 10^{-7}$)。CNGS の 1 サイクル 6 秒の中で 10.5μ 秒間の SPS 取り出し (2.4×10^{13} プロトン) が 50m 秒間隔を空けて 2 回行われる。

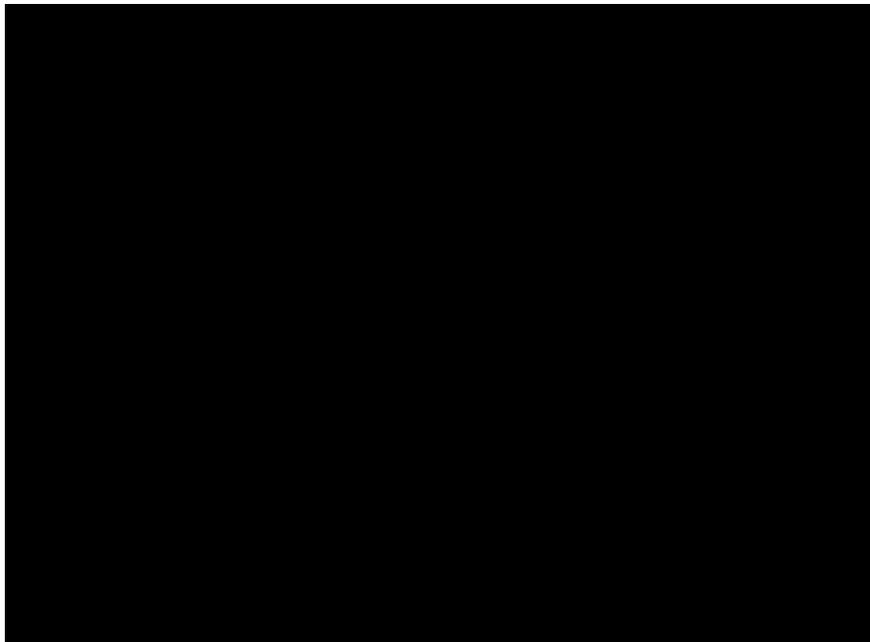


図 2.2 CERN 地下における CNGS ビームライン。

ニュートリノエネルギーは検出器においてのタウレプトン生成確率 (高エネルギー) とニュートリノ振動確率 (低エネルギー) の兼ね合いによって決められる。図 2.4 にエネルギースペクトルと LNGS における振動確率 $\times \nu_\tau CC$ 反応断面積を示す。ビームの平均エネルギーは 17GeV であり、LNGS における $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動確率は $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3}$, $L = 730km$, $E_{\nu_\mu} = 17GeV/c$ において $\sim 1.7\%$ である。またそこでのニュートリノビームの広がり $\sigma \sim 1km$ である。

LNGS における ν_μ 以外のビーム構成は、 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu \sim 2.1\%$ 、 $(\nu_e + \bar{\nu}_e)/\nu_\mu \sim 0.9\%$ 、である。図 2.5 に各ニュートリノフラックスのエネルギー強度分布を示す。

プロポーサルでは 5 年間で 22.5×10^{19} の POT を要求し、 ν_τ 検出に必要なニュートリノ反応数は 10k 事象のオーダー、標的の質量は kton が必要である。



図 2.3 ニュートリノビーム生成の模式図。

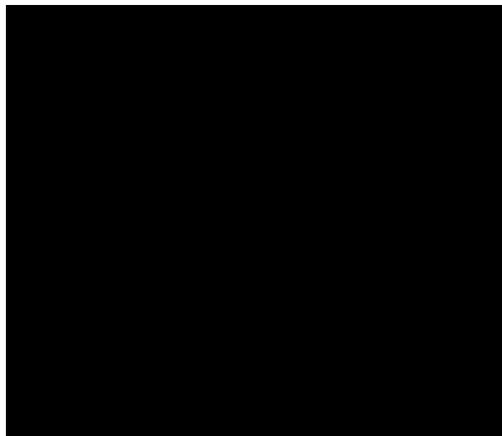


図 2.4 LNGS におけるエネルギーの関数として見たときに予想される ν_τ フラックスと振動確率 $\times \nu_\tau$ CC 反応断面積の分布。

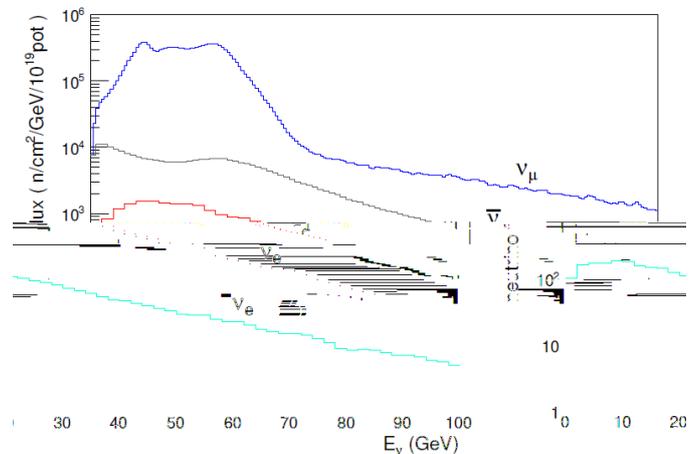


図 2.5 LNGS における各ニュートリノフラックスのエネルギー強度分布。

2.2 OEPR A 検出器

2.2.1 構成

OPERA 検出器 [35] は LNGS の地下 1400m にある実験場に設置されている。そこでの宇宙線ミュオンのフラックスは地上の約 10^{-6} 倍であり、原子核乾板に蓄積される宇宙線を極力おさえることができる。検出器に求められる要件は、ニュートリノ反応を大統計で得るための kton 標的と、タウレプトン同定のためのサブミクロンの位置測定精度である。この二つの要素を満たすために標的部分兼主検出器として、DONuT 実験において実績のある鉛板と原子核乾板からなる ECC が採用された。準リアルタイムに ECC を取り出して現像、解析するために、大きさ $128\text{mm} \times 102 \times 79\text{mm}$ 、重さ約 8.3kg の ECC を単位として約 15 万個、

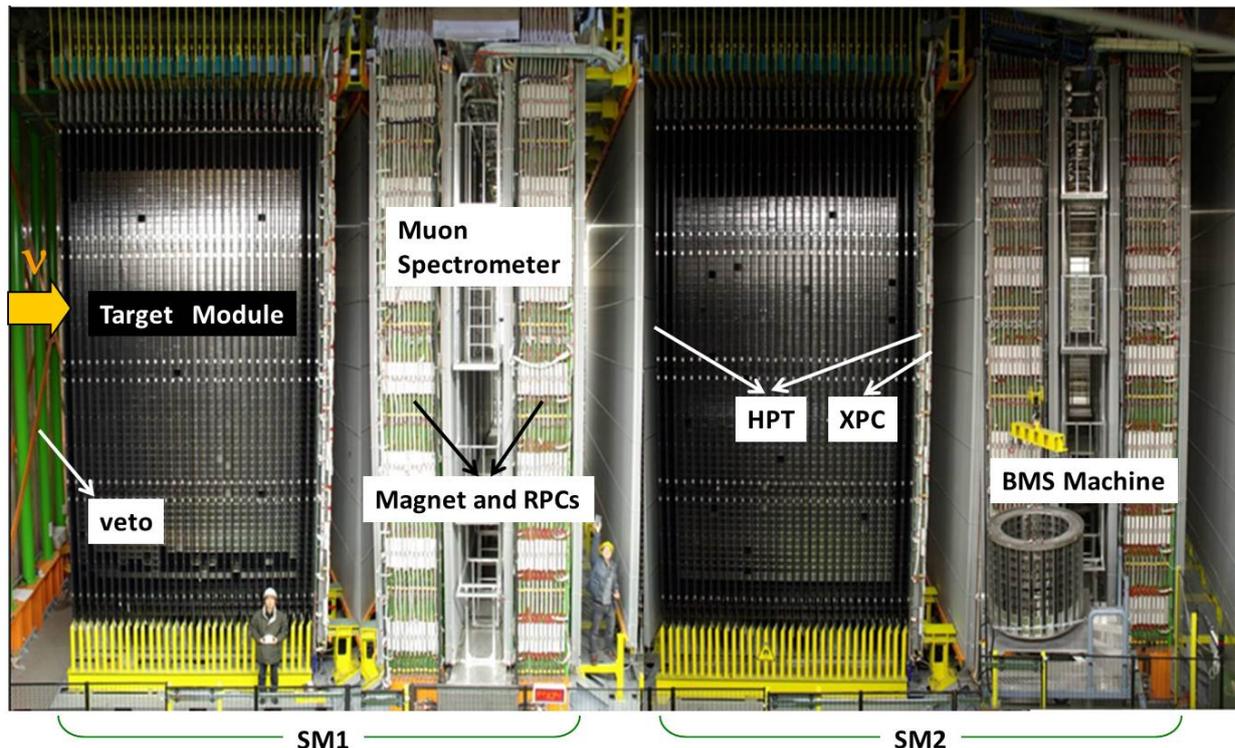


図 2.6 OPERA 検出器を真横から見た図。二つのスーパーモジュールからなり、スーパーモジュールは標的モジュールと後方の磁場スペクトロメータで構成される。

1.25kton を標的として用いる。

検出器は、図 2.6 に示すように同一構造のスーパーモジュール二つから成り、一つのスーパーモジュールは標的モジュールと後方の磁場スペクトロメータで構成される。全体の大きさは幅 10m、高さ 10m、奥行き 20m である。標的モジュールはニュートリノビーム方向に垂直に並んでいる 31 個の”Wall”でできており、Wall は ECC が図 2.7 に示すトレイ状のステンレススチールの構造支持体に乗せられたものを多段にして (x 方向 56 × y 方向 60 ECC) 構成される (図 2.8)。ECC の並んだ壁面後方には、垂直方向、水平方向に二重にシンチレーションストライプが張り巡らされており、Target Tracker (TT) と呼ばれる [36]。これはニュートリノ反応のトリガー及び、取り出す ECC の特定に用いられる。(図 2.9 左)

ECC は 57 枚の原子核乾板と、厚み 1mm の鉛プレートとのサンドイッチ構造である。(図 2.10)。ECC 中の飛跡は μm 単位で原子核乾板に記録されるが、TT の荷電粒子シグナルを ECC に接続して飛跡を探索するのは、位置分解能の粗さから (8mm) 困難である。このために ECC 下流には原子核乾板 2 枚重ねで、取り外し可能な Changeable Sheet (CS) がついており、TT によるヒットシグナルと ECC の飛跡をつなぐための接続乾板として使われる。(図 2.9 右)。CS は過去の E531、CHORUS 及び DONuT 実験でも使用されてきており、電子的カウンター検出器と原子核乾板飛跡の対応、特にミューオン飛跡の一対一対応に使うことができる。

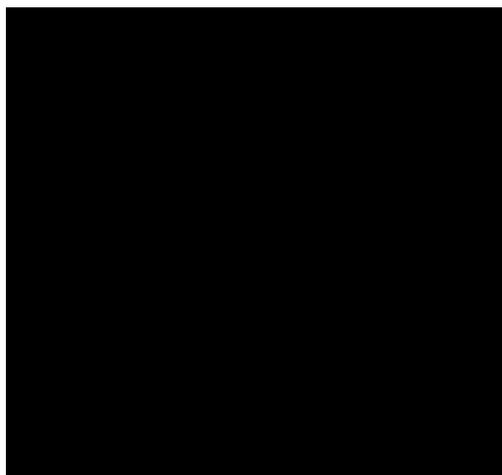


図 2.7 厚み 0.8mm のステンレススチールで作られるトレイ。この上に ECC を置く。

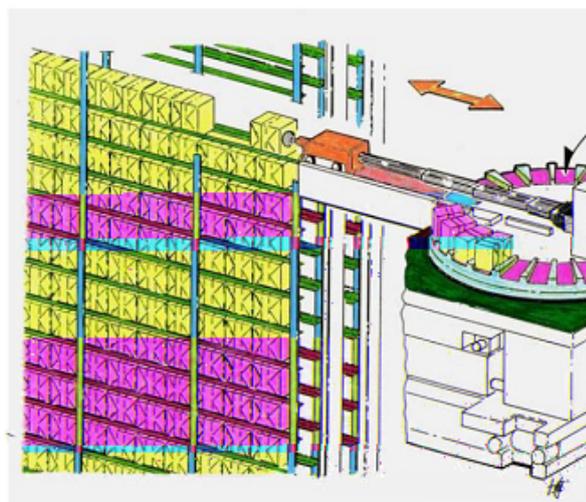


図 2.8 Wall に挿入される ECC の様子。この ECC による壁で標的モジュールを構成する。

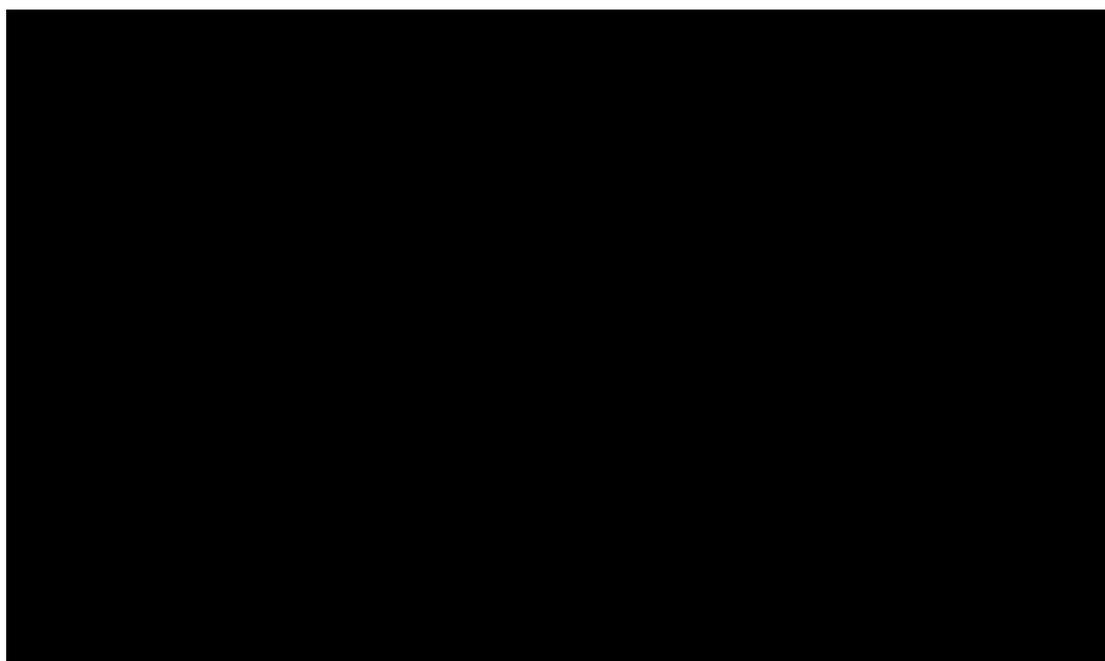


図 2.9 左図：ECC と TT の模式図。右図：ECC に取り付けられる CS。

2.2.2 OPERA フィルム

OPERA のために用いられる原子核乾板として名古屋大学 F 研究室と富士フィルム社との共同開発されたものが OPERA フィルムである [37]。205 μm 厚の透明なプラスチックベースの両面に 44 μm 厚の乳剤を塗布した構造である。フィルム構造を図 2.11 に示す。原子核乾板の大きさは 125 × 100 mm^2 であり、厚みは 0.3mm である。



図 2.10 ECC の模式図と写真。

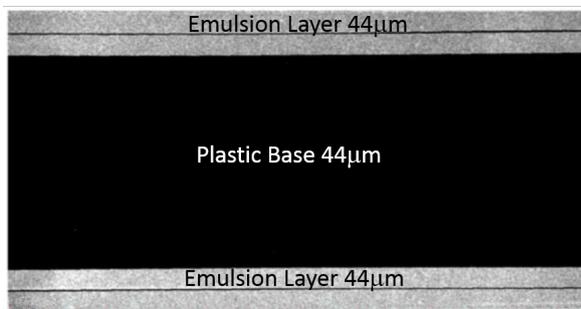


図 2.11 OPERA フィルムの断面図。

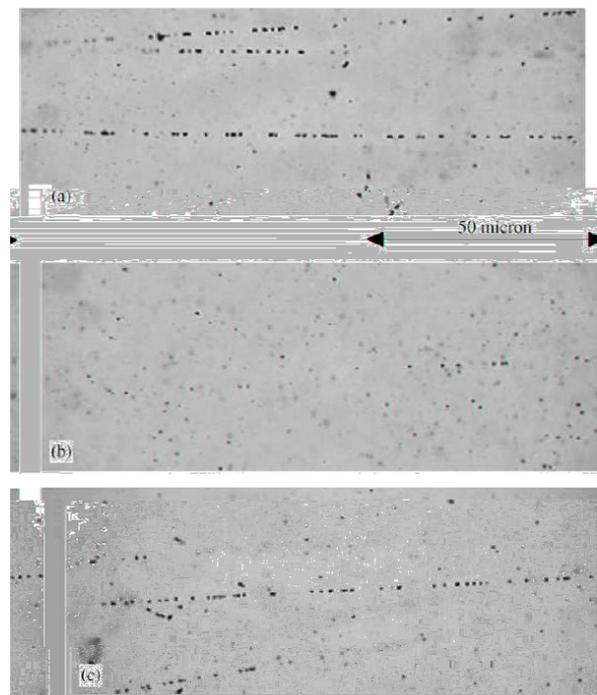


図 2.12 リフレッシュ。(a) リフレッシュ前。(b) リフレッシュ後。(c) リフレッシュ後に再度ビームを照射したもの。

OPERA 実験で用いる 15 万個の ECC のために $\sim 100,000m^2$ の乳剤塗布面積が必要であった。これは約 900 万枚の OPERA フィルムに相当する。過去の CHORUS、DONUT 実験においては自分たちでの手作業で原子核乾板乳剤を製作し、塗布を行っていたが、この面積の塗布を人の力だけで行うのは不可能であった。このために富士フイルム社の施設において乳剤の大量生産と、塗布機械を用いて自動塗布が行われた。通常の商用写真フィルムが厚み $\sim 10\mu m$ ほどに対して、原子核乾板は $\sim 50\mu m$ ほどの厚みが要求される。自動塗布でその厚みを達成するために、2 回の重ね塗布を行った。また乳剤塗布のあとにゼラチンによる保護層を塗

布し、取扱いを容易にしている。

原子核乾板の感度は乳剤層中を荷電粒子が通過した後にどれだけの grain が生成されるかによって評価される。最少電離粒子について、現像後に単位長さあたりの grain の個数を Grain Density (G.D.) として測定を行う。OPERA フィルムでは $G.D. \sim 30/100\mu m$ である。この grain の並びを 3 次元的な飛跡として認識し、検出する。

乳剤層中には現像時に発生するフォグと呼ばれるランダムな grain が発生する。また環境放射線によってコンプトン散乱された低エネルギー電子飛跡などがノイズとして蓄積される。原子核乾板の大量製造時を行った時点から乳剤にはあらゆる環境放射線や、宇宙線の飛跡が蓄積される。

日本での乳剤製造から塗布までの期間一ヶ月ほどかかり、また実験開始まで 1 年以上フィルムを保管する。900 万枚のフィルム保管場所として岐阜県の東濃鉱山の地下坑道が採用された。そこに保管施設を建設し、環境放射能や宇宙線の影響が少ない状態でフィルムの保管を行った。

それでも蓄積されるノイズは避けることができない、しかし”リフレッシュ”と呼ばれる手法によって記録されている飛跡を消去することができた [38]。写真業界では露光された写真フィルムを高温多湿の環境下に置いてから現像すると写った像が消えてしまう潜像退行という現象が知られていた。これは高温・高湿度環境下では飛跡の現像されるべき潜像核が消し去られることを意味し、この現象を人工的に加速させ、OPERA フィルムのノイズの消去に利用する試みが行われた。図 2.13 にリフレッシュによる飛跡の消去を行った OPERA フィルムの様子を示す。東濃鉱山地下の坑道に専用のリフレッシュチェンバーを作り、その中にフィルムを 3 日間置、温度 30 度、98% 湿度で置いておき、ノイズを消去するリフレッシュ作業がすべてのフィルムに対して行われた。この結果宇宙線 μ の飛跡は、 $1mm^2$ に一本以下、また環境放射能によるコンプトン電子飛跡等のノイズも抑えられる。フィルムはそのあと順次イタリアグランサツソに送られ、ECC に組み立てられ検出装置にインストールされた*1。

2.2.3 Target Tracker

TT は 2.6cm 幅のプラスチックシンチレーションストライプである。1 本のシンチレーターは長さ 6.86m × 幅 2.63cm、厚みは 1.06cm である。このシンチレーターを 64 本に並べたモジュールを作り、それをさらに 4 個並べてひとつの正方形平面を形成する。水平方向に続いて垂直方向にこの平面を並べて標的モジュールの 31 列ある wall の ECC 支持体の後方に固定する (図 2.13)。 $6.7 \times 6.7m^2$ の面積をカバーし、荷電粒子の二次元飛跡情報を得る。TT の役割は前述した通り、ニュートリノ反応のトリガーを行う役割と、どの ECC で反応が起きたかの特定に使われる。位置分解能は $2.6/\sqrt{12} \sim 8mm$ であり、ミューオンの飛跡再構成が可能である。荷電粒子の通過により発生するシンチレーション光は中央に通した直径 1mm の波長変換ファイバーを通り、読み出しはマルチアノード光電子増倍管で行われる。

*1 CS はグランサツソでもう一度リフレッシュされる。

過去の CHORUS、DONuT 実験に用いていた Scintillation Fiber Tracker は、 $\sim 100\mu\text{m}$ の高い位置精度を持っていたが、OPERA 実験では大量の標的 (DONuT 実験 500kg に対して 3 桁上) をカバーするためにこの TT 幅 2.6cm が限界であり、ミューオンを除いて飛跡の再構成ができない。しかし後述する CS の大面積スキャンによりこの問題に対処している。

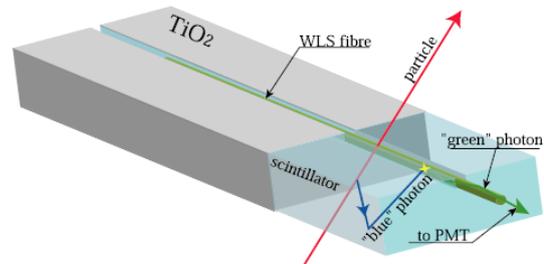
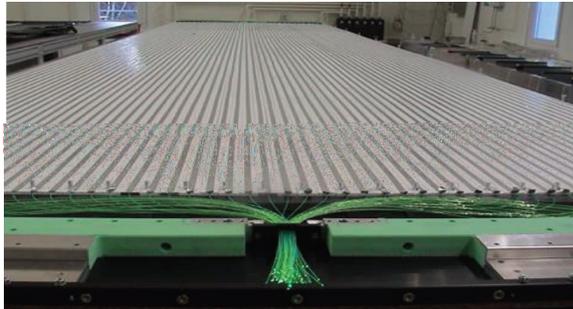


図 2.13 TT の構造。右のシンチレーションストライプ 64 本を並べたものをひとつのモジュールとして、それを 4 つ並べた平面で Wall をカバーする。ひとつの Wall に水平方向、垂直方向に二重にして設置される。

2.2.4 スペクトロメーター

ミューオンの電荷符号を決めるために標的モジュールの後ろにスペクトロメーターが設置される。二つの垂直な鉄の柱から構成され、12 個の鉄の板 (5cm) を 2cm 間隔で並べて空いたすきまに、トラッキング用の Resistive Plate Chambers (RPC) を挿入してひとつの柱が作られる。二つの鉄の柱は天井と底で鉄でつながれ、その部分にコイルがまかれて磁気回路を形成する。コイルに電流が流れると鉄柱は励磁され、柱にかかる平均磁場は 1.53T である。図 2.14 に模式図を示す。RPC 平面は、 $8.7 \times 7.9\text{m}^2$ の表面積で設置され、一つの柱に 11 枚組み込まれている。読み出しは垂直、水平方向にあり、磁場中でのミューオンの飛跡を再構成する。鉄柱部分の前後には High Precision trackers (HPT) というドリフトチューブからなる位置測定器がある。外径 38mm、長さ 8m のドリフトチューブ設置されており、 $300\mu\text{m}$ の分解能を持つ。これを並べてビーム方向に垂直に $8 \times 8\text{m}^2$ の面積をカバーする。荷電粒子が磁場を通過する前後で、偏向された位置ずれを測定し、より正確なミューオンの電荷、運動量測定を行う。この磁場スペクトロメーターによるミューオンのエネルギー決定精度は $\frac{dp}{p} \sim 21\%$ ($p < 25\text{GeV}/c$) である。図 2.15 に概念図を示す。

veto システム

OPERA 検出器の前の岩盤中で生じたニュートリノ反応から来るミューオンを veto するために、検出器上流に 2 枚の Glass Resistive Plate Chambers が垂直方向と水平方向に取り付けられ、VETO システムを構成する。

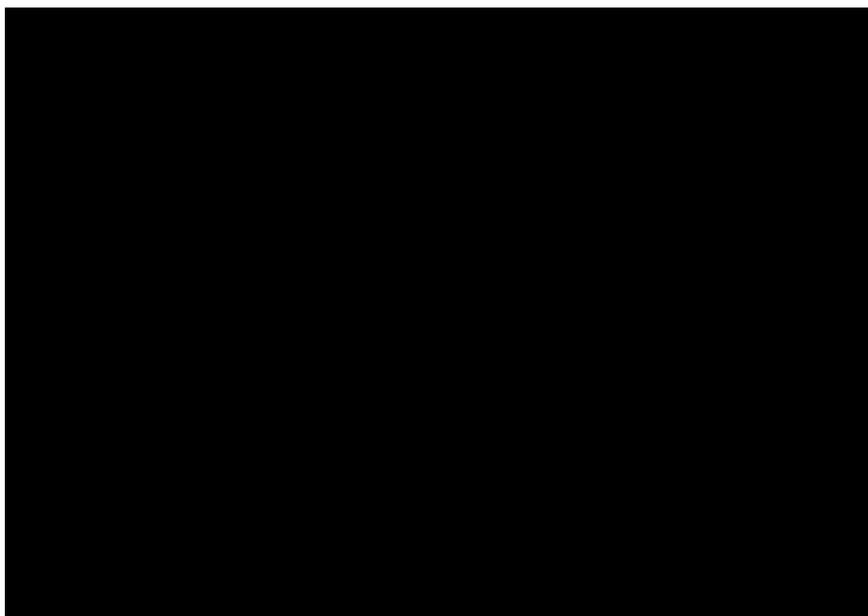


図 2.14 RPC の模式図。RPC と鉄板を組み合わせで作った二つの鉄柱を、天井、底部を鉄でつなぎ、コイルを巻くことで磁気回路を形成する。

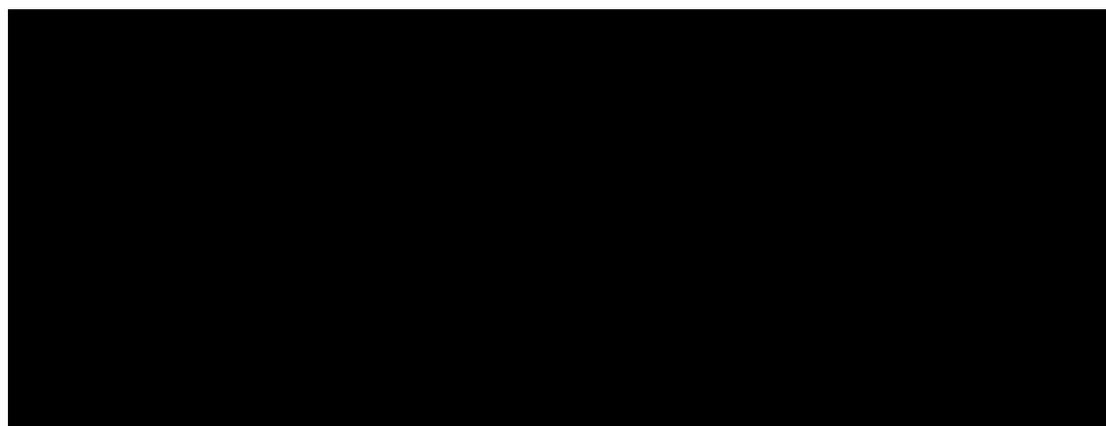


図 2.15 磁場スペクトロメーターの概念図。上(x-z 平面)から見た図。赤の部分は鉄板、隙間にはRPCが入る。x1~x6はHPTである。鉄マグネットをミュオンが通過したときに、受ける偏向を測定することで電荷と運動量を決定する。

2.3 ニュートリノ反応のトリガー

TTによるニュートリノ反応のトリガーは、CERNとLNGS間でGPSにより時刻同期を行い、ニュートリノのビーム時間幅 $10.5\mu\text{s}$ のパルスに合わせて、タイミングウィンドウ 3ms で行われる。2008年から2012年までの照射で、CNGS on-time で選定された19505イベントが検出器内のニュートリノ反応として選ばれた。表2.3に年度毎に得られたPOTとニュートリノ事象の数をまとめる。これは5年間のRUNで一日あたり平均18反応である。

year	pot (10^{19})	events	average # of ECCs
2008	1.74	1931	141475
2009	3.53	4005	147344
2010	4.09	4515	144398
2011	4.75	5131	138798
2012	3.86	3923	135142
all	17.97	19505	141431

表 2.1 TT によりトリガーされた、CNGS on-time ニュートリノ事象と判断された年度毎の事象数および pot と平均検出器 ECC 数。pot は検出器活動期間における積算

また図 2.16 に検出器標的質量と、POT の時系列変化の図を載せる。

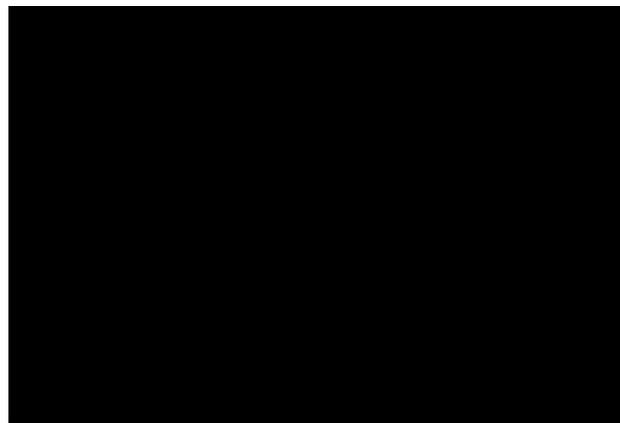


図 2.16 時間経過 : POT と標的質量

TT hit の情報から得られたニュートリノ事象は CC-like (1μ) と NC-like (0μ) 事象に分けられる。図 2.17 と図 2.18 に典型的な 1μ と 0μ 事象の例を示す。

ミューオンが認識され、 1μ 事象と分類されるのは、

- 飛程物質質量 $660g/cm^2$ 以上の 3 次元飛跡が TT、RPC により再構成されたとき
- もしくは TT、RPC のヒットが 20 層以上に渡って記録されたとき

この条件でのミューオン同定率は 95% 以上である。これが満たされないときは 0μ 事象として分類される。図 2.19 に 2008-2009 年度ビーム照射において、スペクトロメーターで測定されたミューオンの運動量 \times 電荷分布と、飛程分布を示す。

ν_τ CC 反応は、タウレプトンが電子またはハドロンへ崩壊する事象は 0μ 事象に、ミューオンへ崩壊する事象は 0μ 事象として記録される。

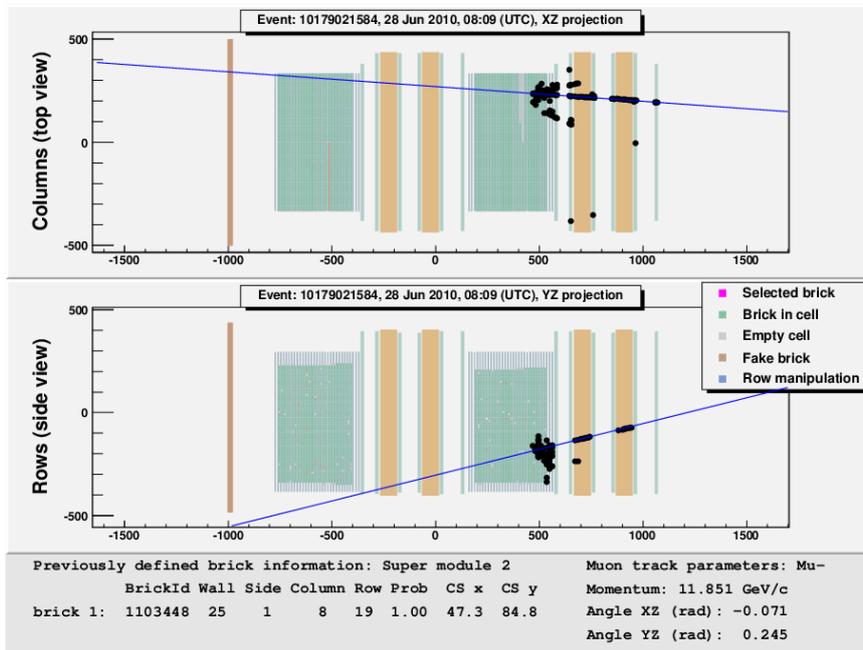


図 2.17 典型的な 1μ 事象のイベントディスプレイ。上は X-Z 射影、下は Y-Z 射影で見たときのヒットシグナルの分布。

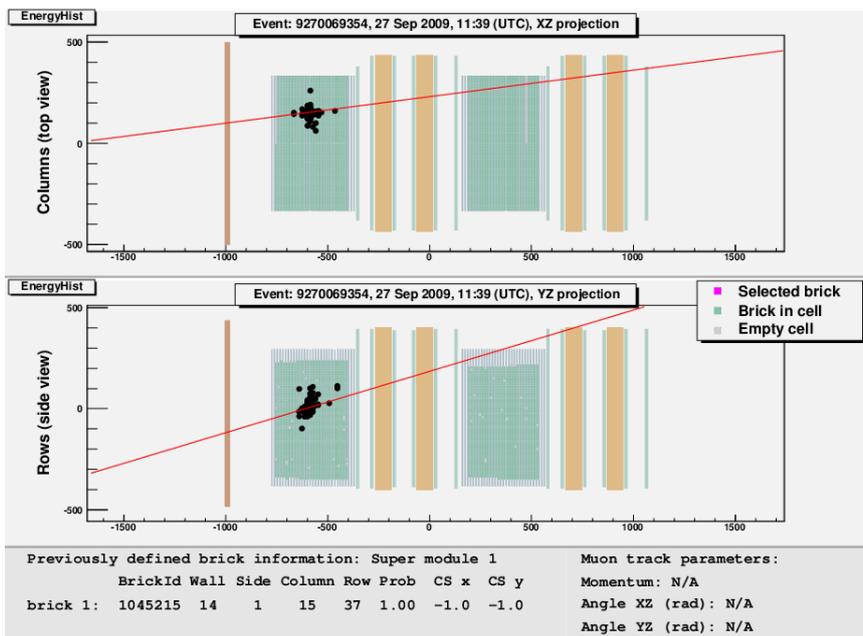


図 2.18 典型的な 0μ 事象のイベントディスプレイ

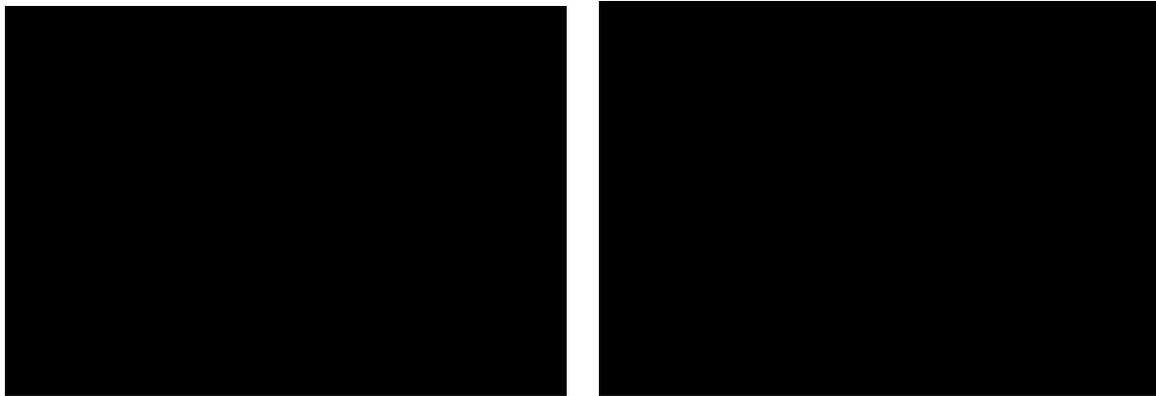


図 2.19 左：2008-2009 年度ランにおいてスペクトロメーターで測定されたミュオン
の運動量分布と MC によるシミュレーション値。電荷 \times 運動量の単位で表す。黒の丸とエ
ラーバーは測定データであり、緑は MC を示す。MC の不定性は 10% の ν_μ CC 事象の期
待値数の不定性による。赤のダッシュ線は $\tau \rightarrow \mu$ 崩壊における運動量分布の予想値。事象
数は任意である。右：ミュオンと同定された飛跡のシンチレーターヒット数から得られた
飛程物質密度の分布。黒丸とエラーバーは測定データであり、線は MC シミュレーション
である。

第 3 章

崩壊事象探索と ν_T 認定条件

3.1 反応点同定

ニュートリノ反応が TT でトリガーされてから、原子核乾板を用いた解析によってニュートリノ反応点まで到達するための手順を記す。

3.1.1 ECC の選定と CS 解析

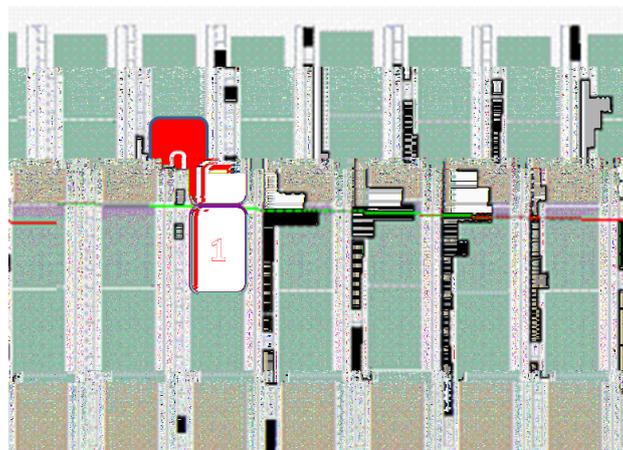


図 3.1 ECC 取出しの例。第 1 候補 CS で飛跡が発見されなければ第 2 候補 ECC を取り出しその CS スキャンを行う。

TT から最もニュートリノ反応の起こった確率が高い ECC を”第 1ECC”として選びだし、CS を取り外して現像を地下で行う。CS に写る飛跡はニュートリノ反応由来のものであり、CS の 2 枚の OPREA フィルムをスキャンすることにより、ECC へ接続する飛跡を見つけ出すことができる。ECC 本体は地下の Shielded Area と呼ばれる、鉄板によって遮蔽された地下の部屋に保管され、CS のフィードバックを待つ。

発見された飛跡は位置、角度を用いて TT のヒットとの整合性をチェックして選びだしを行い、ミュオン飛跡や、飛跡複数本が収束している様子の確認、また一本だけでも TT のヒッ

トと整合性が見られる飛跡の確認が行われたときには、ECC の現像を行う。図 3.2 に CS で見つかった飛跡の例と、それを延長させてみたときの TT のヒットシグナルとの比較を図 3.3 に示す。

0μ 事象の場合には、ハドロンや電子シャワーなどの TT ヒットシグナルの重なりにより複数の brick 間で候補をひとつに特定できないことがある。取り出した第 1ECC の CS でニュートリノ反応点を特定できない場合には、近傍の第 2 候補、第 3 候補 ECC を取り出す。(図 3.1)

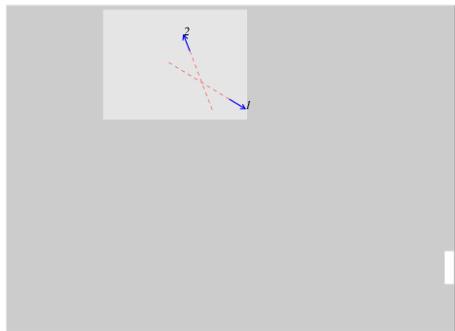


図 3.2 CS で発見された飛跡の例。矢印は x-z、y-z 平面における射影角度を、表す。

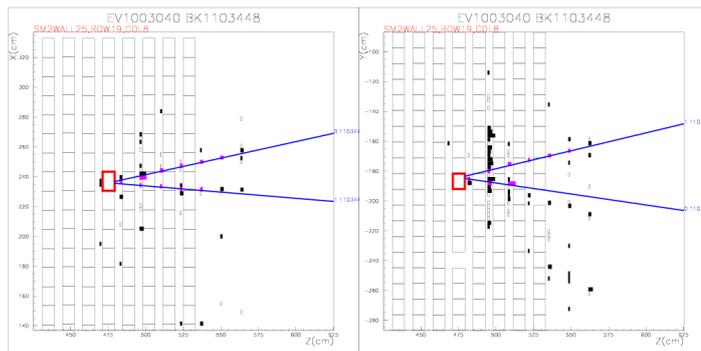


図 3.3 CS で発見された飛跡を延長させて TT と比較する。この例ではミューオン候補とハドロン候補がそれぞれ一本ずつ発見された。

CS フィルムは端の領域までデッドスペースなく読み取りを行うために、透明なポリエステル粘着テープを専用の装置で貼り付けシート化する(図 3.4)。それを飛跡読取ステージ台に設置し、真空引きによって固定する(図 3.5)。フィルム一枚の読み出し面積 $2 \times 125\text{cm}^2$ のスキャンにかかる時間は 4 時間、読み出しデータ量は 50G byte である。すべての CS 解析の半分は名古屋大学飛跡読み取り室で読み出し、もう半分の EU 解析分 CS は LNGS スキャンングステーションで一括して行う。

3.1.2 飛跡の読み取り

CS、ECC の飛跡読取には名古屋大学で開発が行われてきた自動飛跡読み取り装置 S-UTS[39] を用いる。S-UTS は高速・大面積の飛跡読取が可能であり、OPREA 実験の重大な要素の一つである。

S-UTS の構造は、顕微鏡ステージにカメラセンサーを組み合わせたものであり(図 3.6)ステージ上の原子核乾板の断層映像を、顕微鏡対物レンズを通してカメラセンサーで認識する。乳剤層中の飛跡を構成する grain は黒い $1\mu\text{m}$ 弱の粒である。画像情報として二値化処理を行うと、ある閾値を超えた grain をピクセルのデジタルデータとして記録することができる。レンズ駆動軸方向に乳剤層を 16 分割して、各層で二値化したピクセルデータを重ね合わせる。そのときの黒ピクセルの並びを見ることによって、飛跡の三次元的な並びを検出することができる。飛跡は角度に対応した grain の並びをしており、各層をあるシフト量だけずらし

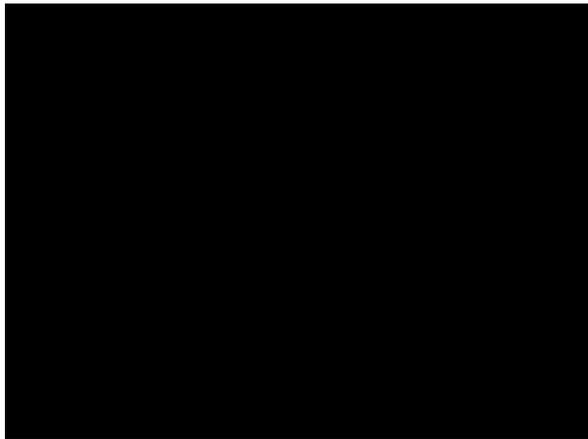


図 3.4 シート化された CS フィルム



図 3.5 読み取りステージに設置された CS フィルム。設置したフィルムの上にシリコンの枠をおいて、その中を液浸レンズ用のオイルで満たしてある。

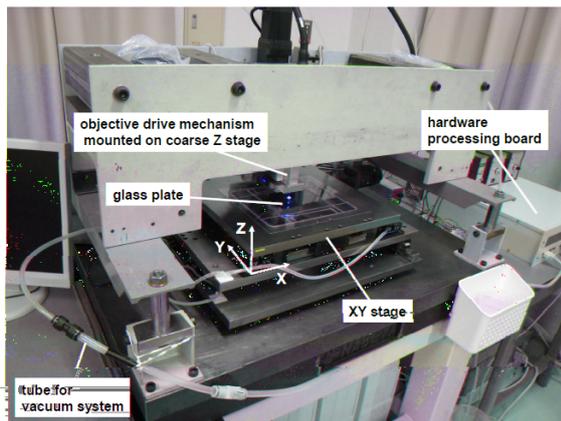


図 3.6 S-UTS の全体写真。

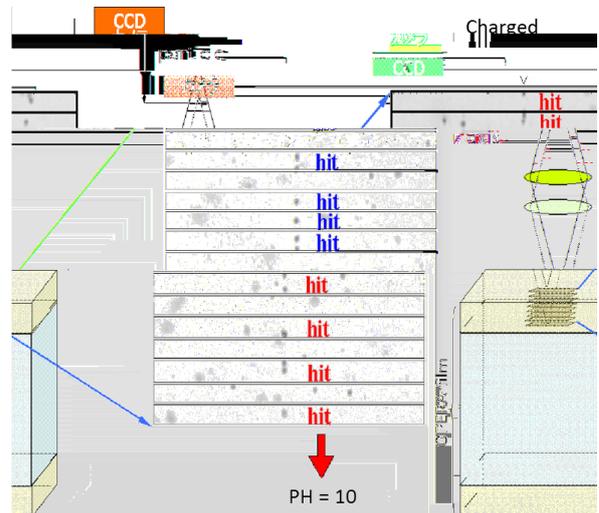


図 3.7 S-UTS で飛跡 grain を 16 層で認識し、PH を算出する。

てそのときの垂直方向の並びを検出する演算を繰り返し行う。そのときの grain の重ね合わせの数を Pulse Height (PH) と定義する。この直線検出アルゴリズムにより、乳剤の飛跡を位置と角度、PH の情報を持ったものとして取得する (図 3.7)。また各 grain ピクセルの大きさ (濃さ) を足し合わせたものとして Pulse Height Volume (PHV) を定義する。この情報は電離損失の大きさを表す。この技術はヨーロッパでの解析・読み取り装置の基礎にもなっている [40]。OPERA 実験で使用する大量のフィルム読み取りを実現するために、S-UTS ではフィルムの乗ったステージを等速で動かし、対物レンズを piezo 素子で駆動させ、ステージの動きと同調させる。レンズの結像画像を、連続的に追従して得ることによって、 $72\text{cm}^2/\text{h}$ の高速な読み取り速度を達成している。

このようにして再構成した乳剤層での飛跡を micro track として定義して、出力する。

フィルムに蓄積されたノイズ（フォグやコンプトン電子飛跡）と区別するために、micro track には PH のカット（7 以上）がかけられる。またベースを挟んで二つの micro track から base track を定義する（図 3.8）。micro track は現像時のゆがみの影響を受け角度精度はおよそ 10mrad であるが、base track にすることで、ベース付近のゆがみの影響を受けない grain を使って角度を定義することができる。base track の角度精度は 2~3mrad である。飛跡の角度は、フィルムに垂直な z 方向の距離に対する x 、 y 方向の変位量として、 $ax = \tan(dx/dz)$, $ay = \tan(dy/dz)$ と定義する。

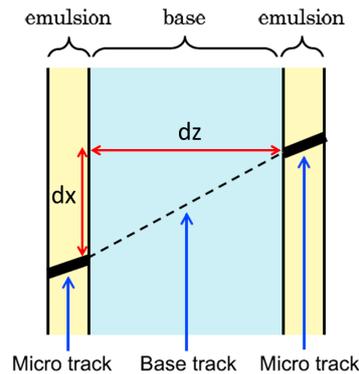


図 3.8 ベースを挟んだ micro track から base track を作る。

CS のスキャンにおいては、フィルム二枚 4 層の micro track のコインシデンスを取る事によってノイズの飛跡（コンプトン電子トラックなどが作る偽飛跡）から本物の飛跡を選び出す。また飛跡情報（micro track、base track の位置、角度、PH、PHV）を使うことで、本物の飛跡と偽の飛跡らしさを表す likelihood 関数を定義し、飛跡の本物らしさをランキングして上位の飛跡 20 本を選び出す。目視による飛跡確認も合わせて行い、ECC に接続する飛跡を選び出す [41]。

後述するが ν_τ 候補事象で見つかった飛跡は、ニュートリノ反応由来のものであることを確認するために CS に飛跡が映っているか確認を行う。

3.1.3 Scan Back

CS 解析でニュートリノ反応の起こった ECC が特定されたら、ECC の現像を行う。現像前に、ECC にはフィルム間のアライメント用の X 線マークが付けられる (図 3.9)。さらに ECC には地上で NETSCAN のアライメントのための宇宙線を照射する。

CS の飛跡を ECC に接続し、ニュートリノ反応点に追いついていくために、フィルム自動送り機構を備えた自動飛跡読取装置 Plate Changer を使用する [42]。帯状にシート化された ECC フィルムを読み取り、CS から飛跡を接続して、最下流フィルムから順次飛跡を追いついていくことが可能である (図 3.10)。この手法を Scan Back (SB) と呼び、顕微鏡数視野相当の $200 \sim 300 \mu\text{m}^2$ の面積をスキャンして飛跡をよみとり、それを目視確認して本物飛跡を選びだす。本物と確認した飛跡の位置と角度を元に、X 線マークによるアライメント (精度 $20 \sim 30 \mu\text{m}$) によって次のフィルムに移動する。飛跡が 3 枚以上続けて現れなくなった場合、そこを反応点プレートと判定する。概念図を図 3.11 に示す。

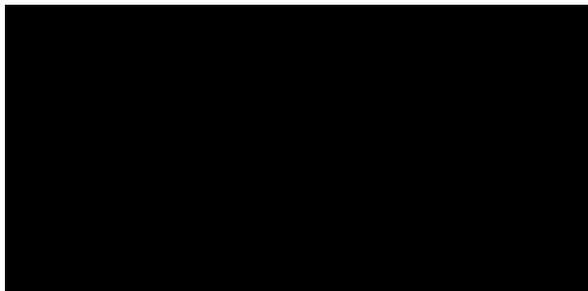


図 3.9 ECC に照射されて刻印される X 線マーク。フィルムの四隅にあるクロス点を読み取ることにより、フィルム間のアライメントを取る。傾いた X 線は、ECC フィルムの順番をチェックするためである。

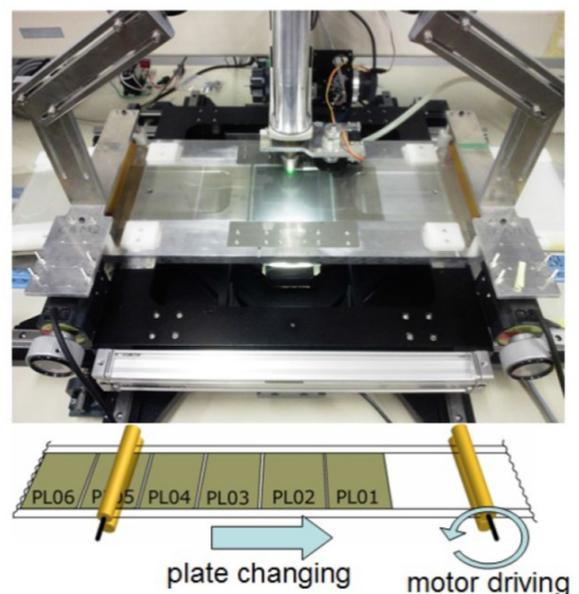


図 3.10 Plate Changer の写真。フィルムをローラーで送り出し順番に飛跡追いつ下を行う。

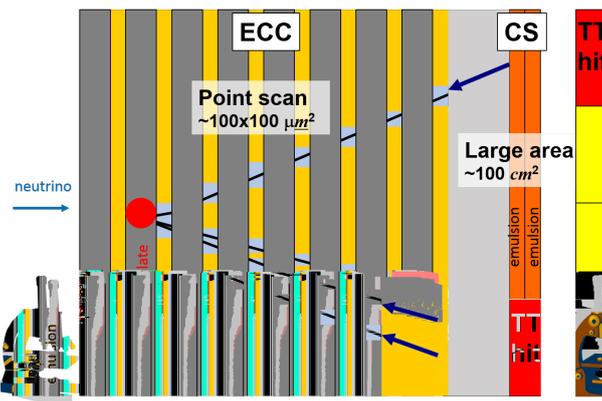


図 3.11 Scan Back の概念図。TT の hit を CS につなげ、それを ECC に接続して反応点にたどり着く。

3.1.4 NETSCAN

ニュートリノ反応点プレートを SB で特定した後、そのプレートを中心に、上流 3 フィルム、下流 7 フィルムに対して、飛跡の位置を中心に $1 \times 1 \text{ cm}^2$ の面積で S-UTS によるスキャンを行う。そのスキャンデータの全飛跡を読み出し、フィルムを貫通する宇宙線飛跡を再構成して (約 150 本/cm^2) アライメントをとり (精度 $\sim 1 \mu\text{m}$) ニュートリノ反応点から生成された飛跡を再構成する。この包括的な飛跡再構成方法を NETSCAN と呼び、DONuT 実験において開発された手法を OPERA 実験に最適化して用いている [43]。

NETSCAN の目的は、ニュートリノ反応の全体の描像を知ることである。S-UTS の角度アクセプタンス $|\tan \theta| < 0.6$ における飛跡データを、3D 表示ツールにより表示する。(図 3.12)。まず SB を行った飛跡を見つけ出し、それに対して小さな最接近距離 (目安 $10 \mu\text{m}$) で収束する飛跡を検出する。このようにしてニュートリノ反応点の同定を行い、反応点に付随する飛跡の本数、ミューオン、 γ 線の付随のチェックを行う。この再構成された飛跡データを用いて、崩壊事象の幾何学的な検出を行う。

base track の密度はおよそ $\sim 10^6/\text{cm}^2$ であり、ほとんどはコンプトン電子等のノイズの作る偽の飛跡である。NETSCAN で本物の飛跡を選びだして再構成するために [43]、二本の base track のつながりを作り、Linklet を定義する。base track 間のつながりを、位置ずれと角度ずれで絞ることにより偽の飛跡を除去し、本物の飛跡を選びだす。(運動量 $500 \text{ MeV}/c$ の荷電粒子が鉛中の多重電磁散乱で起こす位置ずれ、角度ずれの 3 倍の許容量)。さらに Linklet 同士の組み合わせを、同じ base track を共有するグループとして定義して、最終的に複数枚のフィルムを貫通する一本の飛跡を形成する。Linklet は間に挟むフィルム枚数により、0skip (隣接)、1skip (フィルム一枚飛ばし)、2skip (フィルム 2 枚飛ばし) のつなぎを行う。テストビームで得られている OPERA フィルムの base track の読み出し効率は $\sim 80\%$ であり、このように数枚飛ばした Linklet を用いることでつなぎの効率を 98% 以上にすることができる。この Linklet に関しては、節 4.2.3 でより詳しく説明を行う。

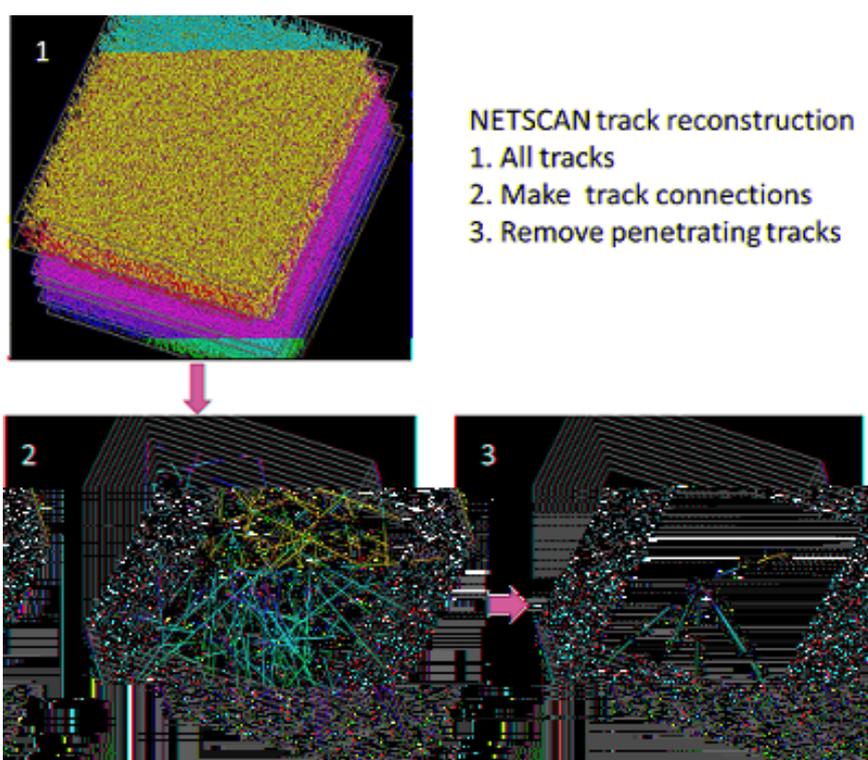


図 3.12 ネットスキャンの段階ごとの飛跡データ。1. : 1cm^2 の領域でスキャンされたフィルムの全飛跡を表示している。2. : フィルム間のつながりを要求して、ECC を貫通している宇宙線を再構成する。3. : SB を行った飛跡と収束する飛跡を選びだし、ニュートリノ反応点を同定する。

3.2 崩壊トポロジー探索

ニュートリノ反応点が同定された後に、崩壊事象探索をすべてのタウの崩壊モードについて行う。探索崩壊モードは荷電粒子の種類、数により4個に分別でき、タウが電子に崩壊するもの (e) が全体の約17.8%、ミューオンに崩壊するもの (μ) が17.4%、荷電ハドロンを一本だけ含む崩壊をするもの ($1h$) が49.5%、3本の荷電ハドロンを含む崩壊をするもの ($3h$) が15.2% が存在する。最も分岐比の多いのは全体の25.4% を占める $\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu_\tau$ ($\rho\nu_\tau$) 崩壊モードである。 μ に崩壊するモード以外はすべて前述した 0μ 事象となり、約82% を占める。 1μ 事象の中からは μ 崩壊モードを探す。

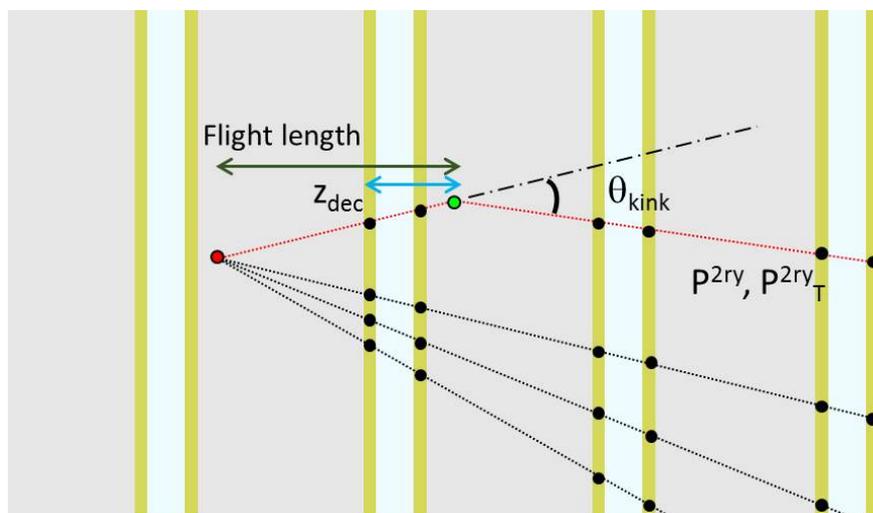


図 3.13 ECC での崩壊事象探索

宇宙線によりアライメントを取った ECC スキャンデータを用いて、飛跡のニュートリノ反応点に対する最接近距離 (Impact Parameter, IP) を評価する (図 3.13)。原子核乾板のサブミクロンの分解能により、IP を μm 単位で評価することが可能である。IP は、測定精度及び運動量に依存する鉛中の電磁散乱、反応点までの距離により決定される。また反応点プレートフィルムでの飛跡の再構成失敗により IP の精度が悪くなってしまうことがあるが、目視確認により飛跡を測定し精細な IP の測定を行う事が可能である。同様に π^0 崩壊からの γ 線による電子対生成を目視確認により識別することが可能である [46]。

図 3.14 に 2008-2010 年度の ν_μ CC 事象において得られた、反応点から生じた飛跡の IP の分布を左に示す [44]。平均値は $3\mu\text{m}$ であり、分布のテイル成分は低運動量の飛跡によるものである。また右図に飛跡の IP とニュートリノ反応点までの z 方向距離の関係を示す。

タウレプトンはその短い寿命 ($c\tau = 87\mu\text{m}$) により、ECC 内で $\sim 1\text{-}2\text{mm}$ ほどの飛跡を残した後に崩壊する。反応点に対して ν_μ CC 反応における生成粒子がほぼ $\text{IP} = 10\mu\text{m}$ 以内に収まるのに対して、タウレプトンの崩壊した娘粒子の飛跡は折れ曲がりによる大きな IP を持つ。したがって $10\mu\text{m}$ 以上の IP を持った飛跡が崩壊飛跡の対象となる。

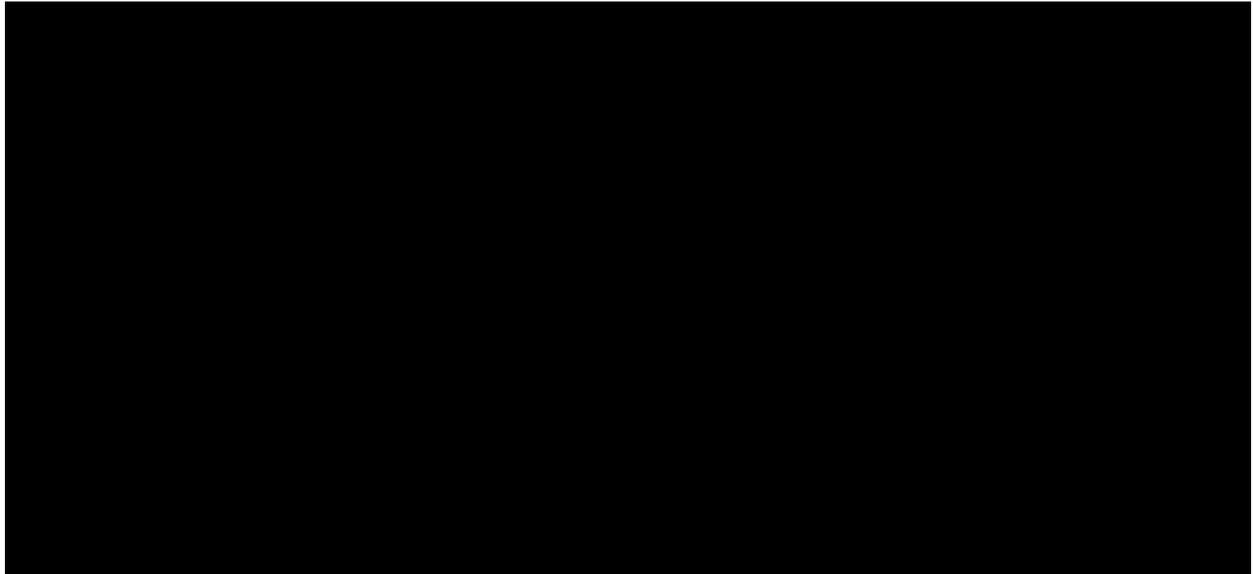


図 3.14 左：2008-2010 年度で得られた ν_μ CC 反応における飛跡の IP 分布。目視確認を行い、電子対飛跡を除外してある。データを赤点で示し、MC シミュレーションとの比較を行っている。右：IP と反応点までの z 方向距離の関係を示す。黒点は測定されたデータを表し、赤はピン毎の平均値を示す。赤の破線は崩壊探索のための IP のカット値である。

崩壊娘粒子の IP をおおまかな見積もりで考えると、IP はタウの飛行距離 L と折れ曲がりの角度 $\sin \theta$ の積で書ける。崩壊で生じる娘粒子の運動量を P 、娘粒子の横向き運動量を P_T 、寿命を τ 、タウの質量を M_τ とする。タウの静止系から実験室系へのローレンツ変換の γ factor を用いて、タウが進行方向と垂直に二体崩壊したとすると、このとき、 $IP \sim L \times \sin \theta$ であり、また $L = c\tau\gamma$ 、 $\sin \theta \sim P_T/P$ である。 $P \sim M_\tau\beta\gamma/2$ 、 $P_T \sim M_\tau/2$ であるから、よってタウの崩壊の娘粒子は $IP \sim c\tau\gamma \times \frac{M_\tau}{M_\tau\beta\gamma} \sim c\tau = 87\mu m$ ほどを持つ。

鉛中で τ が崩壊するものを Short 崩壊、乾板を超えて、 τ レプトンが乾板に写るものを Long 崩壊と定義する。図 3.15 にトポロジーを示す。また Short、Long 別に見た崩壊娘粒子の IP の MC による分布を図 3.16 に示す。

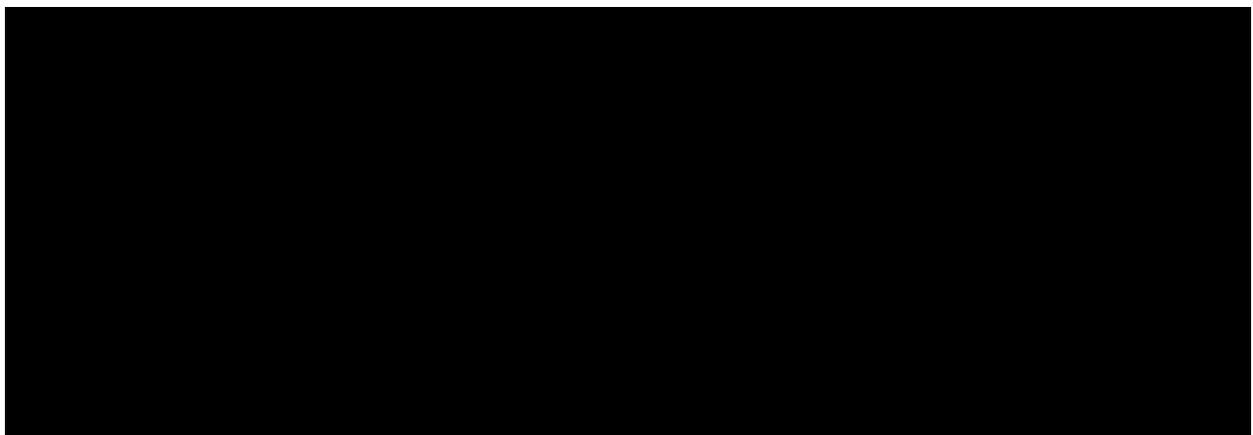


図 3.15 short,long 崩壊の別

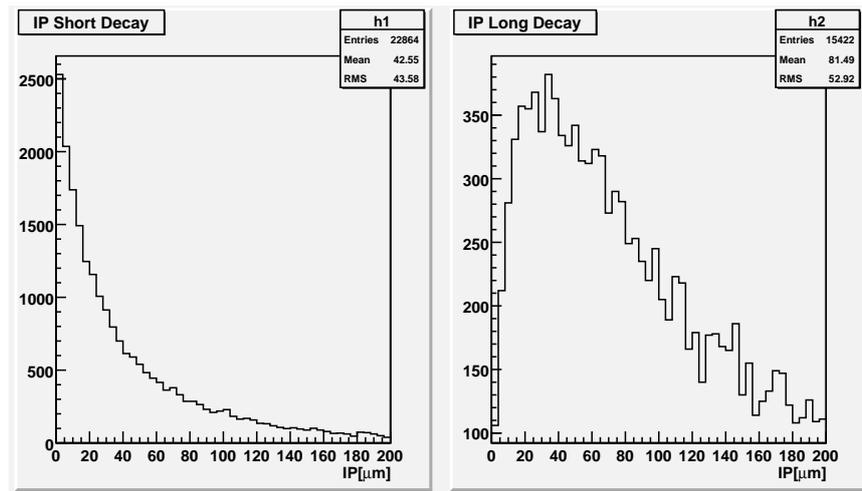


図 3.16 Shot/Long 別に見たタウレプトン崩壊の娘粒子の持つ IP の予想分布図。6:4 で short 崩壊の方が割合が高いが、これから IP、フライトレングスのカット、運動力学的カットが入り ν_τ と同定されるものは long 崩壊の割合が多くなる。Short 崩壊を探る場合は現状 $\tau \rightarrow 3h$ と $\tau \rightarrow e$ チャンネルのみである。(Short 崩壊での $\tau \rightarrow 1h$ と $\tau \rightarrow \mu$ チャンネルでは背景事象との区別が難しいため。また崩壊点が見えないため運動力学的条件も不利になる。) それらを考慮すると ν_τ のシグナル期待値は short:long $\sim 2:8$ である。

再構成されたフィルム 10 枚分の飛跡データから、ニュートリノ反応点への IP を以下のような条件で調べる。反応点の鉛中の深さを λ として、

- $IP > 10\mu m, (\lambda < 500\mu m)$
- $IP > (5 + 0.01 \times \lambda)\mu m, (\lambda \geq 500\mu m)$

を要求する。ノイズの飛跡と区別するために、その娘候補は 3 枚以上のフィルムで検出を要求する。

また、崩壊のフライトレングスとして、飛跡の最上流の z 座標と、反応点の z 座標との差 $\Delta z = z_{up} - z_{vtx}$ の条件を (図 3.13 の flight length)

- $0 < \Delta z < 3.6mm$

とする。これは鉛プレート 3 枚分に相当し、タウレプトンの飛程の 99% が含まれる距離である。IP の上限値はそれによって

- $IP < 300\mu m, (\Delta z < 1mm)$
- $IP < 500\mu m, (\Delta z > 1mm)$

の許容値を設定する。

ニュートリノ反応点と同定された事象に対して、トポロジーによる ν_τ 事象の崩壊探索効率を表 3.1 に示す。崩壊モード別、Short、Long 別にまた DIS (deep-inelastic interactions、深非弾性散乱)、QE (quasi-elastics、準弾性散乱) 反応の別により評価を行っている。[45]。

Short の QE 反応はニュートリノ反応点が決定できないため対象から外している。

decay mode	Long DIS(%)	Short DIS(%)	Long QE(%)
$1h$	55.8 ± 1.5	36.7 ± 1.5	55.9 ± 2.1
$3h$	57.5 ± 1.2	37.5 ± 1.1	18.8 ± 0.9
μ	52.2 ± 1.6	27.5 ± 1.7	52.6 ± 1.1
e	45.4 ± 2.3	33.3 ± 2.3	28.9 ± 2.4

表 3.1 MC シミュレーションによる Short、Long、また崩壊モード、DIS、QE 別に見たタウ崩壊事象のトポロジー探索効率のまとめ。

3.3 運動力学的条件

崩壊のトポロジーを示す事象が検出された後に以下に示す運動力学的変数を調べることで、 ν_τ 事象の運動力学的な解析を行う [47]。

- z_{dec} : z 座標での、ニュートリノ反応点を含む鉛プレートの最下流点と崩壊点との距離。Short 崩壊の場合には、 $z_{dec} < 44\mu m$ となる。すべての崩壊チャンネルで $2600\mu m$ の上限値を設けている。
- θ_{kink} : タウと崩壊先の娘粒子の角度差。3h 崩壊の場合は各飛跡の平均角度差。
- p^{2ry} : 娘粒子の運動量。3h の場合はスカラー和を取る。
- p_T^{2ry} : 娘粒子の崩壊横向き運動量。
- m : 娘粒子を π 中間子と仮定したときに計算される親粒子の不変質量。
- m_{min} : 荷電娘粒子に加えて崩壊粒子の中性成分を、 z 方向の運動量を変数として計算した最少不変質量。
- ϕ_{lH} : ニュートリノビームに垂直な平面でみたときの、タウの角度と他の一次粒子 (ハドロンジェット) の合成運動量ベクトルのなす、間の角度。図 3.17 に模式図を示す。
- p_T^{miss} : ニュートリノビームに対して垂直な平面における、娘粒子も含めて測定されたすべての運動量ベクトルの和。

これらの変数を用いて、 ν_τ 事象の運動力学的な認定条件を崩壊モード毎に説明する。

$1h$:

0μ 事象におけるハドロン二次反応の背景事象を抑えるために、崩壊の折れ曲がり角に $\theta_{kink} > 20mrad$ 、横向き運動量 p_T^{2ry} に $> 600MeV/c$ 、娘粒子の運動量下限値に $2GeV/c$ というカットを設定している。 γ が崩壊点に付随している場合は p_T^{2ry} カットを $> 300 MeV/c$ に緩める。 π^0 の付随は三体以上の崩壊を意味し、ハドロン二次反応からの寄与が減少するためである。また p_T^{miss} 上限値に $1GeV/c$ 、 ϕ_{lH} 下限値には $\pi/2$ の制限を課している。これらは ν NC 反応と ν_τ CC 反応を区別する。図 3.18 に $1h$ 崩壊における ν_τ 事象の運動力学的変

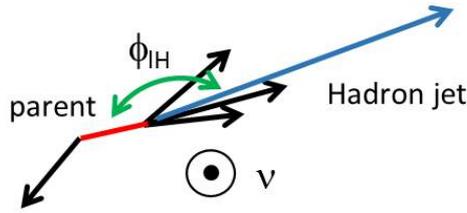


図 3.17 ニュートリノビーム垂直面で見た ϕ_{IH} 。赤はタウの角度ベクトルを、青は反応点に付随する一次飛跡の運動量ベクトルの和を表す。

数の分布を示す。また図 3.19 に一本のハドロンが二次反応により折れ曲がりのトポロジーを示す事象の運動力学的変数の分布を示す。

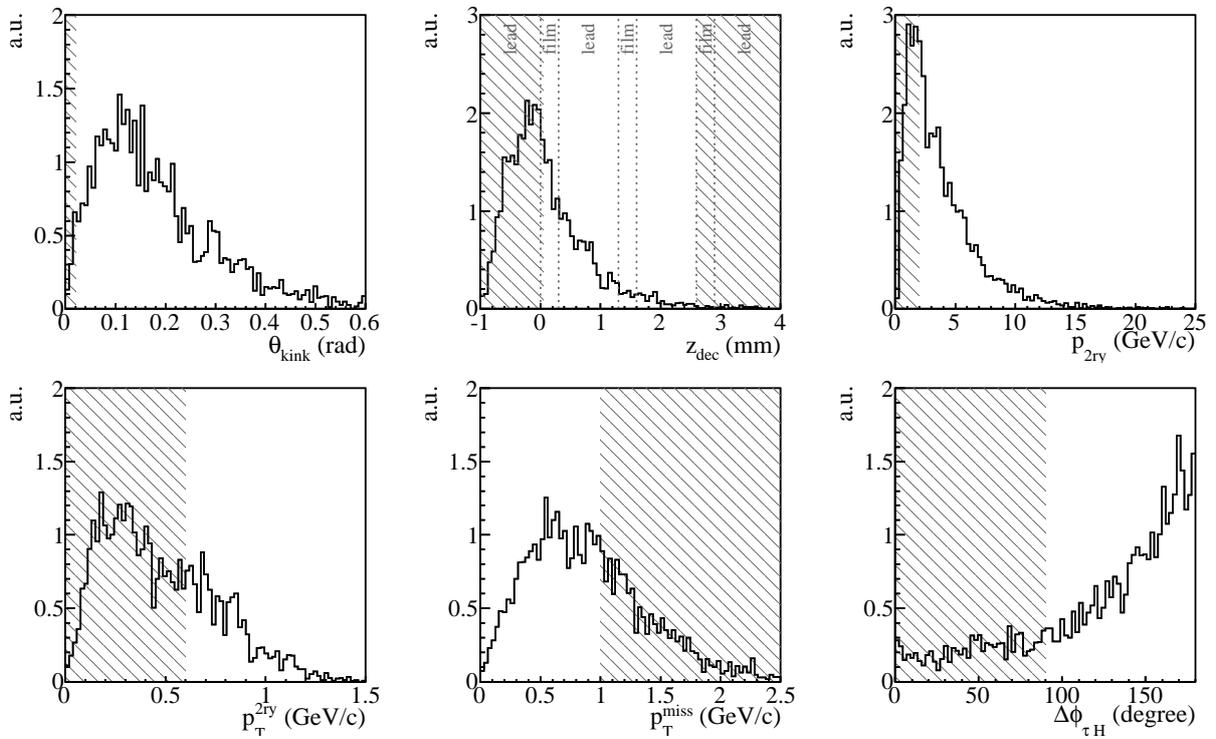


図 3.18 $1h$ 崩壊における ν_τ 事象の運動力学変数の分布。カット領域を斜線で示す。

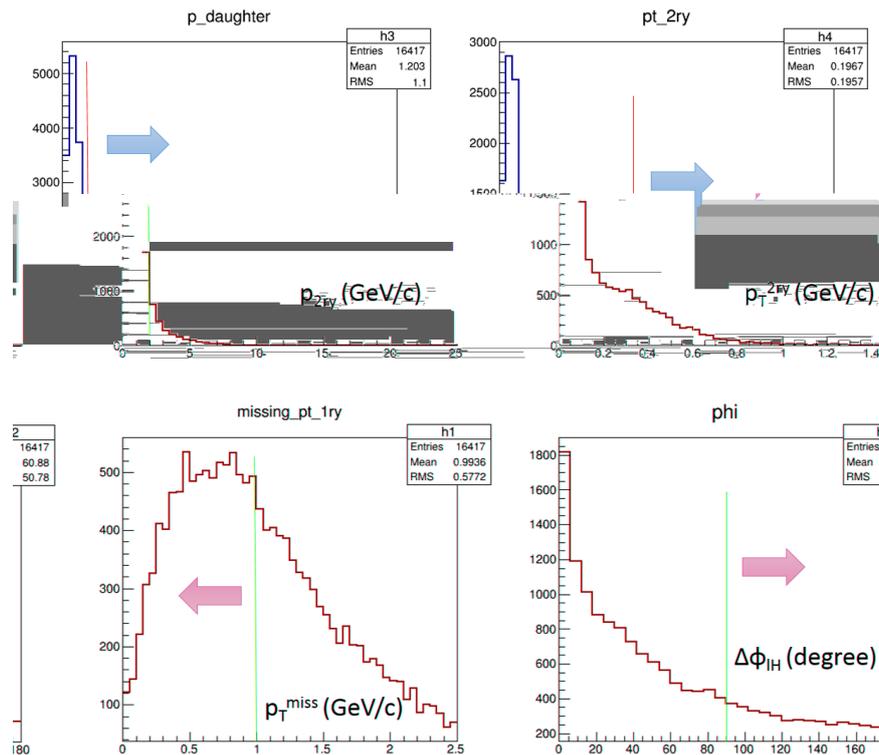


図 3.19 ハドロン二次反応で一本のハドロンの折れ曲がりを示す事象の運動力学的変数分布。1h 崩壊 ν_τ 事象のカットを適用することで、この背景事象を減らし ν_τ 事象らしいものだけを選び出すことができる。背景事象の詳細は次節で述べる。

3h:

3h 崩壊では、ハドロン二次反応の背景事象成分が少ないために p_T^{2ry} のカットは課さず、娘粒子のカット条件は、 θ_{kink} の平均角が上限値 500mrad、運動量の合計に下限値 3GeV/c のみである。 p_T^{miss} と ϕ_{lH} は 1h と同じ条件である。また娘粒子から親粒子であるタウの質量の再構成を行い、 $0.5 < m < 2$ GeV/c の条件を課す。1h 崩壊のカットに比べて、強い制限をかけるパラメータがないために相対的に緩いカットになっている。図 3.20 に運動力学的変数の分布を示す。

μ :

背景事象が最も小さく、娘粒子の運動量と電荷測定が同時に可能な黄金チャンネルである。 $\tau \rightarrow \mu$ 事象は 1 μ 事象の中から探索を行い、 μ の大角度散乱を排除するために、折れ曲がり角に対して 20mrad 以上を要求し、 p_T^{2ry} に対して 250 MeV/c のカットを行う。 μ の運動量に関しては 1-15 GeV/c までの条件を設定している。また電荷に関しては μ^+ が観測された場合にはチャーム崩壊に付随するミュオンは μ^+ 崩壊であるため、チャーム事象候補として排除を行う。 p_T^{miss} と ϕ_{lH} には制限をかけない。図 3.21 に運動力学的変数の分布を示す。

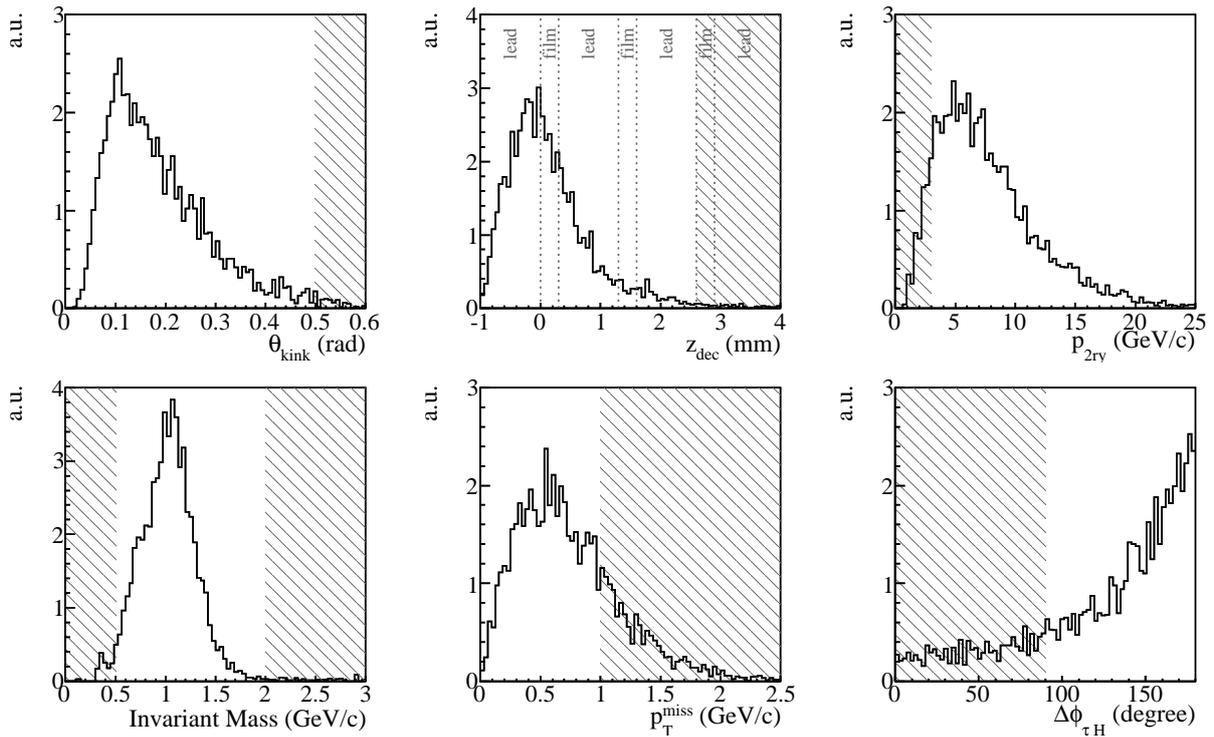


図 3.20 3h 崩壊における ν_τ 事象の運動力学変数の分布。カット領域を斜線で示す。

e^-

レプトン ID を行った後は、本質的に μ と同じ運動力学的条件を課す。娘粒子の電子の運動量は 1-15 GeV/c のカットを行い、折れ曲がり角に対して 20mrad 以上を要求する。 ν_e CC 反応からの電子の大角度散乱による背景事象が少ないことから p_T^{2ry} カットは 100MeV/c 以上を要求する。ECC 中での電子の同定効率については次章で述べる。

すべての ν_τ 事象候補には、反応点にタウ以外のレプトンが付随していない事が求められる。運動力学的条件のまとめを表 3.2 に示す。

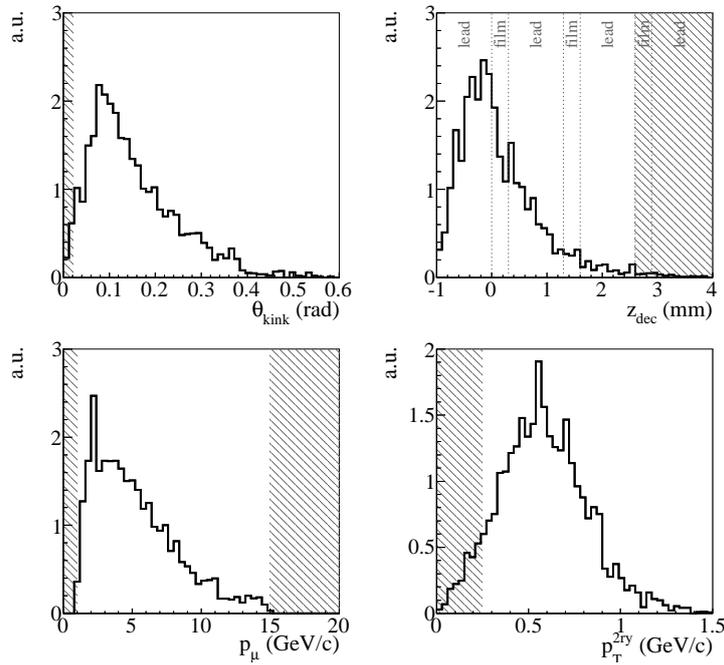


図 3.21 μ への崩壊における ν_τ 事象の運動力学変数の分布。カット領域を斜線で示す。

変数	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow 1h$	$\tau \rightarrow 3h$
$z_{dec}(\mu m)$	< 2600	$[44, 2600]$	$[44, 2600]$	< 2600
$\theta_{kink}(mrad)$	> 20	> 20	> 20	< 500
$p_T^{2ry}(GeV/c)$	> 0.1	> 0.25	$0.6(0.3)$	/
$p^{2ry}(GeV/c)$	$> 1 \text{ and } < 15$	$> 1 \text{ and } < 15$	> 2	> 3
$\phi_{lH}(rad)$	/	/	$\pi/2^*$	$\pi/2^*$
$p_T^{miss}(GeV/c)$	/	/	$< 1^*$	$< 1^*$
m, m_{min}	/	/	/	$> 0.5 \text{ and } < 2$

表 3.2 運動力学変数のカット値の崩壊モード毎のまとめ。1h では、 p_T^{2ry} はもし γ が付随していれば、 $0.3\text{GeV}/c$ のカットに緩めることができる。そうでない場合は $0.6\text{GeV}/c$ 。
* は、QE 事象の場合は適用されない（一次飛跡がプロトンと同定されたとき）。現状、背景事象の関係から Short 崩壊は 3h と e 崩壊のみ適用している。

3.4 背景事象

タウの崩壊における背景事象 [47] は、ハドロンの衝突二次反応と、チャーム崩壊、 μ の大角度散乱事象がある。それぞれについての詳細を述べる。

3.4.1 ハドロン二次反応

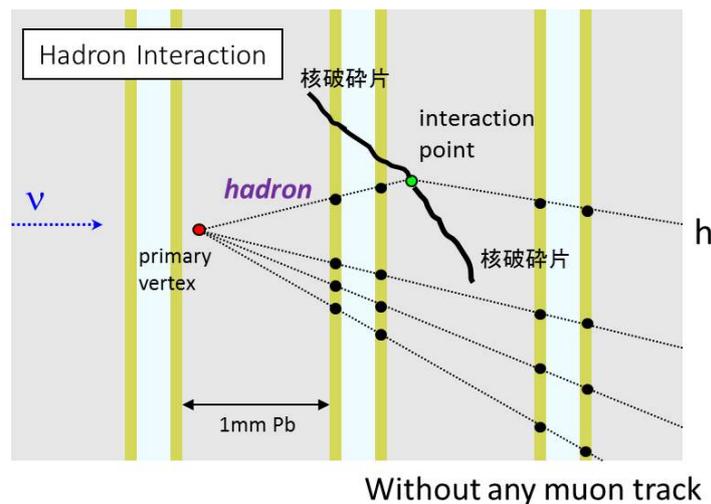


図 3.22 ハドロン背景事象の模式図。衝突点から出ている薄い線がハドロンを。太い線が低運動量の核破碎片を表す。

タウのハドロンへの崩壊には、ニュートリノ反応で生成された π 中間子等の二次反応による背景事象が付随する (図 3.22)。前述のタウシグナルのカット値の正当性を保証するために、FLUKA を用いた MC シミュレーションと、テスト実験により運動量 2、4、10 GeV/c の π^- ビームを ECC に照射したデータ解析の結果の比較を行った [48]。 π^- が衝突により折れ曲がりのトポロジーを示すものに関して、二次反応点での運動量と横向き運動量を MC と比較した結果を図 3.23 に示す。MC の予測と、解析したデータには系統的不定性 30% を持って一致が得られた。

MC による計算では、 $\theta_{kink} > 20mrad$ を要求し、娘粒子の横向き運動量と、運動量にカットを行う事で、 $1h$ 崩壊チャンネルのハドロン背景事象確率は反応点が同定された 0μ 事象につき $(3.9 \pm 0.2(stat.)) \times 10^{-5}$ である。

またハドロン二次反応では相互作用した鉛中の標的原子核が、高いエネルギーで励起されて起こる核子の蒸発現象によって、低運動エネルギー (\sim 数十 MeV) の陽子、中性子が飛び出してくる。このようなものを核破碎片 (nuclear fragment) と呼び、大きな電離損失から ($\beta < 0.7$) 乾板に特徴的な濃い飛跡を残す。この核破碎片は崩壊事象には付随しないため、この飛跡を捉えてハドロン二次反応を同定することができる。この飛跡の読み取り検出効率にはほ

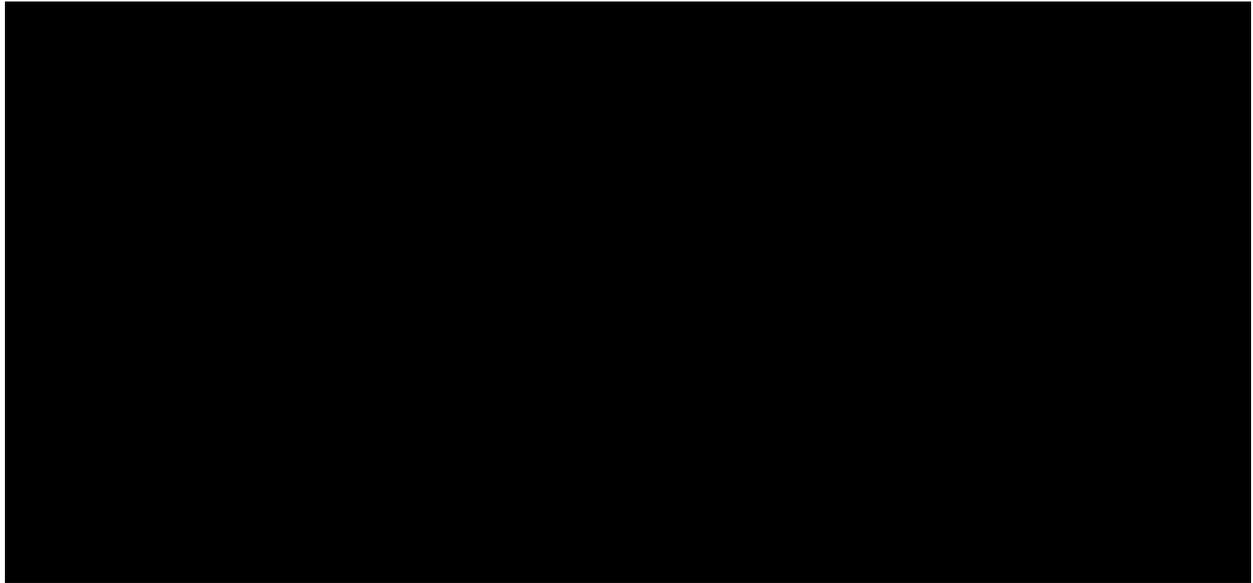


図 3.23 π^- ビームを ECC に照射したときに一本の折れ曲がり (20mrad 以上) として検出される二次反応。上段左からビーム運動量 2、4、10GeV/c の時に得られたデータを示し、各図において、折れ曲がった粒子の運動量を *Daughter p*、横向き運動量を *Daughter p_T* としている。下段は同じ条件で得た FLUKA による MC である。また各図において、右上の四角領域は $\tau \rightarrow 1h$ でのシグナル領域である。この分布に加え、ハドロンの放出角度分布、衝突長等のデータも MC と比較しており、統計精度の範囲でデータと MC の一致が確かめられた。

ば 100% であり、付随の有無を調べるために特別なスキャンとして大角度 $|\tan \theta| < 3.0$ までの読み取りを行う。核破碎片が無いことを要求すると、30% の背景事象減少を得ることができる。図 3.24 にテストビームで調べられた鉛中反応点からの核破碎片の付随確率を示す。

最終的に $1h$ 崩壊の背景事象数はタウシグナル期待値の 5% 以下に抑えることができる。3h 崩壊事象ではさらに一桁下の背景事象数である。

3.4.2 チャーム背景事象

チャームクォークを含む中間子とバリオン、 D^\pm 、 D^0 、 D_s^\pm 、 Λ_c^\pm は ν_μ CC 反応で生成され、タウとほぼ同じ質量を持ち崩壊の様式も似ている (表 3.3) ために一次ミュオンをミス ID してしまうと、 ν_τ 反応の背景事象となる。図 3.25 にチャーム背景事象の模式図を示す。

CNGS における ν_μ CC 反応でのチャームクォーク生成事象数は CHORUS 実験で求められたデータの値 [49]、

$$\frac{\sigma(\nu_\mu^{CC} + c)}{\sigma(\nu_\mu^{CC})} = (4.38 \pm 0.26)\% \quad (3.1)$$

から推定を行う。

ハドロן二次反応の p_T^{2ry} カット等による背景事象抑圧に比べて、チャーム背景事象抑圧の効果的なパラメータはあまりなく、変数の分布はタウ事象と似たものになってしまう。図 3.26

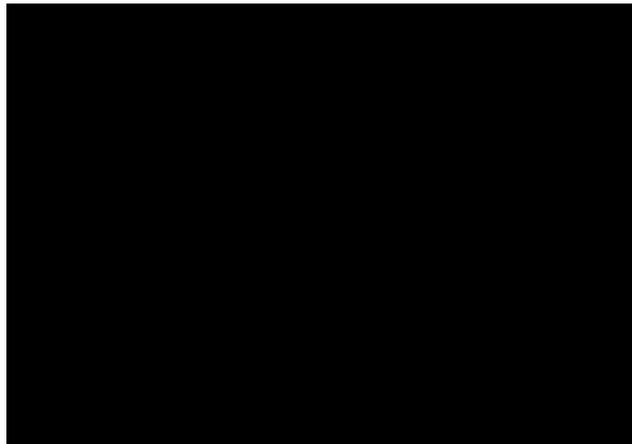


図 3.24 π^- ビームを用いて運動量別に調べた、ハドロン反応点における核破砕片付随の確率。赤はシミュレーションによる予想であり、黒は測定したデータである。4GeV/c 以上で 50% 以上の付随率が確認された。

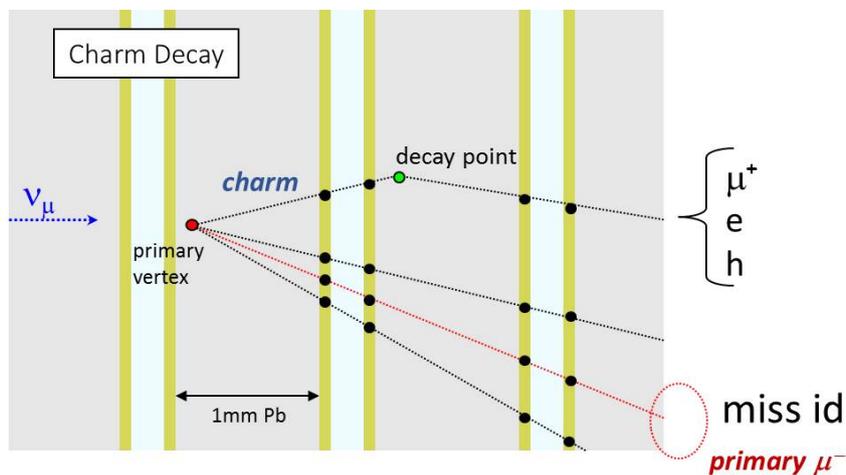


図 3.25 チャーム崩壊に伴う背景事象。一次ミュオン ID を失敗すると、背景事象になる。

に $1h$ 崩壊におけるチャーム背景事象の運動力学的変数分布を示す。

このために ϕ_{lH} を改良した考えである ϕ_{lHmod} を用いて背景事象数を計上している。ニュートリノビーム垂直平面で崩壊の親粒子と最も正反対方向に放出されている飛跡のハドロン ID を行い、ハドロンと同定されたらそのまま ϕ_{lH} の計算を行い、ハドロンと同定できない場合にはその飛跡を排除して ϕ_{lH} の計算を行うものである。図 3.27 に模式図を示す。

タウ(チャーム)の場合には崩壊飛跡の親がレプトン(ハドロン)であり、 ϕ 平面で正反対の飛跡はハドロン(レプトン)である。この正反対の飛跡をハドロン ID できれば、タウ事象の可能性が高く ϕ_{lH} もそのまま計算できる。しかしハドロンと同定できなければミュオンの可能性があり、チャーム事象の確率が高まる。その場合はその飛跡を除外することによって、 ϕ_{lH} を計算する。チャーム事象の場合には ϕ_{lH} はフラットに近くなり、タウ事象の場合には ϕ_{lH} はあまり影響を受けない。 $1h$ 崩壊における ϕ_{lHmod} 分布を図 3.28 に示す。 $\pi/2$ 以上を要

particle	mass[MeV/c]	$c\tau[\mu m]$	主な崩壊先
τ	1776.82 ± 0.16	87.11	e, μ, π 等
D^\pm	1869.62 ± 0.15	311.8	e, μ, π, K 等
D^0	1864.86 ± 0.13	122.9	e, μ, π, K 等
D_s^\pm	1968.47 ± 0.33	149.9	e, μ, π, K 等
Λ_c^+	2286.46 ± 0.14	59.9	P, π, K 等

表 3.3 チャームクォークを含む粒子の質量と寿命、タウと比較して。

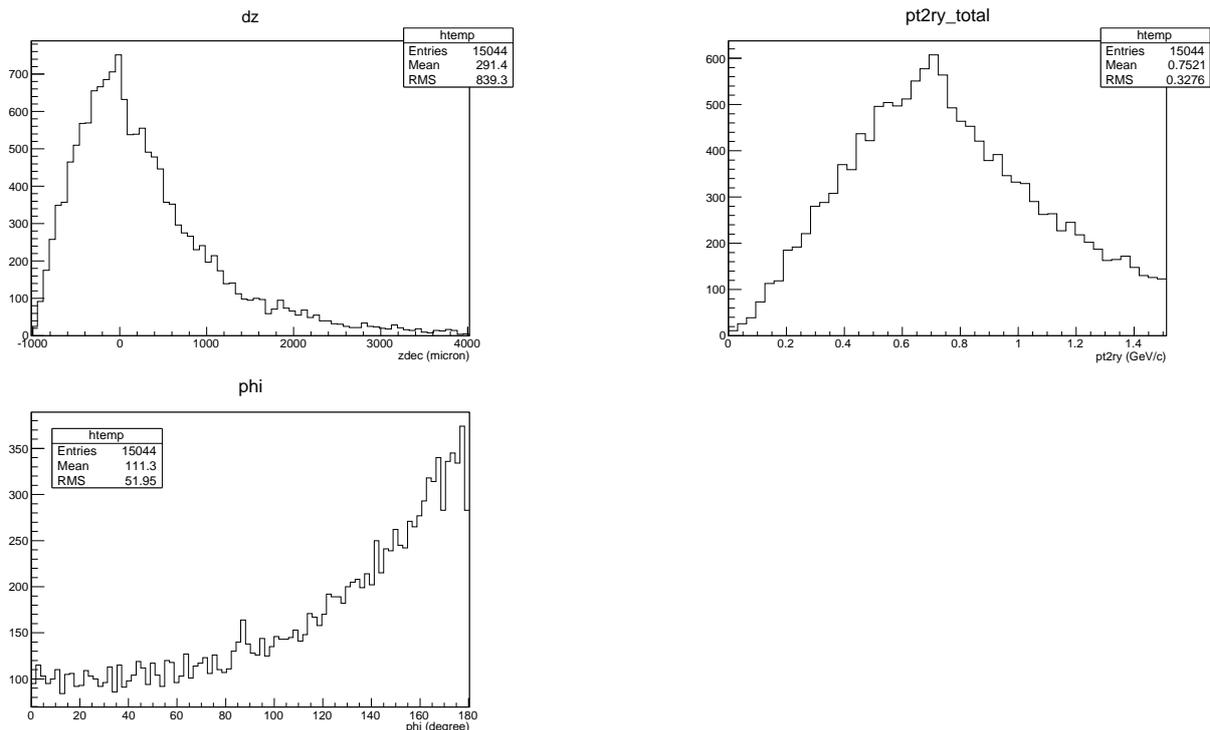


図 3.26 $1h$ 崩壊モードにおける、チャーム背景事象の運動力学変数の分布。左上は z_{dec} (フライトレングス) 右上は崩壊横向き運動量 p_T^{2ry} 、左下は ϕ_{lH} を示す。 ν_τ 事象の性質と近い分布を示す。

求ることによって 81% のタウ事象を含み、チャーム背景事象を 37% にすることができる。

背景事象となるのは 0μ 事象と判断される ν_μ CC 事象であり、この背景事象を減少させるのに一番有効な手段は一次ミュオンの同定効率の向上である。節 2.3 で述べたように、ミュオンは TT、RPC により再構成される。このミュオン同定により 0μ 事象と分類されるチャーム生成事象の数は全体の 6% まで低減される。この中で運動学的カットを生き残るものがチャーム背景事象となる。

さらに TT、RPC による同定のみでなく、ECC の一次粒子飛跡をすべてフィルム上で追い下げて飛程と運動量を測定し、ハドロンかミュオンかの区別を行うことによりこの背景事象数を電子的検出器のみでの場合に比べさらに 60% までに抑えることができる。この手法を

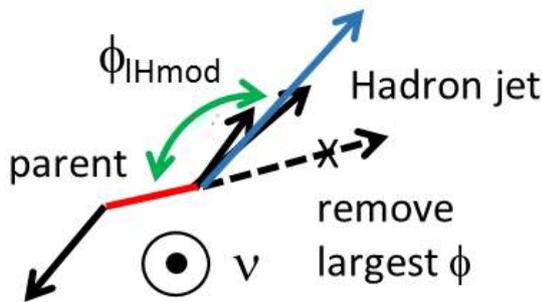


図 3.27 ϕ_{IHmod} を表す模式図。最大の ϕ angle を持つ飛跡を除外して、親とハドロン jet の開き角を計算する。チャーム事象を減らすことができる。

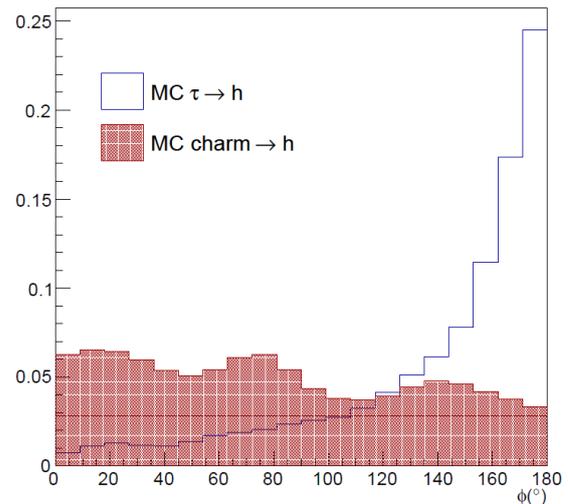


図 3.28 $1h$ 崩壊モードにおける、 ν_τ とチャーム背景事象の ϕ_{IHmod} の分布。チャーム背景事象の分布はフラットに近くなる。

Track Follow Down (TFD) と呼び、次の章で詳しく述べる。

ニュートリノ反応点同定、運動力学的カットまですべて含めた後の最終的な背景事象数は、解析サンプル 4685 ニュートリノ事象で合計、 $1h$ において 0.015 ± 0.003 、 $3h$ において 0.152 ± 0.030 である。

μ においては、チャームのミューオンへの崩壊が、 $f(C^+ \rightarrow \mu^+ h^0) = (5.3 \pm 2.8)\%$ であることに加えて、ミューオンのプラス電荷の測定がされない、もしくは失敗する場合に限られるので背景事象数が最も少なく 0.003 ± 0.001 のみである。

e 崩壊では、電荷の測定ができないことと、Short 崩壊を探ることにより、背景事象数は 0.027 ± 0.005 である。

チャーム崩壊事象は最大の背景事象であり、この値を抑えることがタウニュートリノ検出の有意性向上に不可欠である。

3.4.3 ミューオン大角度散乱

この背景事象は ν_μ CC 反応からのミューオンが鉛中 (またはフィルム中の) 原子核によって散乱を受けて、崩壊と類似のトポロジーを示すものである (図 3.29)。

背景事象研究のために、 ν_μ CC 反応から生じるミューオンが ECC 中で起こす散乱シミュレーションを GEANT、FLUKA などで行い、確率を見積もっている (図 3.30)。それによるとミューオンが $\theta_{kink} > 20\text{mrad}$ 、 $p_T^{2ry} > 250\text{MeV}/c$ のシグナル領域に進入する割合は 2×10^{-6} であるが、現在は過去の銅標的に対するミューオン散乱実験データでの上限値を考慮して、 1μ 事象当たり 1×10^{-5} を、背景事象確率として採用しており [30]、解析サンプル 4685 ニュートリノ事象で背景事象数は合計 0.014 ± 0.007 である。

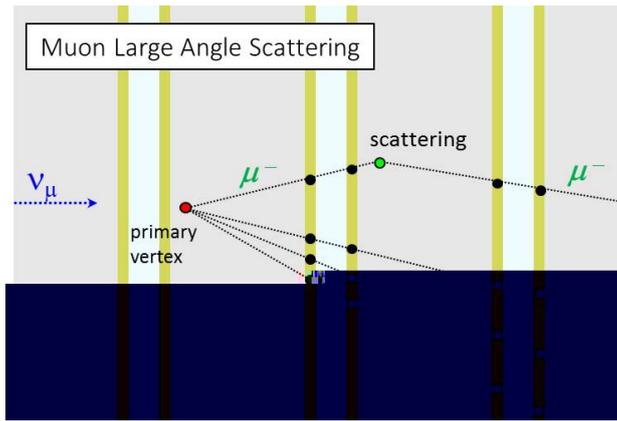


図 3.29 μ の大角度散乱で、崩壊事象に見えるもの。

ECC にミュオンを照射するテスト実験も合わせて行われており、シミュレーションの研究と合わせて今後背景事象数の評価をアップデートする予定である。

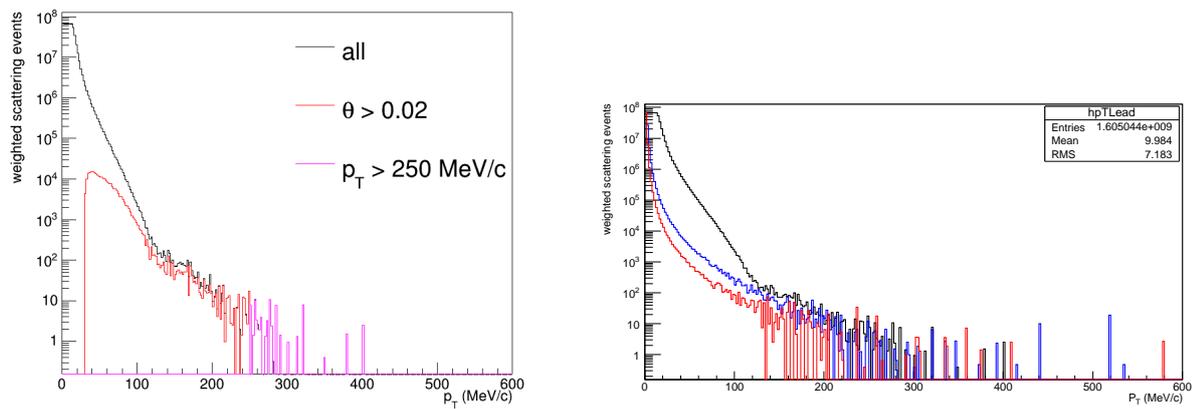


図 3.30 ECC 中でのミュオン $0 \sim 15 \text{ GeV}/c$ を発生させて ECC 中での散乱を GEANT4 により調べたシミュレーション結果。左図は鉛中での散乱による横向き運動量分布であり、背景事象となるミュオンは 1μ 事象当たり 10^{-6} の割合である。右図は黒線が鉛中、青は乳剤、赤はベースプラスチック中での横向き運動量分布を示す。

第 4 章

運動力学的解析の手法

4.1 ECC 内での運動力学的解析

ECC の中で行う運動力学的解析の方法、運動量測定と粒子同定の方法について述べる。

4.1.1 運動量測定

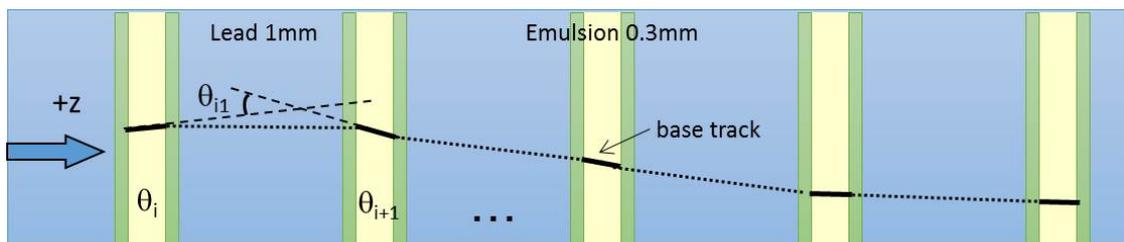


図 4.1 ECC で多重電磁散乱を用いて運動量を測定する模式図。鉛板を挟んだ飛跡の角度差を測定する。

ECC では鉛のプレートを含んだ各フィルムの飛跡の角度を測定し、角度差を見ることで(図 4.1) 多重電磁散乱量から運動量を測定することができる。

間に挟んだ鉛の枚数を N_{cell} とすると、散乱による角度差 θ_0 は運動量 $p[\text{MeV}/c]$ を用いて、

$$\theta_0 = \frac{13.6}{pc\beta} \times \sqrt{\frac{N_{cell}}{5.6}} \times \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{N_{cell}}{5.6} \right) \right) \quad (4.1)$$

と表される(鉛中の $X_0 = 5.6\text{mm}$)。 $N_{cell} = k$ のときの測定値 θ_{ik} を用いて、測定値 θ_{meas} の RMS は、

$$\langle \theta_{meas}^2 \rangle_k = \sum_{i=1}^{N_{meas}} (\theta_{ik})^2 / N_{meas} = \theta_0^2 + \delta\theta^2 \quad (4.2)$$

ここで、 N_{meas} は散乱角の測定数、 $\delta\theta$ は base track の測定精度に相当する。S-UTS における base track の測定精度を図 4.2 に示す [39]。精度は角度の大きさに依存し、 $\tan \theta < 0.1$ では

$\delta\theta = 2.4\text{mrad}$ である。これは乳剤層中に飛跡の作る grain を撮像するとき、対物レンズの焦点距離の不定性 ($2.5\mu\text{m}$) が影響するためである。

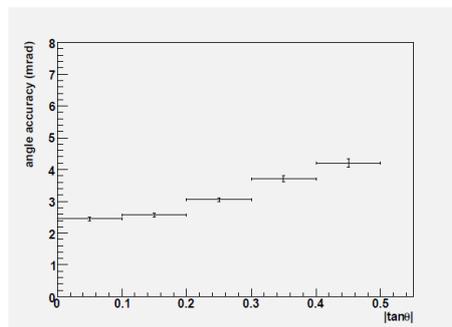


図 4.2 S-UTS で測定して評価した、base track の角度測定精度の角度依存性。OPERA フィルム 6 枚を真空パックしたものに $150\text{GeV}/c \mu^-$ を照射し、フィルム間の base track の角度差として評価した。

得られた各 cell での測定値を、運動量の逆数 $1/p\beta$ と角度精度 $\delta\theta$ を自由パラメータとしてフィッティングさせて運動量を得る。運動量測定の精度 $\frac{\Delta 1/p}{1/p}$ を測定する ECC フィルム枚数の関数として、MC シミュレーションにより発生させた運動量 1-8 GeV/c までの π^- のビームから調べた [50]。図 4.3 にプロットを示す。 $\tan\theta < 0.1$ の角度の飛跡に対して、すべての ECC フィルムを用いれば $8\text{GeV}/c$ までの運動量で、30% 以下の精度で運動量測定が可能である。

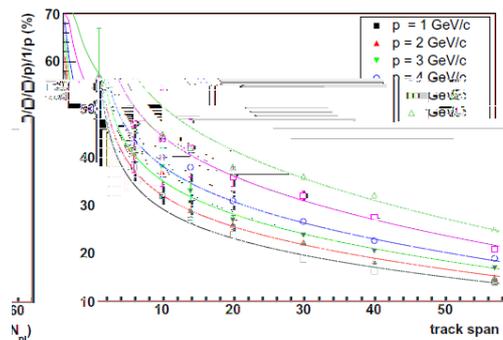


図 4.3 MC により運動量 1-8 GeV/c の π^- を ECC に照射し、 ($\tan\theta < 0.1$) 運動量測定精度をフィルム枚数の関数として示したプロット。

また実際に π^- ビームを CERN SPS において照射したものを解析し、MC との比較を行った。2、4、6、8 GeV/c の運動量の π^- を ECC に照射し、 $\tan\theta < 0.1$ の飛跡に対して運動量測定を行った。その結果、すべての運動量で 30% 以下の精度の測定が行えることを確認し、MC との比較も一致が得られた。

最後に図 4.4 に、OPREA の $\nu_\mu\text{CC}$ 反応で得られたミュオンの運動量を、ECC で測定したもの (P_{MCS}) と磁場スペクトロメータで測定したもの (P_{ED}) を比較したプロットを示す。

運動量 $2-6\text{GeV}/c$ 以下の 43 事象のミュオンに対して比較を行い、左は両者の相関を、右は P_{ED} に対する P_{MCS} の相対的なずれをヒストグラムとして表示している。相対的なずれは $\sigma = (22 \pm 4)\%$ であり、 P_{MCS} で 30% 以下の精度の運動量測定ができていることを示す。



図 4.4 OPERA ニュートリノ反応で得られたミュオンの運動量測定の結果。ECC で測定した運動量とスペクトロメーターで測定したものの比較を示す。

ECC による運動量測定は、 $8\text{GeV}/c$ までの粒子飛跡ならば、 $\frac{\Delta 1/p}{1/p} \leq 30\%$ の精度で測定が可能である。しかし反応が起こった ECC 中で測定に利用出来るフィルム枚数はニュートリノ反応点の場所により制限され、30% 以上のより良い精度の測定を行うには、最低でも 20 フィルムでの測定が必要である。少ないフィルム枚数では運動量精度はより悪くなる。

フィルム枚数が足りない場合、またフィルムエッジ付近で測定精度に不安がある場合、さらに高精度の運動量測定を行いたい場合には、下流の ECC に飛跡を接続して測定を拡大し、フィルム枚数の統計を増やす必要がある。

4.1.2 粒子同定の方法

電子

OPERA で電子飛跡が記録されるのは $\tau \rightarrow e$ 崩壊と π^0 崩壊からのガンマ線、 ν_e 反応による一次電子がある。ガンマ線は電子対生成の様子を直接観測することによって同定でき、崩壊または一次電子飛跡との区別が可能である。 $\tau \rightarrow e$ 崩壊による崩壊電子と、 ν_e 反応によって生じる一次飛跡の電子の区別は、反応点に対する IP で区別を行う [46]。

$\tau \rightarrow e$ 崩壊モード（または ν_e 反応）における電子同定の効率を検証するために、パイオンらしさと電子らしさを区別するための Neural Network による研究を行い、測定に使用するフィルム枚数の関数としてみた電子同定効率を図 4.5 に示す。フィルム枚数の増加とともに同定の効率が高くなり、60% 以上の同定にはフィルム枚数 10 枚での解析が最低でも必要である。電子シャワーを下流 ECC への接続することは現在行っていないが、 ν_e 解析におけるシャワーエネルギーの正確な測定のために、ECC 間電子シャワー接続の研究を行っている。

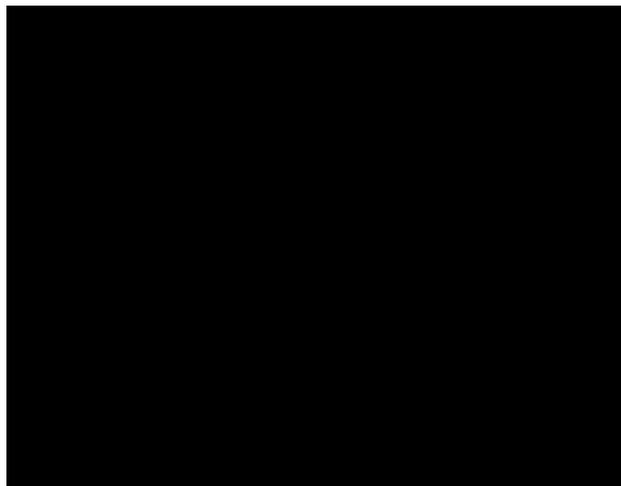


図 4.5 Neural Network により解析を行った $\tau \rightarrow e$ 崩壊における電子同定効率をフィルム枚数の関数として表したプロット。10 枚以上のフィルムで 60% 以上である。

ハドロン/ミューオン

ハドロンは二次反応を検出することにより同定を行う。鉛中での Nuclear interaction length は $\lambda_I = 199.6 \text{ gcm}^2$ である。ECC は鉛だけを考えると物質量 63.56 g/cm^2 であり、およそ $1 \text{ ECC} \sim 1/3 \lambda_I$ である。ハドロンと核子の散乱断面積は、およそ運動量 $2 \text{ GeV}/c$ 以下の領域では共鳴状態により複雑な振る舞いを示す。より正確にハドロンの ECC に対する平均自由行程を確かめるために、FLUKA による MC シミュレーションと、前述の π^- ビームを ECC に照射したテスト実験のデータの比較を行った [48]。

テスト実験のデータでは $2, 4, 10 \text{ GeV}/c$ の運動量の π^- ビームを ECC 中で追跡し、衝突点を見つけることでハドロン反応点同定を行った。合わせて 3700 本、60m の π^- 飛跡を行い、318

の衝突点を検出し、衝突長を $2\text{GeV}/c : 109.8^{+14.1}_{-11.4}\text{mm}$ 、 $4\text{GeV}/c : 184.9^{+24.2}_{-20.1}\text{mm}$ 、 $10\text{GeV}/c : 222.5^{+18.4}_{-15.8}\text{mm}$ と得た。シミュレーションとの比較の結果を図 4.6 に示す。

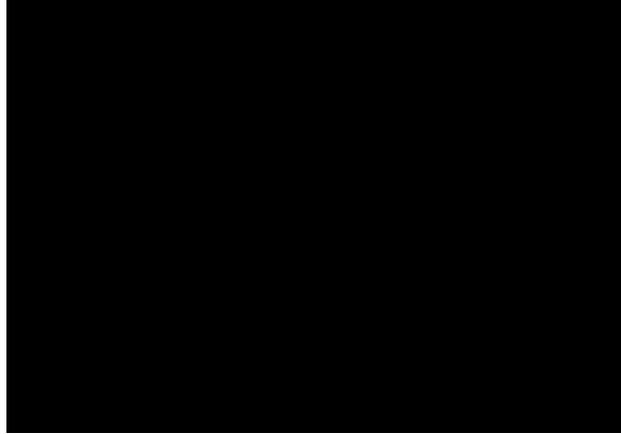


図 4.6 π^- ビームを ECC に照射したときの運動量別にみた衝突長分布。(1ECC は 73mm)。赤は FLUKA による予想値。黒は測定データである。MC における予想値との一致が確かめられた。

このように ECC 中でハドロン二次反応の同定が可能であるが、衝突長との関係から、飛跡を下流の複数の ECC に接続して追い下げて反応点を探索しなければならない。

4.1.3 Track Follow Down

節 3.4.2 において述べたように、チャーム生成事象は最大の背景事象である。その低減のためにはニュートリノ反応点に付随する一次粒子のミュオン/ハドロンの区別を行い、チャーム背景事象の元となる数を減らすことが有効である。また ϕ_{mod} の計算においても崩壊粒子と正反対に出ている粒子のハドロン同定が不可欠である。

節 2.3 で TT、RPC によるミュオン同定の条件について述べたが、その条件のみではミュオンが付随しているにも関わらず 0μ 事象とされるものが生き残る。図 4.7 に OPERA で得られた TT ヒット数の少ないミュオンの例を示す。TT、RPC によるヒット数または再構成された 3 次元飛跡の飛程物質量がミュオンの条件を下回ると ($660\text{ g}/\text{cm}^2$ 、約 10ECC 分の飛程、 $\sim 1\text{ GeV}/c$ ミュオンに相当) それが $\nu_\mu\text{CC}$ 反応からのチャーム背景事象の元となる。これらの主な原因は、検出器外に出てしまうミュオンや、運動量 $1\text{ GeV}/c$ 以下のミュオン等である。

また図 4.8 に TT と RPC のヒット数の長さで事象を区別したときに、 $\nu_\mu\text{CC}$ 反応と NC 反応で含まれる数の割合がどのように変化してするかのシミュレーション予想を示す。例えば 14 という値で区切ると、ヒット数がそれよりも大きい領域では 95.5% の CC 反応が含まれる。この値以下のところでは CC 反応を 0μ と判定してしまう。しかし NC 反応の検出効率を下げるわけにはいかないので、TT のみでの同定では必ずミュオンを同定できないものが生じる。

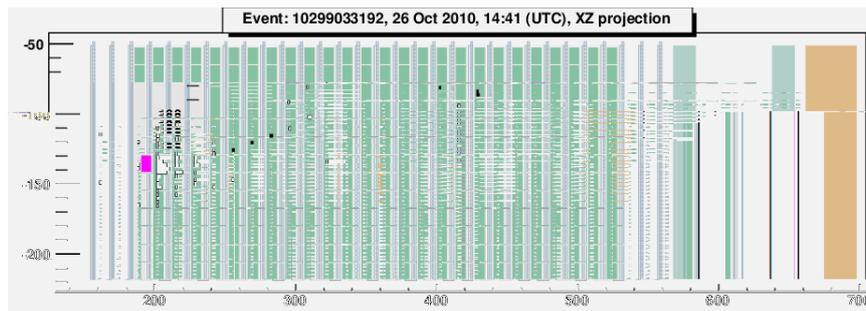


図 4.7 OPERA での 1μ 事象の一例を X-Z 射影で見たときのイベントディスプレイ。再構成されたミューオンとして 11 層の TT ヒットがあり、飛程物質量は 660 g/cm^2 ($\sim 10 \text{ ECC}$) を超える。これよりも少ないヒット数になると、ミューオンの同定が難しくなり、 0μ 事象と判断される。

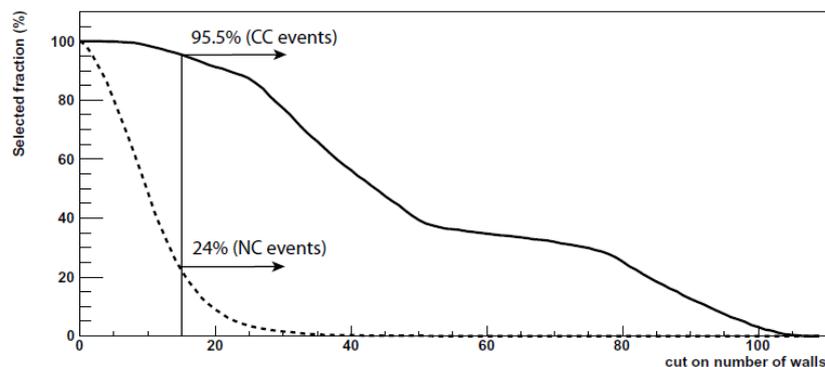


図 4.8 TT と RPC のヒット数により、CC 反応と NC 反応を区別したときの割合の変化。14 よりも大きいヒット数の事象を CC、それ以下を NC とすると、95.5% の CC 反応は同定できるが、残り 4.5% は NC 反応に含まれてしまう。

そのような領域で一次ミューオンの同定率を向上させるには、電子的検出器の位置分解能 0.8cm のみではなく、原子核乾板の飛跡を用いて、ミューオン同定よりもむしろハドロン同定を飛跡で行う事によりチャーム背景事象の元となる数を減らすことができる。具体的には運動力学的条件を満たした事象に対して、すべての一次粒子がハドロンだということを確認し、同定できないものはタウとは認めないという条件を課す。これによって TT、RPC のみでのミューオン同定に対して、チャーム背景事象を 40% 減少させることが可能であり、より低い背景事象のもとでのタウ同定が可能となる。

そのためには反応点に付随するすべての粒子の飛跡を反応点から下流に可能な限り追い下げ、ECC 間を接続していくことが必要である。この手法を Track Follow Down (TFD) と呼ぶ [47]。概念図を図 4.9 に示す。TFD により粒子の起こす二次反応点が見つかればハドロン同定ができ、また明確な反応点が無い場合には、飛跡の消失点までの飛程物質量と運動量の関

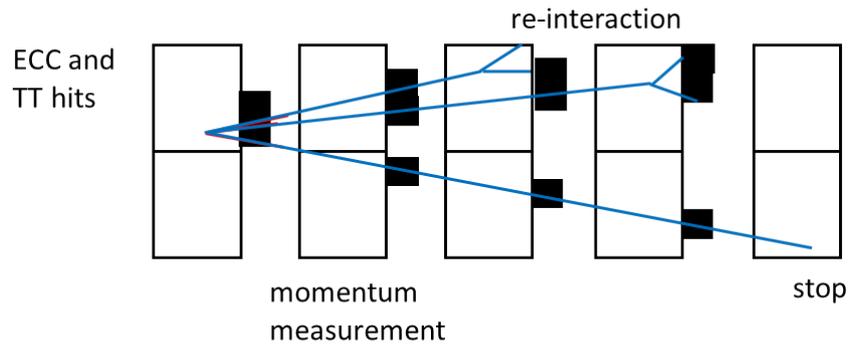


図 4.9 TFD の模式図。黒い四角の TT ヒット（分解能 0.8cm）のみでの情報に対し、原子核乾板の青線の飛跡情報（分解能 $1\mu\text{m}$ ）をすべて使うことで、ハドロンの二次反応の様子や、飛跡が止まった地点などを知ることができる。

係からミュオン/ハドロンの確率を評価する。そのためのパラメーターとして、

$$D_{TFD} = \frac{L}{R(p)} \frac{\langle \rho \rangle}{\rho} \quad (4.3)$$

を定義する。ここで、 L は測定された飛跡長、 $\langle \rho \rangle$ は飛程の軌跡に沿った平均の物質密度、また $R(p)$ は鉛中でのミュオンの飛程、 p は測定された運動量、 ρ は鉛の密度である。

この値は運動量 p を持つ粒子飛跡が、ミュオンであった場合に期待される飛程物質質量と、測定された飛跡の飛程物質質量の割合を意味し、測定した飛跡がミュオンの場合 1 に近い値となり、ハドロンの場合はそれよりも小さな値になる。TFD により飛程の長さや運動量が決定された後、この値が 0.8 より大きい(小さい)とき、粒子はミュオン(ハドロン)に分類する。図 4.10 にシミュレーションによる ν_μ CC 反応で 0μ と判定されてしまう事象のミュオンとハドロンについて計算した D_{TFD} の分布を示す。TFD の条件は、飛跡の角度が $\tan \theta \leq 1.0$ 、飛跡が検出器の外に出ない(接続可能な粒子である)ことである。

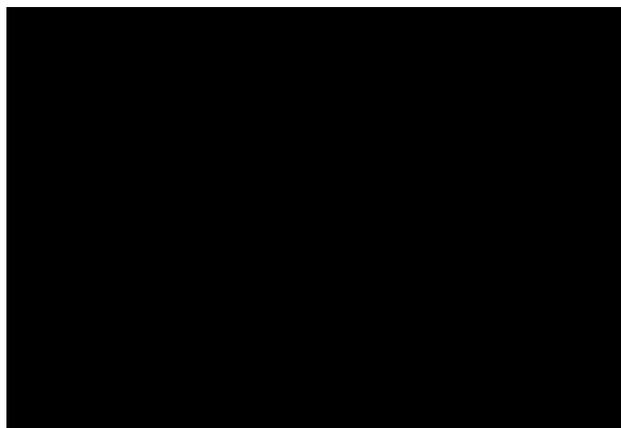


図 4.10 ミュオンとハドロンの飛跡に対する D_{TFD} 値の分布図。0.8 より小さな値が得られた場合はハドロンに、大きな値が得られたときはミュオンと同定する。

この TFD を行うには飛跡の ECC 間接続の手法を確立する必要がある。次節でその手法の説明を行う。

4.2 ECC 間の飛跡接続

4.2.1 Scan Back における ECC 間接続データ

TFD で飛跡を ECC 間接続するために、ECC 間の位置アライメントの量を把握しておく必要がある。ECC は Target Module の中に各 Wall のトレイに沿って x 方向に 56 個敷き詰められ、それが y 方向に 60 段並んでいる。ECC の設置される場所は検出器内の座標値によってインストール時に測定され、そのときの ECC 間のずれは 10mm オーダーである。ECC は反応の起こったものから取り出しを行い、また空いたところには新しい ECC が充填される。そのときに ECC の移動を行うが、そのときの位置精度は 1mm オーダーで制御される。図 4.11 に ECC を敷き詰める Wall の写真を示す。

実際に ECC 間を飛跡でつなげたときにアライメント精度が設計値通りになっているかを確認するために、ニュートリノ反応点の同定時において、節 3.1.3 で説明した SB を行った事象サンプルを集計し、その中で同一のニュートリノ事象に関して複数の ECC を SB しているサンプルを集め、2 個の ECC を貫通している飛跡を探し出した。SB 時には CS で飛跡が発見された後、ECC に飛跡を接続して SB を行うが、その飛跡が ECC を貫通してしまう場合などがある。その時にはニュートリノ方向上流の二つ目の ECC を取り出し、また CS 解析と SB を行う。上流 ECC でニュートリノ反応点までたどり着くことができれば、反応点から生成された飛跡のつながり具合を下流、上流合わせて二つの ECC にわたり調べることができる。

ECC の厚みは 80.187mm、次の Wall の ECC までの距離は 53.813mm である。図 4.12 に二つの ECC を SB する様子の模式図を示す。

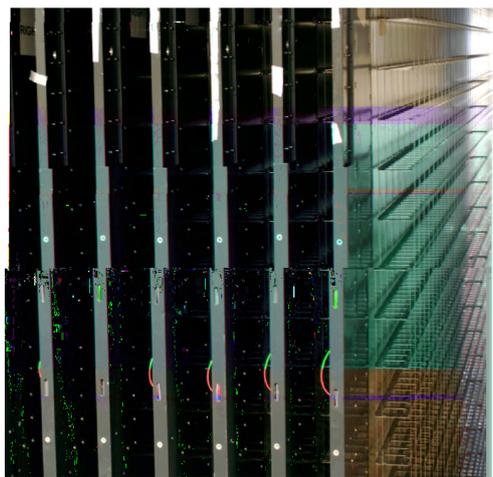


図 4.11 ECC は Wall 毎に設置したトレイに敷き詰められる。x 方向に 56、y 方向に 60 段でモジュールを形成する。

SB を行った日本側の 5546ECC を対象にして、この中で、同一ニュートリノ事象で二つの ECC を SB しているもの、さらに同一の飛跡を追い上げているもの 34 事象、36 飛跡に対し、

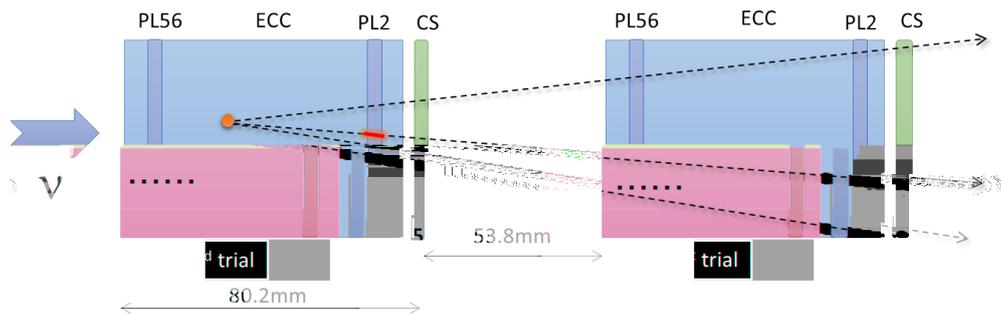


図 4.12 SB でふたつの ECC をまたぐ飛跡の追上げの模式図

位置ずれ、角度ずれの分布を調べた。角度ずれは、下流 ECC での最上流フィルム (PL56) と、上流 ECC での最下流フィルム (PL02) の base track の角度差を見ている。(PL01 及び PL57 のフィルムは、角度情報が歪みの影響を受けるため使用しない)。位置ずれは、その base track の位置と角度を用いて、下流 brick から上流 brick への延長した予想点と、上流 brick での base track の位置の差を求めている。(角度差、位置ずれの選定条件は、 100mrad 、 2cm 以下)。図 4.13 に実際の飛跡の例を示す。

36 飛跡の ECC 間の位置ずれ、角度ずれの分布を 4.14 に示す。角度ずれは、 $\sigma_{dax} = 14.5\text{mrad}$ $\sigma_{day} = 15.9\text{mrad}$ 、また x 方向の位置ずれは $\sigma_{dx} = 0.29\text{cm}$ 、y 方向は $\sigma_{dy} = 0.19\text{cm}$ であった。ECC は x 方向に取り出しを行うため、x 方向には位置の不定性が存在する。一方、y 方向は Wall に取り付けられたトレイの位置で固定される。

この解析により、接続のための ECC 飛跡読取の面積は位置ずれの $\pm 3\sigma$ の値として $2 \times 2\text{cm}^2$ で十分であることがわかった。また接続したい飛跡角度の接続範囲も同様の考えから $\pm 50\text{mrad}$ とすることができる。この値を ECC 間飛跡接続のための基準値として、ECC 内で飛跡探索を行う。

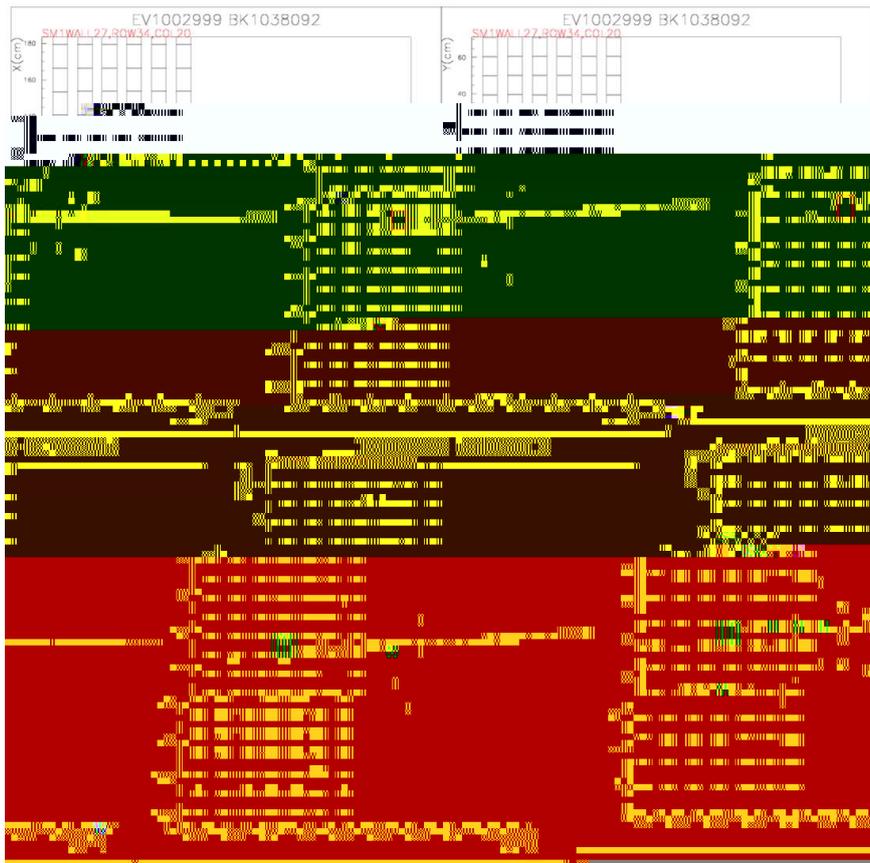


図 4.13 μ 飛跡を 2 つの ECC で SB した例。上段は標的モジュール内での下流 ECC の位置を X-Z (左)、Y-Z (右) で見た図であり、直線は SB した飛跡を表す。下段は上流の ECC を同じように表し、下流で貫通した μ 飛跡を接続して SB を行った。このときの ECC 間での飛跡の位置ずれは、 $dx=-0.029\text{cm}$ 、 $dy = 0.004\text{cm}$ 。また飛跡の角度ずれは $dax=0.004\text{rad}$ 、 $day=-0.011\text{rad}$ であった。

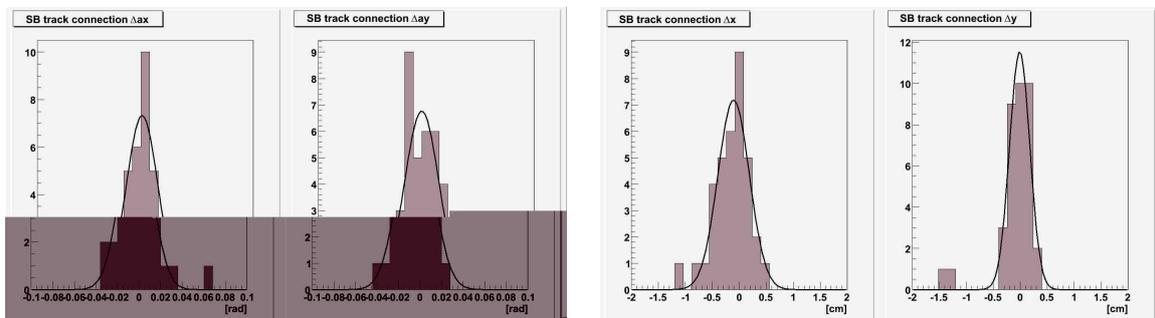


図 4.14 SB により得られた二つの ECC 間の base track による位置ずれ、角度ずれを示す。位置ずれに関して x 方向が y 方向よりも大きいのは、ECC 取り出しの際の x 方向の位置不定性によるものである。

4.2.2 実際の手順 1. CS スキャンによる飛跡接続

実際の接続の手順として、まず CS による飛跡の接続を説明する。ある ECC においてニュートリノ反応点が同定され、そこから放出される飛跡を下流の ECC に追い下げたいとする。下流 ECC を取り出した後最初に CS だけが現像され、ECC 自体は地下の保管所 Shielded Area に置かれる。CS は地下で現像され、またノイズ消去の処理であるリフレッシュを 2 回行うことから、宇宙線の混入が無く ECC よりもノイズの少ないフィルムである。

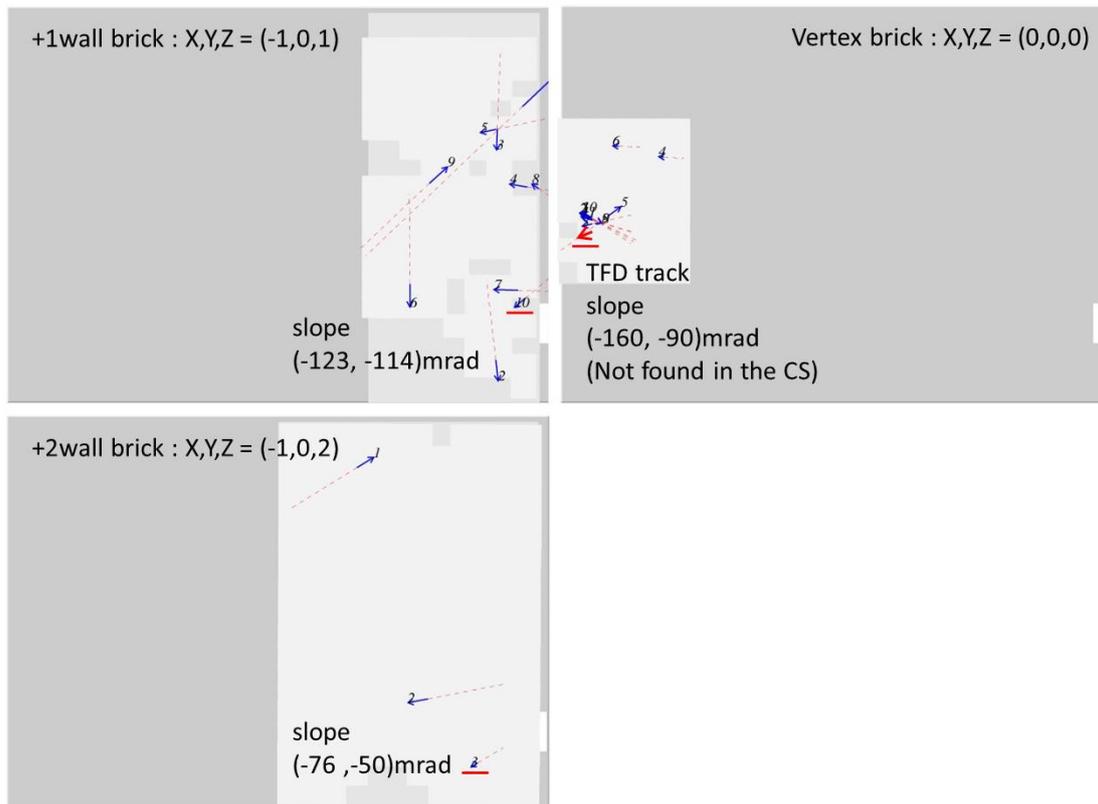


図 4.15 崩壊の娘粒子の飛跡を CS による接続を行い、TFD した例。右上図は反応点 ECC での CS であり、反応点への収束飛跡が映っている。この中で赤い矢印の飛跡をひとつ下流、左隣の ECC の CS (左上図) に接続するため CS をスキャンし、候補飛跡を発見した。さらにひとつ下流の ECC の CS (左下図) をスキャンし、候補飛跡を見つけ接続に成功している。この飛跡の運動量を各 ECC で測定したところ、運動量 (0.9-1.2 GeV/c) であることが分かり、カット上限値の 2GeV/c を下回ることからタウの運動力学的条件を満たさないことが分かった。

このためまず CS をスキャンし、目的とする飛跡を探索する。図 4.15 に、実際にある飛跡を CS で接続した例を示す。

しかし、CS だけでの探索では問題がある。CS における検出効率から必ず飛跡が見つかるとは限らないこと、また ECC 下流での情報しか得られないため、これだけでは ECC 中で反応が起こっているかどうかの完全な把握はできない。例えば、接続対称の飛跡が下流 ECC 中

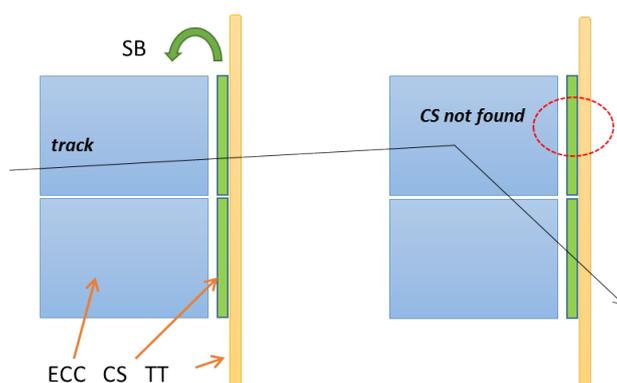


図 4.16 ECC 中で二次反応が起きていると、その ECC の CS では飛跡を発見することができず TFD を完了できない。この場合反応点を同定するためには ECC のフィルムを上流から直接探索する必要がある。

で二次反応を起こしている場合などである（図 4.16）。ハドロン同定に必要なハドロン反応の同定には、下流 ECC のフィルムを上流からスキャンして、飛跡を直接探索し、接続することが不可欠である。

4.2.3 実際の手順 2. ECC への直接飛跡接続

地下現像 ECC

3.1.4 で述べたように、通常の反応点同定では ECC に宇宙線を照射して地上現像し、宇宙線飛跡による $1\mu\text{m}$ 以下の精度でのフィルム間のアライメントを取り、NETSCAN による飛跡再構成を行う。通常 ECC に照射する宇宙線は約 $150/\text{cm}^2$ の本数で再構成されるので、接続する飛跡の $2 \times 2\text{cm}^2$ 、 $\pm 50\text{mrad}$ の探索範囲ではおよそ $4\text{cm}^2 \times 150/\text{cm}^2 \times (50\text{mrad}/600)^2 \sim 4$ 本の飛跡が乗り違いの対象として残ってしまう。よって TFD を行う場合には、確実に飛跡を一対一対応させるために宇宙線を照射せず、地下現像を行って接続を行う必要がある。これは通常の解析の流れの中では行われない処置であるので、地下現像 ECC 中での飛跡探索のノウハウを解析の中で確立していく必要があった。地下現像 ECC のスキャンデータの処理は通常と同じであるが、ECC の X 線マークでアライメントをとる。

X 線マークによるアライメントの精度

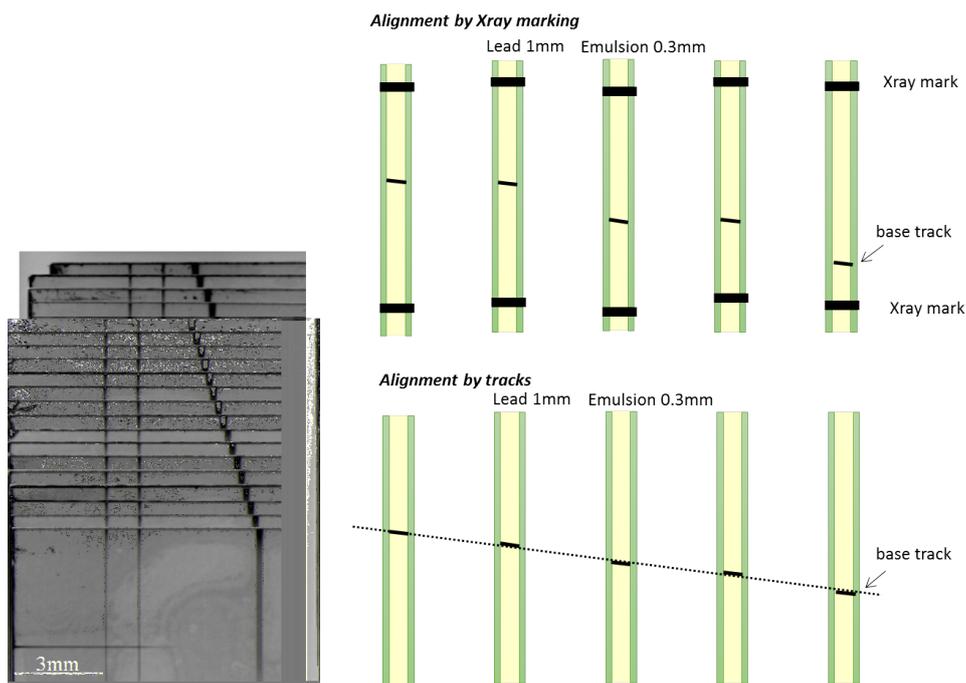


図 4.17 左角の X 線マークをフィルムを重ねて撮影した写真。

図 4.18 X 線マーク(上)と宇宙線飛跡(下)による ECC フィルム間アライメントの取り方の模式図。

まず、X 線マークによる NETSCAN でのアライメント精度を評価した。図 4.18 に、X 線マークによるアライメントと、宇宙線によるアライメントとの違いを模式図で示す。X 線は幅約 $50\mu\text{m}$ のスリットを通して ECC の四隅に照射され、図 4.17 のようにフィルムに印が刻印される。フィルム四隅の X 線マークのクロス点を S-UTS により読み取る。地下現像した

ECC では貫通する飛跡が入っていないため、アライメント精度を正確に評価するのは難しい。そこで宇宙線の照射されている ECC をスキャンし、そのデータに対し X 線マークによりアライメントを行った。その中から宇宙線飛跡を再構成し、フィルム間の飛跡の位置ずれから X 線アライメントの精度を評価した。

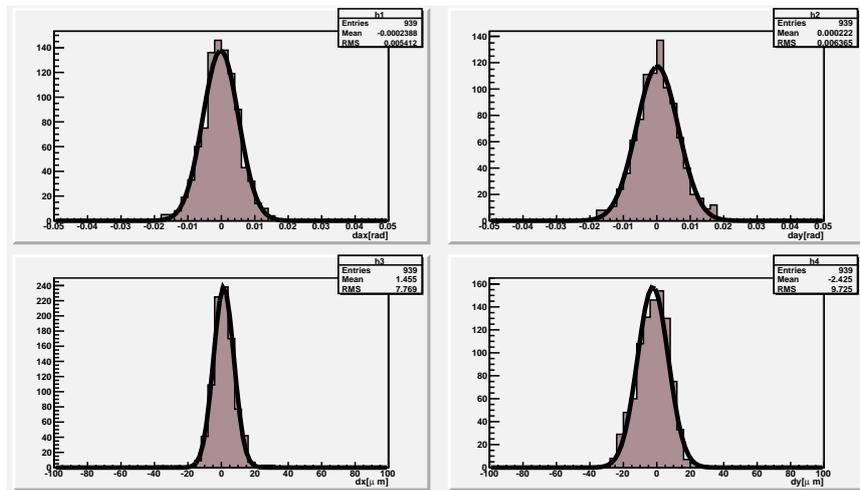


図 4.19 X 線マークアライメントの宇宙線飛跡による評価。宇宙線を構成する base track の鉛プレート 1mm を挟んだ時の角度ずれ、位置ずれを示す。

フィルム読取面積 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ 、18 枚をスキャンし、この中で 161 本の宇宙線を選びだした。この宇宙線飛跡を構成する base track を用いて、鉛プレート一枚を挟んだときの角度ずれ、位置ずれの結果を図 4.19 に示す。角度ずれは $\sigma_{d\alpha x} = 5.3 \text{ mrad}$ 、 $\sigma_{d\alpha y} = 6.3 \text{ mrad}$ であり、位置ずれは $\sigma_{dx} = 6.1 \mu\text{m}$ 、 $\sigma_{dy} = 9.2 \mu\text{m}$ であった。この値から X 線マークによるフィルム間の飛跡接続のアライメント許容値は $10 \mu\text{m}$ で十分である。

地下現像 ECC での飛跡再構成

接続したい ECC のフィルムの中で飛跡を探すには、 4 cm^2 、 $\pm 50 \text{ mrad}$ の範囲で本物の飛跡を一本探す必要がある。一枚のフィルムでの飛跡の単位は base track であるが、読み取りによるデータでは $10^6 / \text{cm}^2$ もの飛跡がノイズとして存在するために、base track のつながりを要求することでノイズの低減を行う。最終的に選ばれる数本の飛跡を目視確認して本物を同定する。

フィルム枚数は 10 枚を基本として探索を行う。二次反応点の同定のためにはより少ない枚数での飛跡発見・接続を行いたい、現状 10 枚での探索で検出効率は 70% である。この検出効率を向上させるために、base track のつながりを行う Linklet を作成するときの条件の考察を行う。

図 4.20 に Linklet の概念図を、図 4.21 に base track から Linklet を作り、さらにそれをグループ化して一本の飛跡を再構成する概念図を示す。

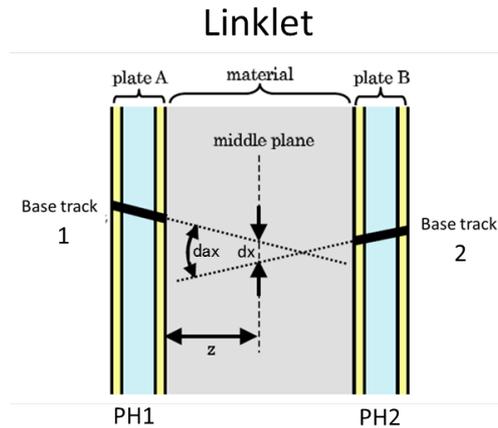


図 4.20 Linklet の概念図。鉛プレートを含んだ 2 枚のフィルムの各 base track を中間での位置ずれ、角度ずれに許容値を設定し Linklet を作成する。また二つの base track の PH の合計値にもカット値を設定してノイズの低減を行う。共通する base track を持つ Linklet 同士をひとつのグループにして飛跡を再構成する。

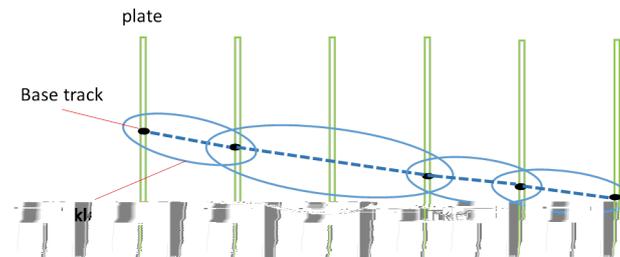


図 4.21 base track のつながりで一本の飛跡を構成していく様子を表した模式図。Linklet をグループ化することで飛跡を再構成する。base track が多くなれば本物の飛跡のみが生き残り、ノイズは低減する。5base track 以上の飛跡では 100% の純度で本物の飛跡のみが残る。

base track から作る Linklet の位置ずれ δx は次の式で表すことができる。

$$\delta x = \delta x_{scat} + \delta x_{align} + \delta x_{err} + dz\delta\theta_{err} \quad (4.4)$$

$$\delta x_{scat} = \frac{dz}{\sqrt{3}}\theta_{scat} \quad (4.5)$$

$$(4.6)$$

角度ずれ $\delta(ax)$ は、

$$\delta(ax) = \theta_{scat} + \delta\theta_{err} \quad (4.7)$$

$$(4.8)$$

$$\theta_{scat} = \frac{13.6[MeV/c]}{cp\beta} \sqrt{\frac{dz}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{z}{X_0}\right) \right) \quad (4.9)$$

と表される。dz は base track 間の距離、p は粒子の持つ運動量である。位置ずれの原因には

鉛中の多重電磁散乱と、アライメントによるずれ (δx_{align}) と測定エラーによるずれ (δx_{err} 、 $\delta \theta_{err}$) がある。ここで、支配的なのはアライメントのずれである。先に見た X 線アライメントの精度 $10\mu\text{m}$ に対して、例えば 1GeV 荷電粒子の 1mm 鉛厚みにおける多重電磁散乱による位置ずれ、角度ずれは、 $3.3\mu\text{m}$ 、 5.7mrad である。また測定エラーは S-UTS による値として、位置測定精度 $0.2\mu\text{m}$ 、角度測定精度 2.4mrad [39] である。

ここでノイズによる Linklet と、本物の飛跡によりつくられる Linklet の性質の違いを調べる。シグナルとなる本物の Linklet として、 $1\text{GeV}/c$ 運動量の粒子が作る鉛 1mm を挟んだ Linklet による位置ずれ、角度ずれの分布予想をシミュレーションにより計算した。X 線アライメントの精度を $10\mu\text{m}$ として組み込み、各射影でのパラメータをガウス分布を仮定した 10000Linklet により作成した分布図を 4.22 に示す。 $da = \sqrt{dax^2 + day^2}$ 、 $dr = \sqrt{dx^2 + dy^2}$ として二次元プロットで表示してある。シグナルの作る値を中心に楕円状に分布が広がっている。

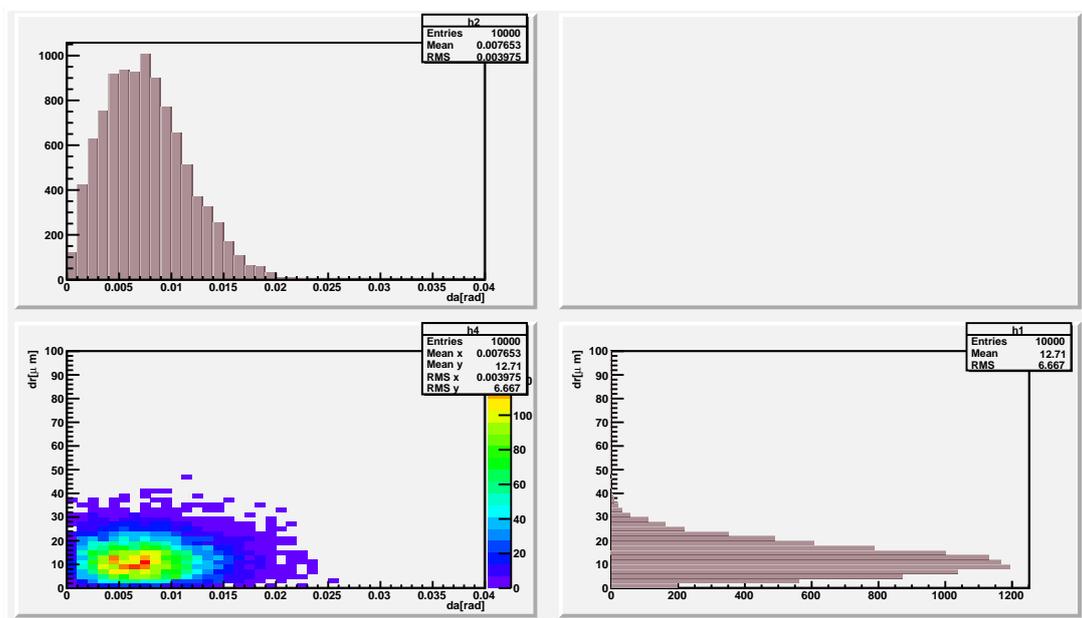


図 4.22 x 線アライメントの精度を $10\mu\text{m}$ と仮定したときの、運動量 $1\text{GeV}/c$ 粒子の作る Linklet の base track 間の位置ずれ、角度ずれの予想分布。左下図は位置ずれ dr と角度ずれ da の相関図である。左上の図は角度ずれ da のヒストグラム、右下図は位置ずれ dr のヒストグラムの分布を表す。

対してノイズの作る Linklet のずれは一様分布になるはずである。実際の地下現像された ECC をスキャンして作られた、鉛 1mm を挟んだ 3874Linklet (すべてがノイズ) の位置ずれ、角度ずれの分布を図 4.23 に示す。($2 \times 2\text{cm}^2$ の領域で、12 枚のフィルムのスキャン) この Linklet には既存のカット：角度ずれ 20mrad 、位置ずれ $50\mu\text{m}$ を課している。図の上段の、 $dax\text{-}day$ 、 $dx\text{-}dy$ 分布から、角度ずれ、位置ずれに関して一様分布になっていることが確かめられる。このように、Linklet のシグナルとノイズの分布には違いがあることが分かった。既存のカットでは位置ずれ、角度ずれを四角に切り出し、また base track の PH の和にカッ

トを課して Linklet 本数を抑えている。

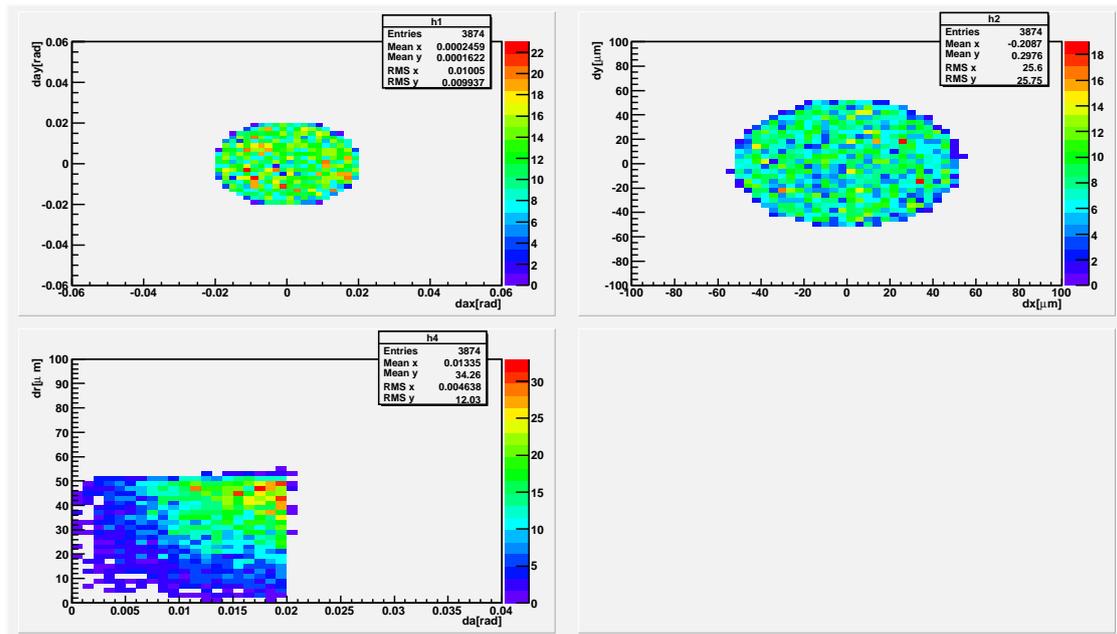


図 4.23 地下現象 ECC における Linklet の位置ずれ、角度ずれ分布。上段左図は角度ずれ day-dax の相関を、上段右は位置ずれ dy-dx の相関を示す。一様分布になっていることが確かめられる。左下は da-dr の相関図。da、dr に比例してノイズの量が増加する。

このスキャンデータにおいて、Linklet をグループ化して作り出した飛跡を出力し、各飛跡を構成する base track の数分布を調べた。2base track だけからなる飛跡は 4689、3base track 以上は 42 であった。このスキャンデータからあるひとつの飛跡を探す場合、探索飛跡数は目的の飛跡の角度に対して角度空間のカットを $\pm 50\text{mrad}$ でかけても、2base track では $4689 \times (50\text{mrad}/600\text{mrad})^2 \sim 33$ ほどの飛跡ノイズが入ってしまう。(600mrad : S-UTS の角度アクセプタンス)。よって効果的な探索を行うためには 3base track 以上での飛跡を探す必要がある。

4.2.4 地下現像 ECC での飛跡探索

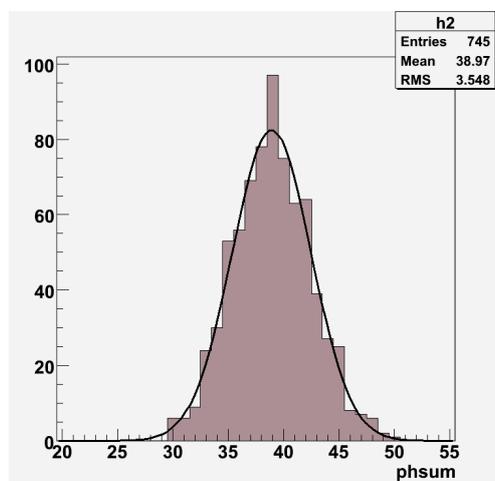


図 4.24 宇宙線 101 本を構成するすべての Linklet の PH 分布。従来のカットでは PH34、36、38 にカット値を設定している。PH32 以上では全体の 98 を含む。

Linklet(old)	dr (μm)	da (mrad)	PH
0skip (鉛 1mm)	50	20	34
1skip (鉛 2mm)	55	20	36
2skip (鉛 3mm)	60	20	38

表 4.1 既存の Linklet のカット値

base track の読み取り検出効率はテストビーム実験では 80% 以上であるが、解析に用いる実際のフィルムでは 60~70% ほどである。3base track 以上を探索する場合、従来の Linklet の作成条件では 10 枚のフィルムで、base track の読み取り検出効率 60% を仮定したときに 70% ほどの検出効率しかなく、これを改善するために既存の Linklet のカットに対して新しいカットの研究を行った。

本物の base track の PH の目安は 16 であり、Linklet を作る際の 2 base track の PH の和を 32 以上の下限値にすることで検出効率の向上を図ることができる。図 4.24 に宇宙線で作る Linklet の PH の分布を示す。PH のカットを 32 以上にすることで、シグナルの 98% を含めて飛跡を再構成することができる。しかし単純に PH のカットを下げるだけではノイズが増加してしまうので、そのためにノイズとシグナルを切り分ける新しい位置ずれ、角度ずれの基準値を導入して、本物の飛跡を拾い、偽物らしい飛跡は極力減らすカットを導入する。地下現像 ECC における既存のカットのパラメータを表 4.1 に示す。

宇宙線によるアライメント評価、図 4.19 で見たようにシグナルとなる Linklet は位置ずれ、角度ずれの各射影で見たときにガウス分布でよく近似することができる。これから Linklet の

4つのパラメータ、 dax 、 day 、 dx 、 dy が許容値に含まれる確率分布を、以下の χ^2 で議論することができる。

$$\chi_{\nu=4}^2 = \left(\frac{dax}{\sigma_{dax}}\right)^2 + \left(\frac{day}{\sigma_{day}}\right)^2 + \left(\frac{dx}{\sigma_{dx}}\right)^2 + \left(\frac{dy}{\sigma_{dy}}\right)^2 \quad (4.10)$$

それぞれのパラメータの取るガウス分布を σ で割ることで正規化し、自由度4の χ^2 を定義している。ここでパラメータは、1GeV/cでのMCの値を基にして、 $\sigma_{dax} = \sigma_{day} = 6.1\text{mrad}$ 、 $\sigma_{dx} = \sigma_{dy} = 10.2\mu\text{m}$ とする。この χ^2 の値で許容値を設定することで、本物の飛跡による Linklet のみを選ぶようなカットを行う。

従来のカットと比較するために、ノイズの分布とシグナル宇宙線の分布が2つのカットでどのように変わるかを確認する。同一なスキャンデータに新旧のカットをかけて出力結果の比較を行った(図4.25)。

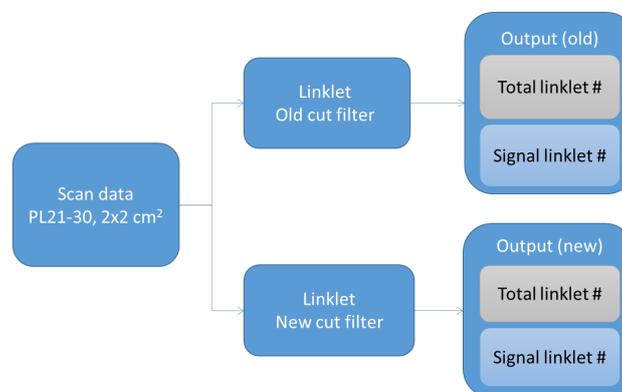


図 4.25 同一なスキャンデータに二つの異なるカットフィルターをかけて、出力される Linklet 情報の違いを見る。

シグナルの分布を調べるために、宇宙線照射 ECC を X 線マークで測定したデータを用いて(面積 $2 \times 2\text{cm}^2$ で10フィルムをS-UTS スキャン)、旧カットを適応した 0skip Linklet の PH と位置ずれ dr 、角度ずれ da の分布を調べた。図 4.26 に示す。

上段にすべての Linklet を、下段に 8base track 以上からなる飛跡(宇宙線飛跡)を構成する Linklet を表示している。下の段のものはすべて本物の飛跡(宇宙線)であり、その PH、位置ずれ角度ずれの分布は MC による予想と近いものである。(上段においてもすでにシグナルの分布と、一様なノイズ分布との分離が見えている。)また左は Linklet の PH 分布であり、PH=34 でカットしている。左上は PH の増加と共に Linklet 数が減少していくのに対して、左下の図は PH38 ほどにピークがある。これらが PH 分布のノイズらしさとシグナルらしさを示している。

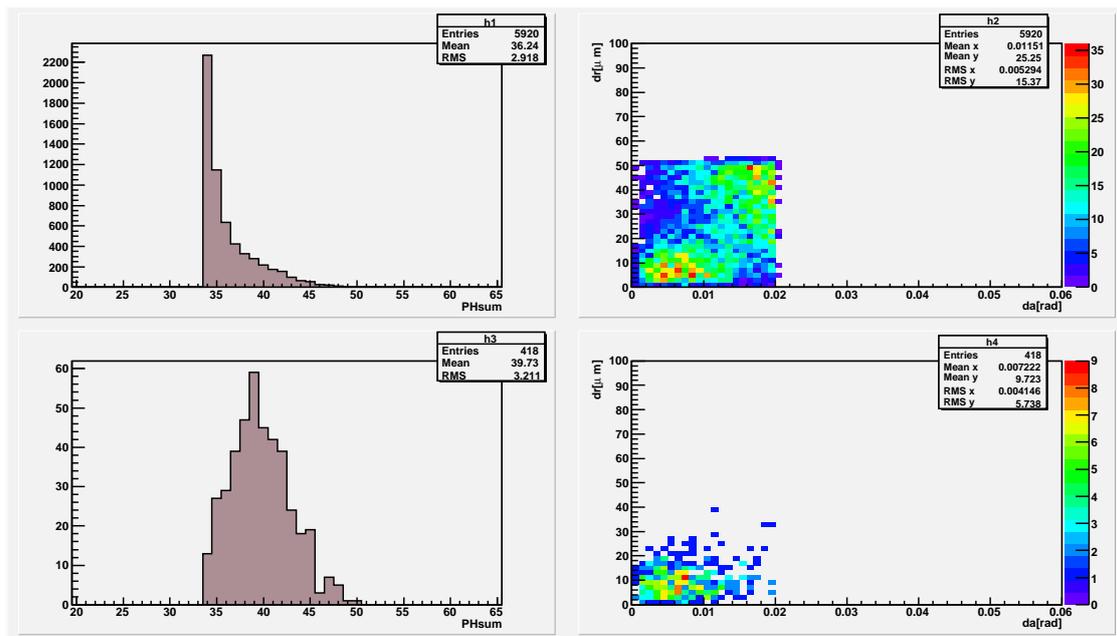


図 4.26 旧カットにおける 0skip でのすべての飛跡を構成する Linklet の PH、da-dr の分布。上段：すべての Linklet。下段：8base track 以上の飛跡を構成する Linklet。

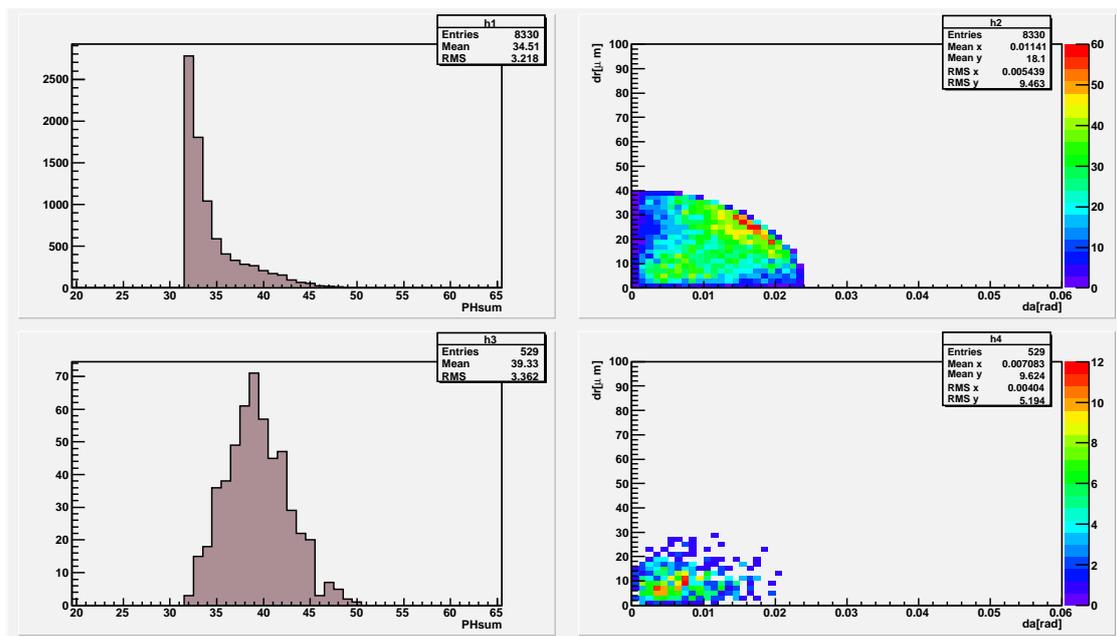


図 4.27 χ^2 カットを適応した 0skip でのすべての飛跡を構成する Linklet の PH、da-dr 分布。上段：すべての Linklet。下段：8base track 以上の飛跡を構成する Linklet。

次に同じデータに対し、新しいカットを適用して PH カットを 32 にゆるめた 0skip Linklet の分布を図 4.27 に示す。ここで、 $\chi^2 \leq 15$ のカットを設定した。これは運動量 1GeV/c 相当の粒子が作る Linklet の 99.5% を含むようなカットである。

右上はすべての Linklet であり、シグナルのみを選びだすようなカットになっている。右下

は宇宙線飛跡の Linklet を旧カットと同様の条件で表示している。シグナルである Linklet が選ばれてきていることがわかる。また左上、左下の PH 分布は旧カットとほぼ同じであり、シグナルらしさとノイズらしさで分かれている。左下の PH 分布はカット値 32 以上の Linklet が増加している。

1skip、2skip に対しても 1GeV/c 相当飛跡のシミュレーション予想値からこの χ^2 カットを設定する。X 線アライメントの Linklet の位置ずれは、間に挟む鉛枚数の違いによる影響はあまりなくほぼ一定である。これは、X 線アライメントのずれは多重電磁散乱の効果よりも大きいこと、またプレート間でずれの量が伝搬しないことによる。対して角度のずれの効果は多重電磁散乱により skip 毎に増加し、2skip では射影角で 10.3mrad になる。

Linklet(old)	σ_{dx} (μm)	σ_{dax} (mrad)	PH	χ^2 cut
0skip	10.2	6.1	32	≤ 15
1skip	11.3	8.4	32	≤ 10
2skip	13.6	10.3	32	≤ 8

表 4.2 χ^2 の Linklet のカット値

PH カット 32 をすべての skip 毎に課すために、Linklet のノイズを skip 毎に一定に抑える。そのために χ^2 カットの値を、0skip では 15 (99.5%)、1skip では 10 (96.0%)、2skip では 8 (90.8%) と設定する。表 4.2 に χ^2 カットのパラメータを載せる。

この新旧カットでのシグナルの検出効率とノイズ本数の違いを見るために、Linklet 出力データからそれぞれ飛跡データを作り出して、その数分布を見た。このとき 2base track で構成される飛跡本数は旧 4645 本 新 17426 本 (3.8 倍) となり、本物宇宙線のみからなる 5base track 以上の飛跡本数は旧 283 本 新 355 本 (1.3 倍) となった。3base track 以上の Track 本数分布を図 4.28 に示す。

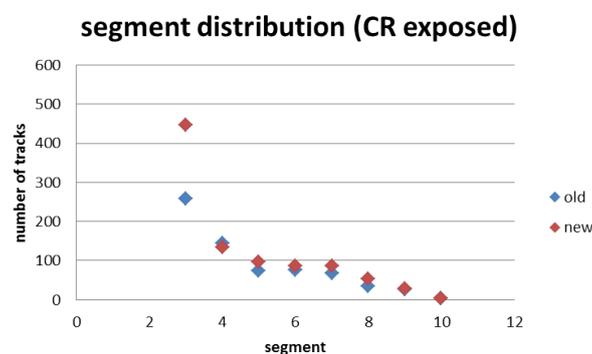


図 4.28 新旧カットにおける飛跡本数の分布。青は旧カットを、赤が新カットを示す。

このことから同一のデータに対し、新しいカットでは飛跡検出本数を旧来のカットに対して 30% 向上させることができた。地下現象 ECC にこのカットを行った場合、ノイズ本数

は 3base track 飛跡を対象として、 4cm^2 領域 10 枚のフィルムで 100~200 本ほどであり、 $\pm 50\text{mrad}$ のカットを行うことにより数本を選別し、目視確認で最終判断を行うことが可能である。

base track の検出効率を 60% とした時、フィルム 10 枚での、このカットの許容値によりつながる 3base track 以上の飛跡の検出効率は 90% である。もしも旧カットのまますべての skip の Linklet で PH を 32 以上にゆるめると、総飛跡数はおよそ 50000 本になり、新カットでは 18000 本と約 1/3 に抑えることができている。

もし飛跡が見つからない場合や、低運動量の飛跡を追い下げる場合にはフィルム枚数を増やして探索し、カットの値も適宜変更して接続を試みる。PH のカットをこれ以上下げても検出効率の向上は 2% 以下であり、ノイズが増えるのみであるため、このカットのままフィルム枚数を増やして探索を行う方が効率的である。

これらの手法を持って飛跡を確実に ECC 間の接続を行って TFD を行い、飛跡が検出器外に逃げてしまったり、角度アクセプタンス外ではない限り、幾何学的に接続可能なものは確実に接続するという TFD の要件を満たして解析を行う事が可能である。

4.2.5 接続の具体例

飛跡を下流 ECC に接続した例として第4 ν_τ 事象解析で行った TFD を紹介する。物理的な解析内容は節 5.2.2 で詳しく述べる。ニュートリノ反応点から生成された一次粒子飛跡について、それを下流すべての ECC に接続を試みた。4 本ある一次飛跡 1~4 の内、飛跡 2 について、反応点 ECC を含めて 10ECC の TFD を行い、この内 4ECC は CS による飛跡接続を行い、また残り 5ECC は ECC スキャンによる飛跡の直接接続を行った。

この内、節 4.2.4 で説明した Linklet の旧カットでは飛跡が発見されず、Linklet の新カットでの探索で飛跡が発見された 8 番目の ECC 飛跡接続の例を挙げる。この ECC を地下現像して上流 12 フィルム、 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ の領域でスキャンした。探索すべき飛跡の角度は $(-0.19, 0.25)$ である。予想される位置ずれに十分な許容量 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ の中で、 $\pm 50 \text{ mrad}$ の角度範囲で接続したい飛跡 2 の探索を行った。まず既存の Linklet カットデータの中で、3D Viwer 上で 3base track 以上の飛跡を探索したところ、候補飛跡の数は 0 であった。また 2base track の飛跡候補は約 50 本あり、その中から目的の飛跡を探し出すのは困難であった。次に新しいカットを導入して探索を行うと、3base track で候補となるものは 4 本あり、顕微鏡による目視確認によりこの中で一本が本物であると確かめられた。この飛跡を Plate Changer により下流 ECC フィルムに追い下げると ECC 全体を貫通することが確認され、また次の下流の ECC へ接続を続行した。最終的に飛跡 2 は標的モジュールの最終 ECC までたどり着き、TFD を終了した。

10ECC での飛跡の角度ずれ、位置ずれのプロットを図 4.29 に見せる。これは節 4.2.1 で調べた ECC 間の飛跡の位置ずれ、角度ずれと整合性のある値である。また全 ECC の全フィルムに渡って角度の変化が連続的であることから（節 5.2.2、図 5.14）飛跡の ECC 間接続が問題なく成功していることを裏付ける。

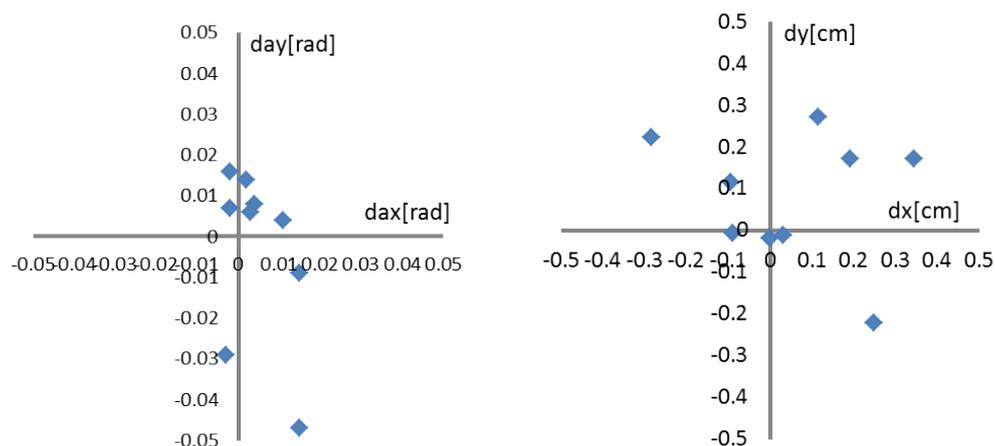


図 4.29 第4 ν_τ 事象の一次飛跡の TFD における、飛跡 2 の 10ECC 間での位置、角度ずれのプロット。

第 5 章

崩壊事象解析

5.1 ν_τ 事象

これまでに見つかった 4 つの ν_τ 候補事象について説明する。

5.1.1 第 1 事象

2009 年度のビーム照射で得られた反応事象の中から見つかった $\tau \rightarrow 1h$ 崩壊チャンネルのタウニュートリノ事象である [31]。2010 年 5 月に発表を行った。ニュートリノ反応点は 7 本の飛跡から構成され、そのうちの 하나가折れ曲がりのトポロジーを示し、タウの崩壊事象と同定された。図 5.1 に再構成された飛跡データのトポロジーを示す。

トポロジーと飛跡の運動量

飛跡 4 は親粒子であるタウレプトン候補の飛跡であり、 $1335 \pm 35 \mu\text{m}$ 飛んだ後に、角度、 $41 \pm 2 \text{ mrad}$ で折れ曲がり、崩壊のトポロジーを示している。

飛跡 1 は運動量 $0.78_{-0.10}^{+0.13} \text{ GeV}/c$ と測定され、直下の ECC では見つかっていない。二次反応を ECC 間の TT で起こしていると思われる。

飛跡 2 は運動量測定により $p\beta = 0.32_{-0.11}^{+0.31} \text{ GeV}/c$ であり、電離損失の大きな飛跡である。その飛程は $32.0 \pm 0.5 \text{ gcm}^{-2}$ であり、プロトンと判定された。飛程から推定されるプロトンの運動量は $0.60 \pm 0.05 \text{ GeV}/c$ である。

飛跡 3 は 4 つ下流の ECC で二次反応を起こし、2 本の荷電粒子の飛跡を生成していることが確かめられた。運動量は $p\beta = 1.97_{-0.25}^{+0.33} \text{ GeV}/c$ である。

飛跡 5 は 2ECC 下流で消失し飛程は 174 gcm^{-2} 以下と推測された。運動量は $p\beta = 1.30_{-0.16}^{+0.22} \text{ GeV}/c$ である。

飛跡 6 はニュートリノ反応の起こった ECC 内で止まり、運動量 $p\beta = 0.36_{-0.09}^{+0.18} \text{ GeV}/c$ 、低運動量のパイオンと同定した。

飛跡 7 は直接にはニュートリノ反応点に付随しておらず、2 枚のフィルム下流から発生し、反応点に $IP = 43_{-43}^{+45} \mu\text{m}$ を持つ。この飛跡は反応点から生じた中性の粒子由来のものと推測



図 5.1 第 1 事象において再構成された飛跡のトポロジー。左上：CNGS ビーム垂直平面。右上：同じ平面での拡大図。下：横から見た図。

される。運動量解析ではこの飛跡は $p\beta = 0.49^{+0.29}_{-0.13} \text{ GeV}/c$ である。

飛跡 8 は飛跡 4 の崩壊の娘粒子であり、運動量は $p\beta = 12^{+6}_{-3} \text{ GeV}/c$ である。娘粒子の運動量条件 $2 \text{ GeV}/c$ 以上を満たしている。反応点に対する IP は $55 \pm 4 \mu\text{m}$ であり、他の飛跡粒子は反応点に対し $7 \mu\text{m}$ 以内で収束している。

また、 $\gamma 1$ からの電子対飛跡が測定されている。崩壊点から z 方向に距離 2.2 mm で対生成を起こし、ニュートリノ反応点に対する $\text{IP} = 45.0 \pm 7.7 \mu\text{m}$ に対して、崩壊点に対する $\text{IP} = 7.5 \pm 4.3 \mu\text{m}$ を持つ。測定されたエネルギーは、 $5.6 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 1.7(\text{syst.}) \text{ GeV}$ である。ポインティングの確率を評価すると、反応点に対しては 10^{-3} 以下であり、崩壊点に対しては 32% で崩壊点に付随している。

$\gamma 2$ はエネルギー $1.2 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \text{ GeV}$ を持ち、 z 方向約 13 mm 下流で対生成を起こしている。IP は崩壊点に対して $22^{+25}_{-22} \mu\text{m}$ 、反応点には $85 \pm 38 \mu\text{m}$ である。

この電子飛跡のポインティングの確率は、崩壊点に対して 82% 、反応点に対して 10% であり、どちらに付随しているか明確には区別できないが、崩壊点からのものと判断できる。 $\gamma 1$ と $\gamma 2$ のなす不変質量は $120 \pm 20(\text{stat.}) \pm 35(\text{syst.}) \text{ MeV}/c^2$ であり、同一な π^0 由来のものという仮定を支持する。

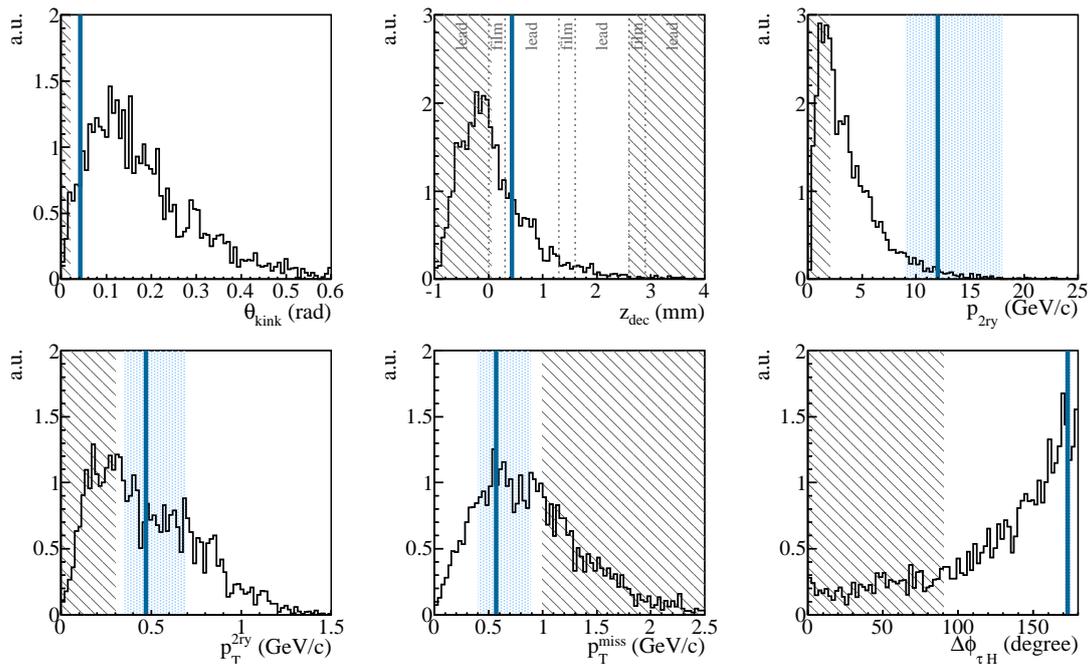


図 5.2 第 1 事象の運動力学変数の分布。測定値とエラーバンドを青で示す。

運動力学的解析

崩壊の横向き運動量 p_T^{2ry} は $0.47^{+0.24}_{-0.12}$ GeV/c であり、 γ が付随している場合のカット値 0.3 GeV/c を上回りタウの条件を満たす。

ビーム軸に対して垂直な平面での、すべての粒子のなす運動量ベクトルの和、 p_T^{miss} は $0.57^{+0.32}_{-0.17}$ GeV/c であり、上限カット値 1 GeV/c 以下である。

また同じ平面で、親の粒子の方向と、他の一次飛跡の運動量合成ベクトルのなす角度 ϕ_{lH} は、 $172 \pm 2^\circ$ であり、下限カット値の 90° 以上である。

娘粒子を π^- と仮定し、 $\gamma 1, 2$ を含めて、親粒子の不変質量を計算すると、 $640^{+125}_{-80} (stat.)^{+100}_{-90} (syst.)$ MeV/c² であり、 $\rho(770)$ の質量と整合性がある。 $\tau \rightarrow \rho^- \nu_\tau^-$ の崩壊分岐比は 25% である。

よってこの事象は ν_τ 反応の $\tau \rightarrow 1h$ 崩壊認定条件を満たし、(図 5.2) また反応点に付随するレプトンはタウ以外にいないことを確認し、タウニュートリノ反応事象と同定された。

5.1.2 第 2 事象

2011 年度ビーム照射で得られたニュートリノ反応から、 $\tau \rightarrow 3h$ チャンネル整合性のある崩壊事象が発見され [47]、2012 年 6 月に報告を行った。

反応点は 2 つの飛跡で構成される。タウレプトン候補の飛跡と一次飛跡は $0.9 \mu\text{m}$ の最少距離を持って反応点に収束し、深さは鉛中約 $120 \mu\text{m}$ である。タウレプトンは飛程長 $z_{dec} 1446 \pm 10 \mu\text{m}$ の飛行の後、フィルムのプラスチックベース中で 3 つの飛跡に崩壊してい

る。図 5.3 に再構成された飛跡の全体像と、5.4 にベース中で崩壊しているタウと 3 本の飛跡の様子を見せる。



図 5.3 第 2 事象の飛跡トポロジー。 V_0 はニュートリノ反応点を、 V_1 は崩壊点を示す。 V_2 は d3 の衝突点であり、そこから 2 本の荷電粒子 d3-1、d3-2 が発生している。

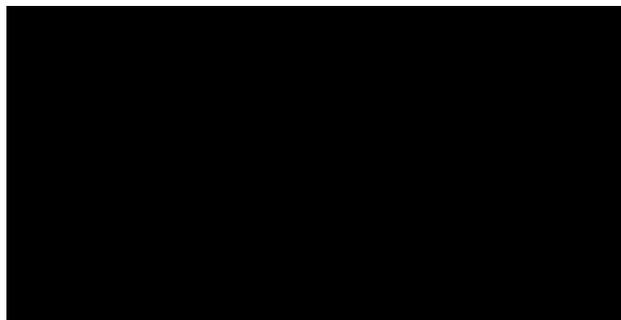


図 5.4 タウレプトンがフィルムのベース中で 3 本の娘粒子に崩壊している様子。

トポロジーと飛跡の運動量

一次飛跡は運動量 $p\beta = 2.8_{-0.7}^{+0.7} \text{ GeV}/c$ を持ち、TT の情報では 2 つの wall しかその軌跡方向に信号を残していない。さらに飛跡の TFD が行われ、一つ下流の ECC に接続された。その途中で y 方向に ECC を抜け出し、その横の ECC では飛跡は発見されなかった。またさらに下流の ECC でも (3 個下流まで) 探索を行ったが、ECC、CS 共に飛跡は未発見である。二つ下流の ECC において、ハドロン二次反応の証拠を探すための飛跡探索、 γ 探索が行われたが何も見つからない。TT からの情報と合わせてこの一次飛跡は二つ下流の ECC に入る直前、直後に反応して消失したと思われる。同じ運動量のミューオンが貫通する ECC の数は

26 ~ 44 であり、 $D_{TFD} = 0.05 < 0.8$ からハドロンと同定された。

崩壊点は 3 つの娘粒子、d1、d2、d3 からなっている。崩壊点に対してハドロン二次反応点から生じる核破砕片の探索が行われ、そのような大きい電離損失をもつ低エネルギー核子の飛跡は見つかっていない。 $(\tan\theta = 3)$ まで。

d1 は運動量 $p\beta = 6.6_{-1.4}^{+2.0} \text{ GeV}/c$ であり、4 つ下流の ECC で二次反応を CS の飛跡から確認した。衝突点から 2 つの飛跡を生じており、TT でもその ECC で hit signal の増加が認められる。

d2 は運動量 $p\beta = 1.3_{-0.2}^{+0.2} \text{ GeV}/c$ を持ち、TFD によって一つ下流 ECC で飛跡が発見された。2 つ下流の ECC 以降では飛跡は見つかっていない。 D_{TFD} は 0.25 以下である。

d3 は運動量 $p\beta = 2.0_{-0.6}^{+0.9} \text{ GeV}/c$ であり、ニュートリノ反応を含む ECC 内で二次反応を起こしている。11 鉛プレート下流の (およそ 1.3 cm) フィルム乳剤層中で 2 本の荷電粒子 d3-1、d3-2 と 4 本の核破砕片を生成している。

運動力学的解析

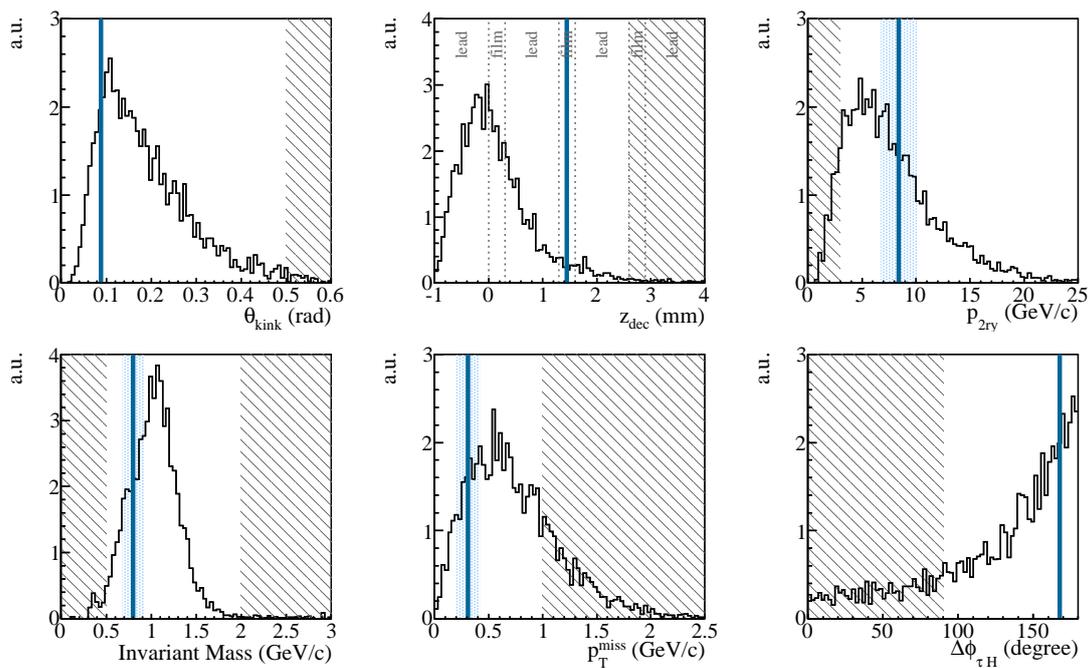


図 5.5 第 2 事象の運動力学変数の分布。測定値とエラーバンドを青で示す。

この事象における運動力学解析の結果は、ニュートリノビーム垂直平面での運動力学変数として $\phi_{lH} = 167.8 \pm 1.1^\circ$ 、 $p_T^{miss} = 0.31 \pm 0.11 \text{ GeV}/c$ である。娘粒子 d1、d2、d3 に関しては、折れ曲がり平均角度は $\langle \theta_{kink} \rangle = 87.4 \pm 1.5 \text{ mrad}$ であり、500mrad の上限値以下である。また合計運動量 $p_{2ry} = 8.4 \pm 1.7 \text{ GeV}/c$ であり 3 GeV/c の下限値を上回り、3 本で再構成される不変質量と、最少不変質量は $m = 0.80 \pm 0.12 \text{ GeV}/c^2$ であり、 $m_{min} = 0.96 \pm 0.13 \text{ GeV}/c^2$ である。許容値 $[0.5, 2] \text{ GeV}/c^2$ を満たす。図 5.5 に力学変数の分布と測定値を示す。この事

象はタウレプトンと、ハドロンと同定された一次飛跡以外には他の飛跡、レプトンは付随していないことを確認し、トポロジー及び運動力学的認定条件を満たすので第 $2\nu_\tau$ 事象として同定された。

5.1.3 第 3 事象

2012 年度におけるビーム照射の反応事象解析中で 1μ 事象の中から $\tau \rightarrow \mu$ チャンネルと整合性のある崩壊事象が発見された [51]。第 3 ν_τ 事象として 2013 年 3 月に報告をおこなった。図 5.6 に TT による事象全体像を載せる。反応点を含む赤くマークした ECC から TT ヒットによる飛跡が再構成され、24Wall 分の TT を貫通し、磁場スペクトロメータ内の RPC を 6 つ貫通して止まっている。飛程の物質量は 1650 g/cm^2 であり、ミュオンと同定された。その飛程から推定されるミュオンの運動量は $2.8 \pm 0.2 \text{ GeV}/c$ である。

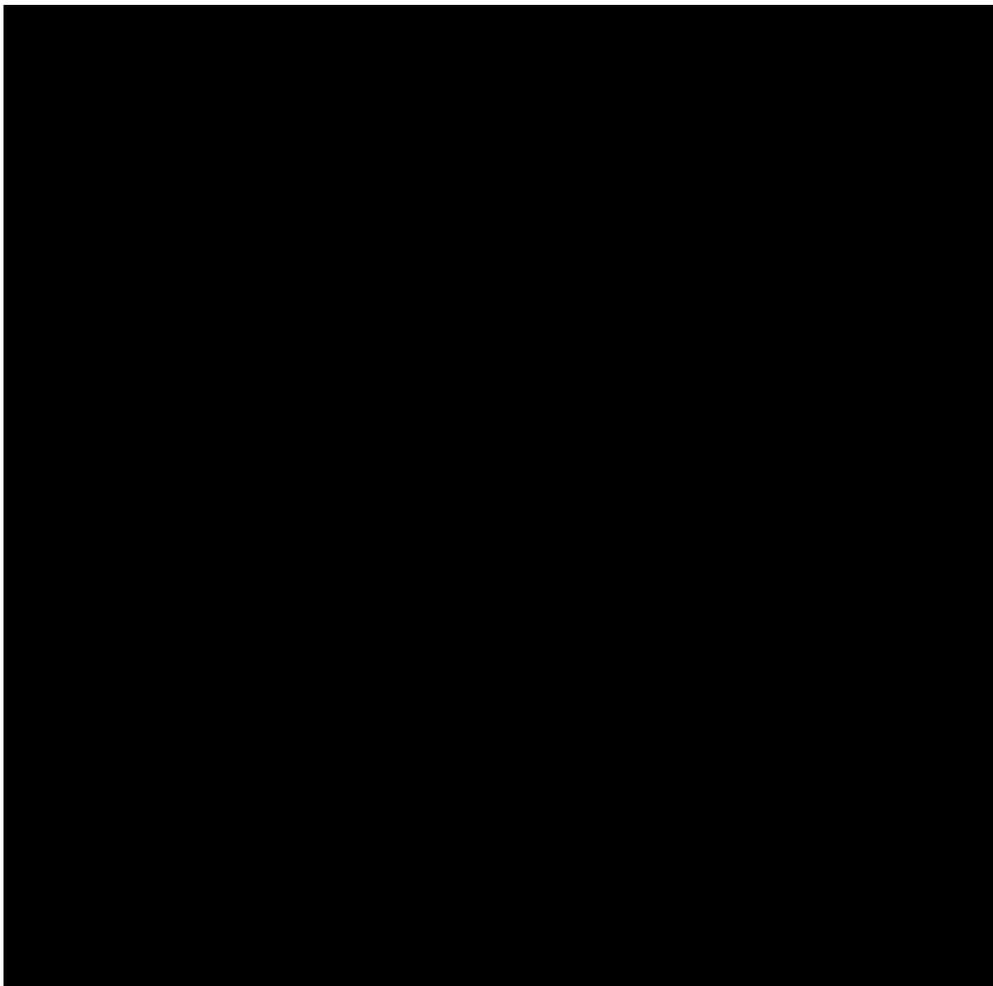


図 5.6 第 3 事象の全体像。TT と RPC のヒットによりミュオンが再構成され、赤くマークした ECC においてニュートリ反応点が同定された。

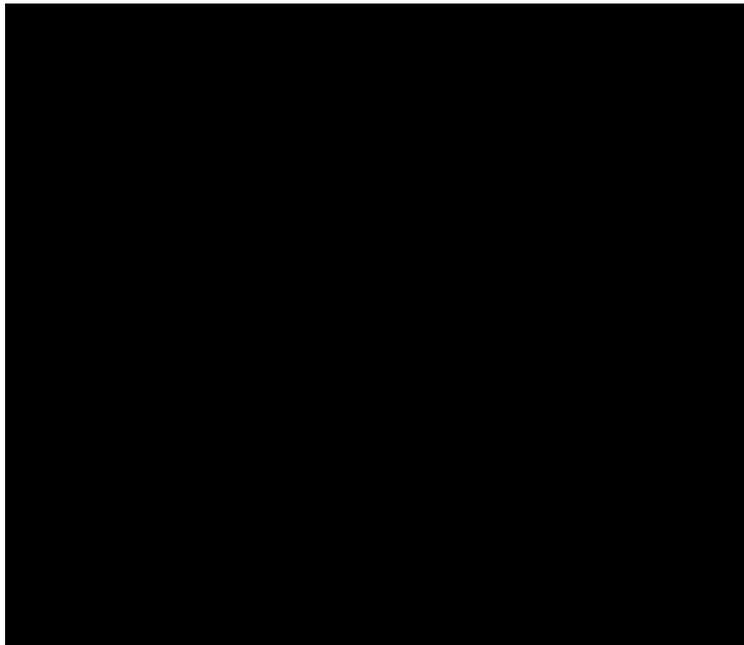


図 5.7 再構成された飛跡による事象トポロジー。反応点 (V_0) とベース中の崩壊点 (V_1) の拡大図を左上に示す。

トポロジーと飛跡の運動量

ニュートリノ反応点は 1 本の一次飛跡と、1 本のタウレプトン候補、1 本の γ から電子シャワー飛跡により構成される。

タウレプトン崩壊は第 2 事象と同様に反応点直下のフィルムプラスチックベース中で起こり、飛程長は $z_{dec} = 376 \pm 10 \mu m$ である。図 5.7 に飛跡によるトポロジーと、崩壊点の拡大図を示す。娘粒子の飛跡はニュートリノ反応点に対して $IP = 93.7 \pm 1.1 \mu m$ の値を持ち、崩壊の折れ曲がり角度 $\theta_{kink} = 245 \pm 5 mrad$ である。この飛跡は位置、角度から TT で再構成されたミュオンと同一である。CS でも同一の飛跡が確認されている。ECC で測定された飛跡運動量は $p\beta = 3.1^{+0.9}_{-0.5} GeV/c$ であり、TT の飛程運動量と整合性のある値である。

一次飛跡の運動量は $p\beta = 0.90^{0.18}_{-0.13} GeV/c$ であり、下流の ECC に追い下げられ、18 枚の鉛プレートを進んだ後消失した。二次反応から放出される飛跡は確認されていない。飛程と運動量からハドロンであると同定された。

γ から電子対飛跡は反応点から z 方向に 2.1mm 下流、($0.36 X_0$) で発生し、最下流まで続く電子シャワーの飛跡が再構成された。エネルギーは $3.1^{+0.9}_{-0.6} GeV/c$ と測定された。この電子対飛跡は $IP = 96 \pm 12 \mu m$ で崩壊点に向かうのに対し $IP = 18 \pm 13 \mu m$ で反応点に向いており、付随している。

運動力学的解析

運動力学的変数はニュートリノビーム垂直平面での $\phi_{lH} = 155 \pm 15^\circ$ および崩壊の横向き運動量 $p_T^{2ry} = 690 \pm 50 \text{ MeV}/c$ であり、娘粒子ミュオンの運動量、折れ曲がり角、タウの飛程長と合さって $\tau \rightarrow \mu$ 崩壊における ν_τ 認定条件をすべて満たす。図 5.8 に運動力学的変数の分布と実測値を示す。

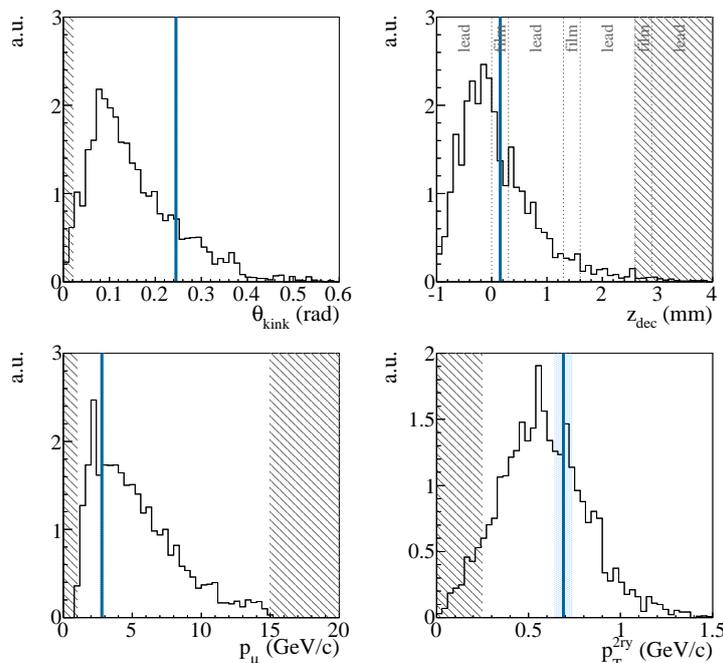


図 5.8 第 3 候補事象の運動力学変数の分布と測定値エラーバンドと青で示す。

また、ミュオンの電荷を、磁場中の RPC のヒットシグナルのフィッティングによって求めることが可能である。磁場中での曲率パラメータは、 μ^- の方向へ 5.6σ で確認された。また独立な MC での検証として、 μ^\pm を同じ条件で発生させたときに観測された RPC のヒットの曲率を説明できる確率は $\mu^- : 2.5\%$ に対して、 $\mu^+ : 0.063\%$ であり、観測されたミュオンは μ^- であることが確認された。

タウが崩壊してミュオンになるレプトニック崩壊としてのトポロジーおよび運動力学的条件を満たし、第 3 タウニュートリノ反応であると同定した。ミュオンへの崩壊事象は背景事象が最も少ない黄金チャンネルである。また μ^- の電荷測定にも成功し、これは振動により生じた ν_τ のレプトン数測定も意味する。この時点において三つの ν_τ 事象を検出し、アピランスにおける振動の evidence を確立した。

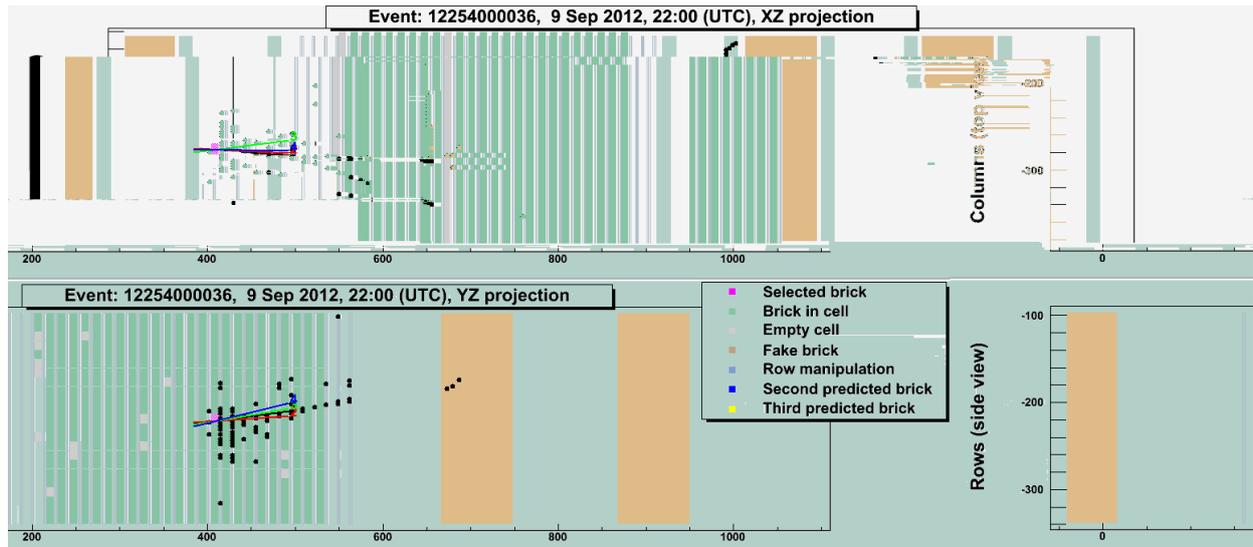


図 5.9 検出器全体の事象の全体像。黒点は TT および PT、RPC ヒット。

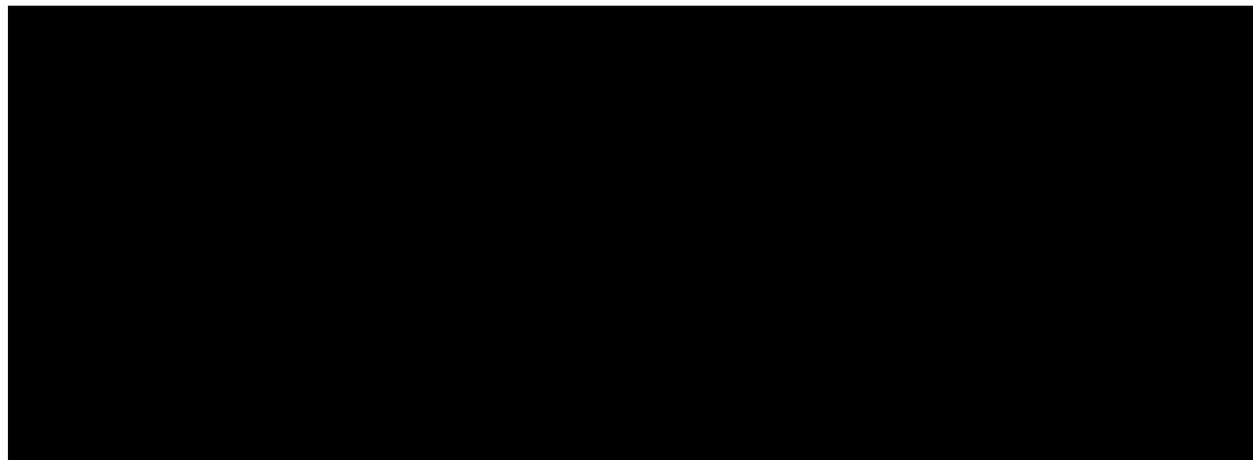


図 5.10 再構成された飛跡によるトポロジー。左図は z-y 射影、右図は x-y 射影を表す。v1 がニュートリノ反応で、v2 が崩壊点を示す。γ1 と γ2 は反応点に付随する電子対飛跡である。

5.2 第 4 ν_τ 事象解析の詳細

5.2.1 トポロジーと飛跡解析

2012 年のビーム照射における 0μ 事象の反応解析の中から、折れ曲がりのトポロジーを持つ崩壊事象候補が見つかり [32]、2014 年 3 月に報告を行った。ニュートリノ反応の含まれる ECC は二つ目のスーパーモジュールの中で、磁場スペクトロメーターから 10ECC 上流に位置する。CS 解析、SB、NETSCAN を通して ECC の下流から 18 枚目の鉛プレートでニュートリノ反応点が同定された。4 つの飛跡と 2 つの γ 線による電子対飛跡から構成され、その中

で 1 本の飛跡が娘飛跡に崩壊する折れ曲がりのトポロジーが検出された。図 5.10 に再構成された飛跡による事象のトポロジーを示す。崩壊点に対する飛跡探索のための大角度スキャンニング ($\tan \theta = 3.5$) が行われ、核破砕片が付随していないことを確認した。

飛跡 1 はタウレプトン候補であり、飛程長は $1090 \pm 30 \mu\text{m}$ である。 $\theta_{kink} = 137 \pm 4 \text{ mrad}$ で折れ曲がり娘粒子に崩壊している。

飛跡 2 は反応点に付随し、運動量 $1.9_{-0.2}^{+0.3} \text{ GeV}/c$ と測定された。この飛跡は下流 ECC に接続して TFD され、飛程と運動量からハドロンと同定された。

飛跡 3 は運動量 $1.1_{-0.1}^{+0.2}$ と測定され、下流 ECC に追い下げられた。一つ下流の ECC を貫通し、ふたつ下流の ECC に入る直前に二次反応を検出した。二次反応点からは二本の荷電粒子飛跡が生じている。

飛跡 4 は電離損失の大きい、濃い飛跡であり、 $p\beta = 0.4 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$ ($p = 0.7 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$ 、プロトン質量を仮定) である。一つ下流の ECC に接続して貫通を確認し、二つ下流の ECC には届いておらず、消失を確認した。飛程物質量は $94 \pm 1 \text{ g}/\text{cm}^2$ であり、飛程と運動量からプロトンであると同定された。

また飛跡 1 の崩壊娘粒子の飛跡は運動量測定により $6.0_{-1.2}^{+2.2} \text{ GeV}/c$ を持ち、ニュートリノ反応点に対して $IP = 146 \pm 5 \mu\text{m}$ を持つ。この飛跡も標的モジュールの下流最後まで追い下げられ、磁場スペクトロメーター内の 3RPC 層にヒットを残し止まっている。飛程と運動量からハドロンと同定された。

二つの γ 線の内、 γ_1 はニュートリノ反応鉛プレートで対生成を起こしており、崩壊点よりも上流から発生している。多重電磁散乱量から、電子、陽電子のエネルギーを、制動放射によるエネルギーロス considering $0.7_{-0.1}^{+0.2} \text{ GeV}$ と測定した。ニュートリノ反応点に対し $IP = 2_{-2}^{+8} \mu\text{m}$ で付随する。

γ_2 はニュートリノ反応鉛プレートから 5 枚下流の鉛中で対生成を起こし、エネルギーは $4.0_{-1.4}^{+4.7} \text{ GeV}/c$ と測定された。ニュートリノ反応点に対して $IP = 33_{-33}^{+43}$ を持ち、一方崩壊点には $IP = 267 \pm 36 \mu\text{m}$ を持つことから、この γ_2 は反応点に付随する。 γ_1 と γ_2 による不変質量は $0.59_{-0.15}^{+0.20} \text{ GeV}/c^2$ であり、同一な π^0 由来ではないことを示唆する。

5.2.2 一次飛跡の TFD

ニュートリノ反応点から生成されたすべての一次飛跡は TFD され、下流の ECC への接続を行い合計 20ECC の解析を行った。この事象の解析において一番の鍵となるのは、飛跡 2 の粒子同定であった。TT のヒットシグナルからは 2 本の飛跡が確認でき、ECC 中で再構成した飛跡 2 および娘粒子の放出角度に近いことが確認された。しかし反応点 ECC と TT の情報だけでは、どの飛跡が TT のヒットシグナルを作っているかの確定はできず、正確な飛跡の飛程の見積もりができなかった。チャーム背景事象の低減のためには、タウレプトン以外のすべての一次飛跡が TFD によってハドロンであるかどうかの同定を行う必要がある。そのためにすべての飛跡の下流への ECC 接続を行い、節 4.2.5 で述べたように飛跡 2 の通った ECC を 10 個すべて特定し、すべてのフィルムの飛跡をおよそ 1m にわたって追跡することにより、粒子の正確な軌跡と飛程物質量を求めることに成功した。

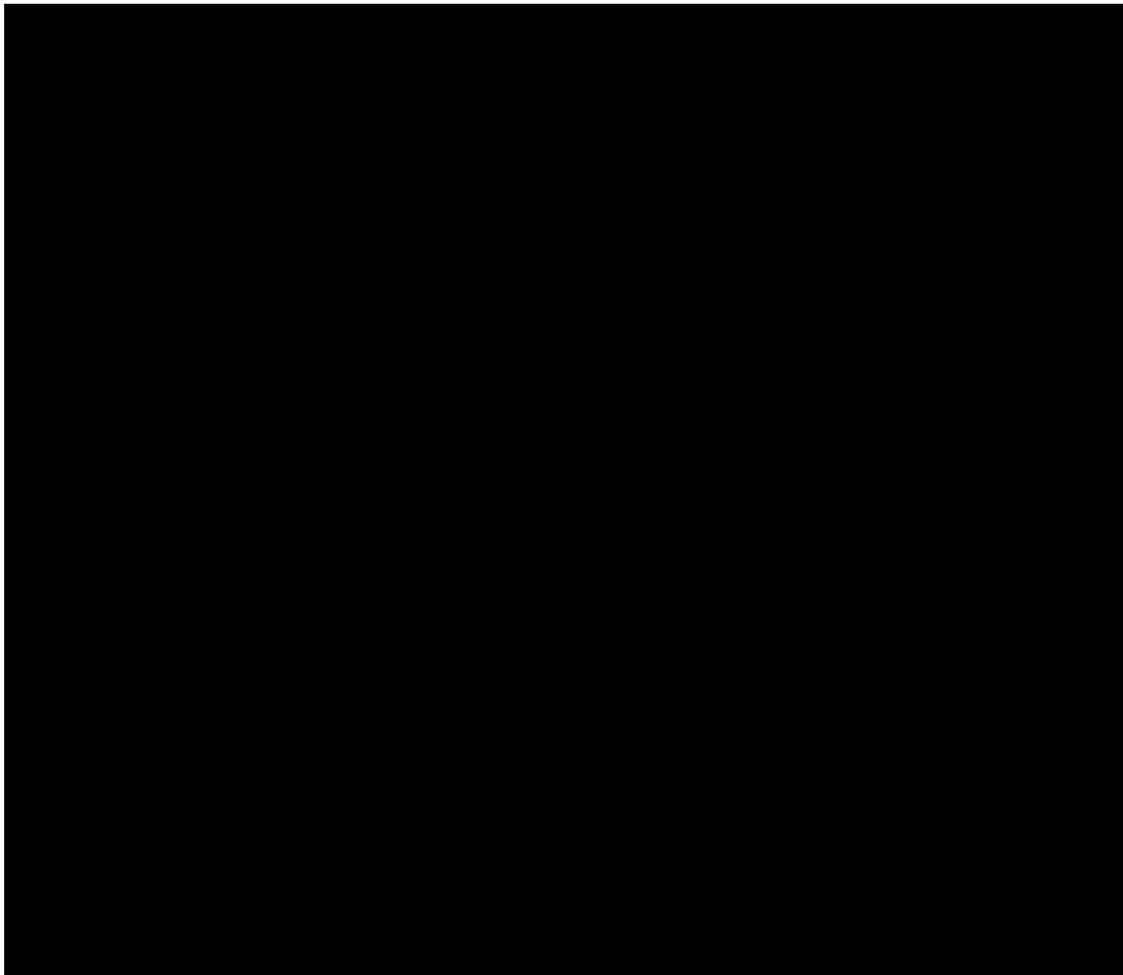


図 5.11 上図は x-z、下図は y-z 射影でみたときの事象全体像。番号のついた線は各飛跡の TFD による軌跡を表す。

図 5.11 に一次飛跡と娘粒子に対して行った TFD の結果から、イベントディスプレイに飛

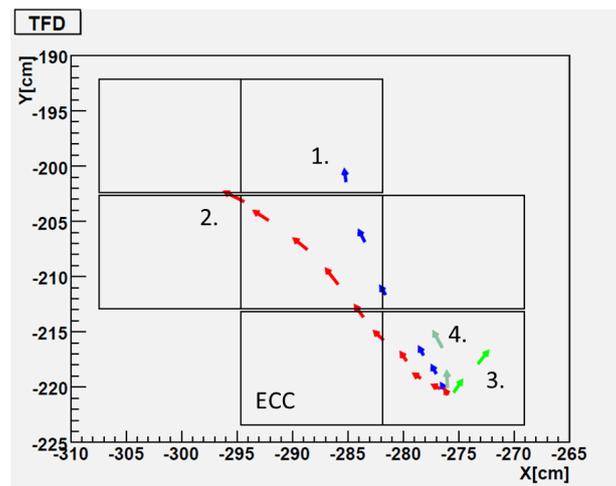


図 5.12 飛跡 1-4 の TFD のまとめ。四角は ECC の断面図を表し、ニュートリノ反応点 ECC から標的モジュール最終列の ECC まで飛跡をつなげた結果を示す。矢印は ECC 最下流の飛跡の位置と角度を表す。飛跡 1 (娘粒子) と飛跡 2 (一次飛跡) は 10 個目の ECC まで接続を行い、飛跡 3 と 4 (一次飛跡) は 3 個目の ECC 手前で二次反応、消失を確認した。

跡の軌跡を示した図を見せる。また図 5.12 に X-Y 平面で、各 ECC での飛跡の位置と角度を表示した図を示す。四角は ECC の断面を表し、矢印は各 ECC の最下流フィルムでの飛跡の位置と角度を示す。これにより電子的検出器の分解能では分からなかった粒子飛跡の詳細を μm 単位で同定することができた。

飛跡 2

この飛跡は反応点 ECC から標的モジュール最終列の ECC まで接続を行い、TT のヒットと整合性のある軌跡で突き抜けを確認した。最終フィルム上での突き抜けの位置、角度から延長させて磁場スペクトロメーターの RPC の直前、HPT でシグナルが消失していることを確認した (図 5.11 の赤色の軌跡)。TFD の結果から飛程物質量を $604\text{g}/\text{cm}^2$ と求め、ミュオン判定条件の物質量 $660\text{g}/\text{cm}^2$ を下回ることを確認した (図 5.13)。また各 ECC で飛跡角度を測定し (図 5.14)、運動量測定を行った。図 5.15 に、ニュートリノ反応 ECC から、9 個目までの ECC の測定された運動量を示す。ガウス分布に従う運動量の逆数で表現してある。このグラフから、貫通 ECC が増えるにつれ徐々に運動量が減少していく様子が見られる。この運動量をフィッティングして初期運動量を $1.9_{-0.2}^{+0.3}\text{GeV}/c$ と見積もった。飛程と運動量から飛跡 2 は $D_{TFD} = 0.40_{-0.05}^{+0.04}$ であり、カット値 0.8 以下を確認しハドロンであると同定した。最終 ECC の運動量測定においても $1.5\text{GeV}/c$ の運動量があることを考慮すると、そこからの飛程消失点までの物質量は明らかにミュオンに対して少ないため、飛跡 2 がより強くハドロンであることを示唆する。

また独立な MC シミュレーションによる飛跡 2 の μ/π 識別の評価を行った。飛跡 2 は TT と RPC 合わせて 12 層を横切っており、TFD により正確な軌跡が分かっているため、運動量

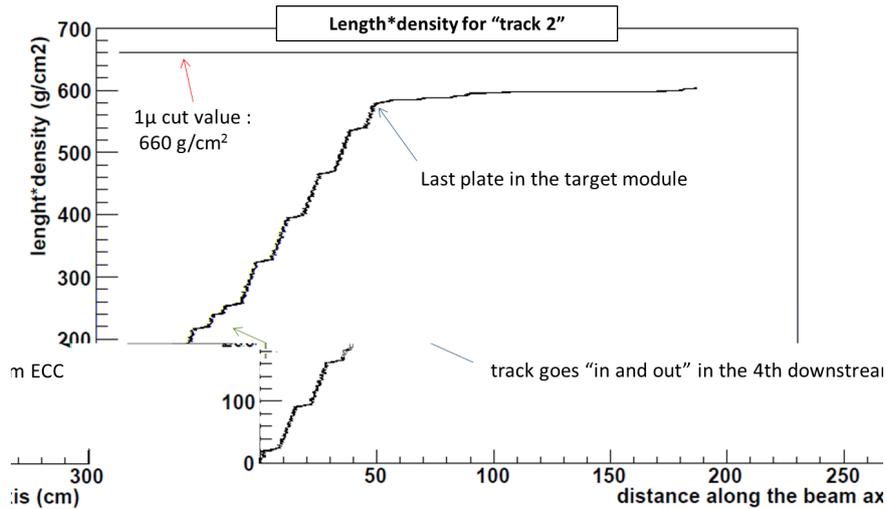


図 5.13 飛跡 2 の TFD の結果における積算物質質量の見積もり。横軸はビーム方向の距離を、縦軸は積算物質質量を示す。ECC を通過するごとに階段状に物質質量が増えていることが確かめられる。60cm 付近で 4 個下流の ECC で左隣に飛跡が抜け、5 個下流の ECC に飛跡がつながる様子が見られる。最後のプレートを抜けたところから、RPC 手前のヒットまでの積算物質質量は 604 g/cm^2 である。

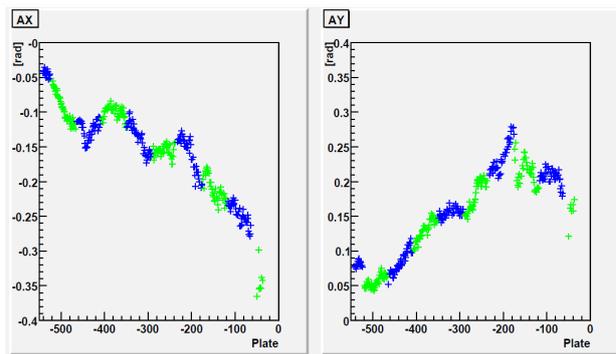


図 5.14 ECC で測定した飛跡 2 の角度データ。青は奇数番目、緑は偶数番目の ECC を表す。最下流の plate 番号を 0 としている。

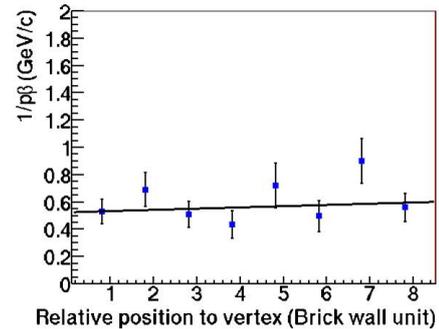


図 5.15 飛跡 2 の運動量と測定を行った ECC の相関図。ECC の位置を、反応点 ECC からの相対距離で示す。

$1.9^{+0.3}_{-0.2} \text{ GeV}/c$ を持つ μ/π が反応点から放出されたときに OPERA 検出器内で上記の飛程物質質量を持つ確率を評価した。この結果、13 層以下の飛程で止まるミューオンは 0.4% であるのに対して、11 層以上の飛程を持つパイオンは 9.2% の確率であった (図 5.16)。この結果も合わせて飛跡 2 はハドロンであると同定した。

また飛跡 2 の消失点後方の RPC の活動記録として、ビーム照射期間における RPC のヒット層の記録と、宇宙線を用いた検出効率の記録を確認した。図 5.17 と図 5.18 にそれぞれのプロットを示す。



図 5.16 MC シミュレーションによる飛跡 2 の μ/π 確率分布。線は飛跡 2 が通過した TT+RPC の数であり、反応点から生じた同じ運動量を持つ μ (π) が止まるまでに通過する TT+RPC の数を青 (赤) の分布で表す。

事象の起きた前後期間で RPC は問題なく活動しており、また宇宙線による検出効率の記録状況も問題ないと確認されている。加えて飛跡 2 が磁場スペクトロメータ内の RPC 層のデッドスペースには入っていないことも確認され、飛跡 2 がひとつのシグナルも残さずに磁場スペクトロメータを通過する可能性は排除される。

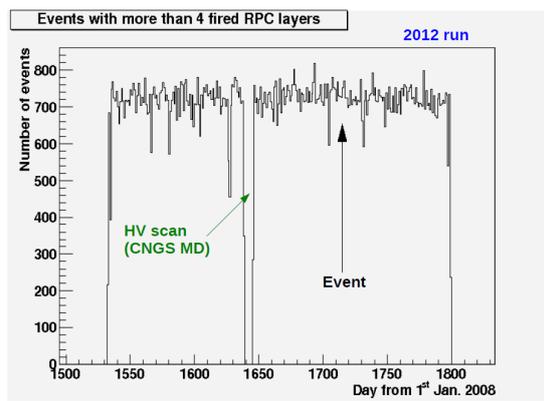


図 5.17 2012 年ビーム照射期間においての RPC4 層以上のヒットが起きたときの稼働状況。

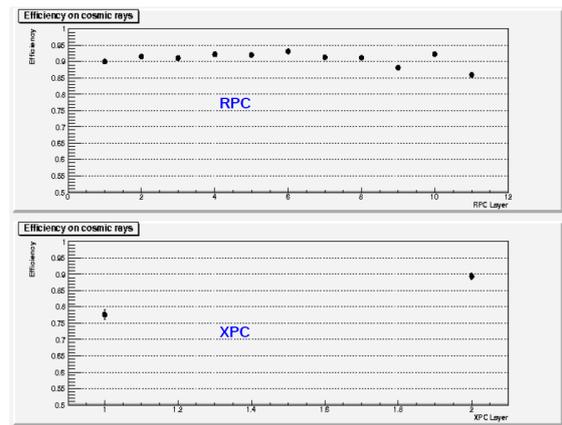


図 5.18 事象が起きたときの前後期間での RPC 及び XPC (RPC 前方の RPC2 層からなる検出器) ヒットの宇宙線を用いた検出効率の記録。

飛跡 3

飛跡 3 は 5.12 において二つ下流の ECC まで接続を行い、その ECC での入口で二次反応を生じていることを確認した。二本の荷電粒子を発生していることを確認し、ハドロン反応からハドロンであると同定した。

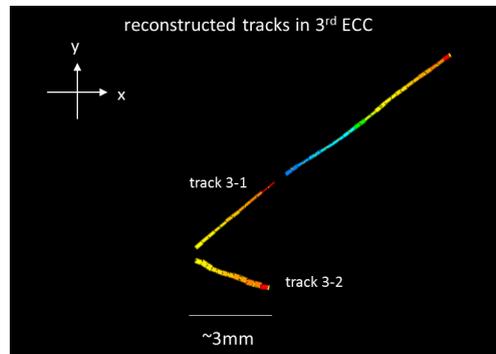


図 5.19 飛跡 3 の二次反応により生成された二本の荷電粒子の飛跡の再構成データ。二つ下流の ECC の直上 (ECC を包装するアルミ箔またはプラスチック) で反応を起こし、生成された飛跡をフィルムで確認して反応を同定した。

飛跡 4

飛跡 4 は $p\beta \sim 0.4 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$ の運動量の低い粒子飛跡であり、一つ下流の ECC の最下流において、大きな電離損失を飛跡の濃さによって確認し、二つ下流の ECC では飛跡を発見できなかったことから一つ下流の ECC までで消失したと断定した。(電離損失の大きい濃い飛跡の読み取り検出効率は 100% であり、飛跡の見落としはしない。) 飛程物質量を求めると $94 \pm 1 \text{ g}/\text{cm}^2$ であり、プロトンを仮定したときの運動量は $p = 0.7 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$ である。

運動量 $0.7 \text{ GeV}/c$ のプロトンの持つ飛程物質量の期待値は $R/M = (70 - 100) \text{ g}/\text{cm}^2$ であり、整合性があることの確認を行った (図 5.20)。またパイオン及びミューオンを仮定すると、運動量に対し飛程物質量が足りなく、整合性がないことを確認した。これにより、飛跡 4 はプロトンであると同定を行った。

飛跡 1 (娘粒子)

飛跡 1 の崩壊娘粒子に関しては CS での接続のみを行った。飛跡 2 と同様に長い飛跡を残しており、最下流 ECC の CS において飛跡の発見を行った。その結果から、飛程物質量と運動量 $6.0_{-1.2}^{+2.2} \text{ GeV}/c$ の関係からハドロンと同定し、 $\tau \rightarrow \mu$ 崩壊チャンネルであると同定を行った。

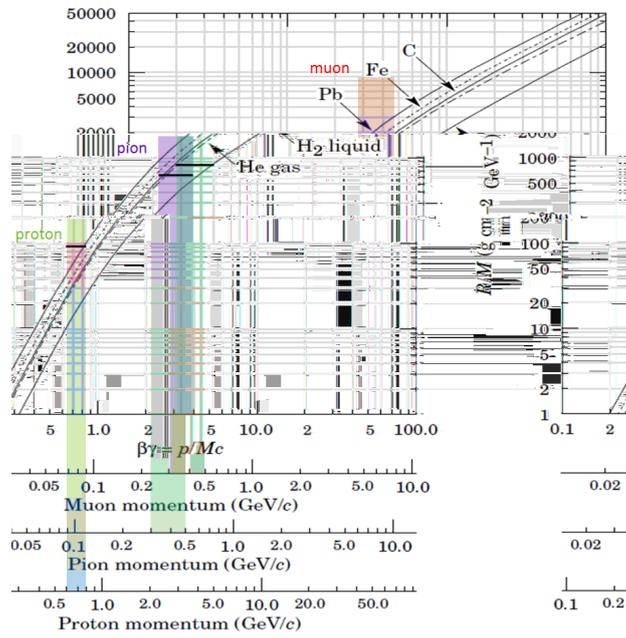


図 5.20 飛跡 4 の測定された運動量と、飛程物質質量の関係を表す。青、緑、赤のバンドはそれぞれプロトン、パイオン、ミューオンを仮定したときの期待される鉛中飛程物質質量を表す。バンドの中の黒の線は測定された物質質量を表し、鉛中の飛程-運動量との関係と整合性のあるものはプロトンのみである。

5.2.3 運動学的解析

娘粒子の運動量は下限カット値 $2\text{GeV}/c$ より大きく、崩壊の横向き運動量は $p_T^{2ry} = 0.82^{+0}_{-qc}$

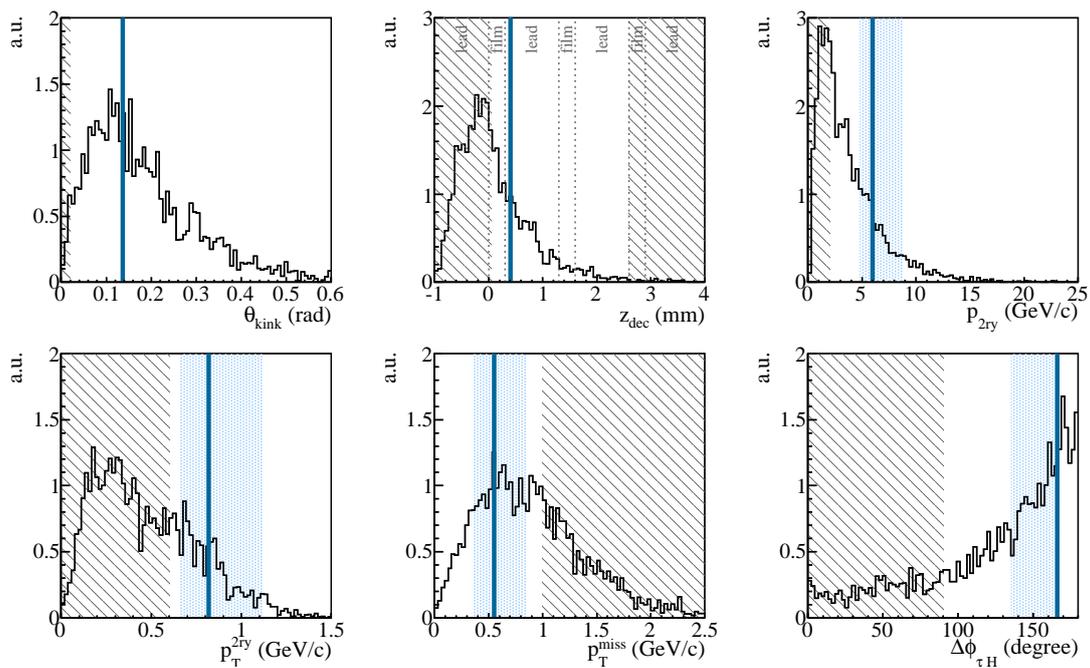


図 5.22 第 4 候補事象の運動力学変数の分布。測定値とエラーバンドを青で示す。

5.3 ν_τ 事象の TFD のまとめ

これまでに解析された四つの ν_τ 事象の中で、 γ を除くすべての飛跡は TFD により飛程物質質量と運動量が測定されている。これらをプロットしたものを図 5.23 に示す。ミュオンの取る飛程物質質量と運動量の関係を示すと、すべての一次飛跡、また崩壊の娘粒子がその値以下の飛程であることが確かめられる。唯一第 3 ν_τ 事象においての、崩壊ミュオン飛跡のみがミュオンの期待飛程物質質量と一致する。この結果は OPERA で検出したすべてのタウニュートリノ反応の一次飛跡についてハドロン同定を行い、タウニュートリノ事象であることを保証する。このハドロン同定を行う事によりチャーム背景事象を TT だけのミュオン同定より 40% 減少させて計上し、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の有意性を向上させた解析が可能となった。次章でその有意性の計算について説明を行う。

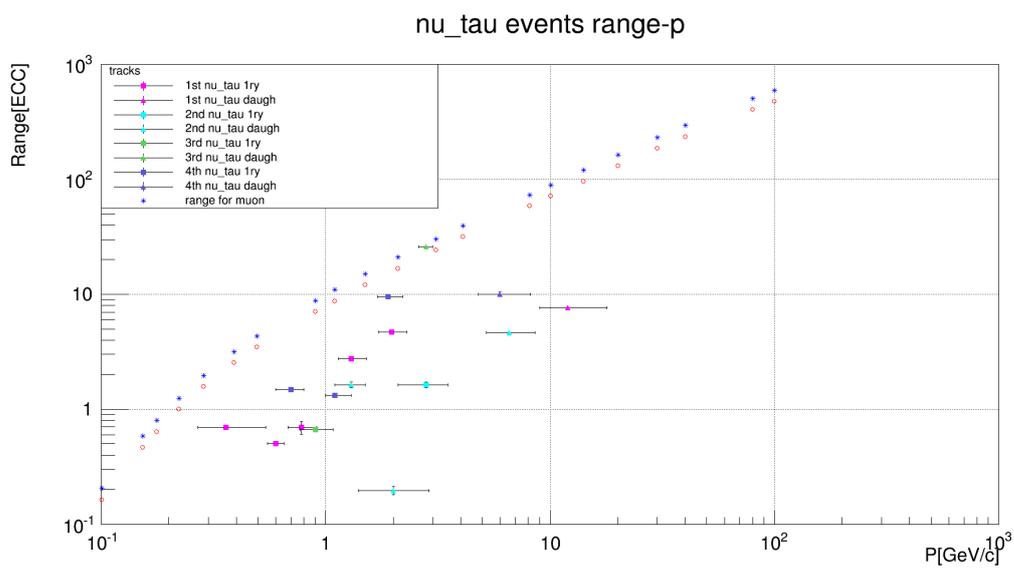


図 5.23 OPERA で観測された ν_τ 事象において、すべての一次飛跡と娘粒子飛跡の運動量と飛程の関係を示す。飛程は ECC 物質質量単位で表してある。青の * はミュオンの場合の、赤の印は D_{TFD} によってミュオン/ハドロンを区別する値の運動量と飛程の関係のプロット。第 3 ν_τ 事象における崩壊ミュオン飛跡以外はすべてハドロンと同定されている。

第 6 章

振動検出の有意性の計算

検出した 4 例の ν_τ 事象の統計的有意性を計算するために、この章ではシグナルと背景事象期待値数の推定を行う。

6.1 モンテカルロシミュレーション

OPERA 実験におけるモンテカルロシミュレーションの枠組みは [47]、CNGS ビームラインのニュートリノフラックスとスペクトル分布は FLUKA [52] を元にしてシミュレーションを行っている。ニュートリノ事象の生成には、NEGN ニュートリノジェネレーター [53] を土台としたものを用いている。これは NOMAD 実験 [54] のニュートリノ事象を元にしたものである。また ν_τ の反応断面積のエネルギー依存性には GENIE v2.6 シミュレーションプログラム [55] を用いている。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の確率には $\Delta m_{23}^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と $\sin \theta = 1$ を仮定している。

電子検出器応答と原子核乾板での飛跡解析のシミュレーションには OPERA で作成されたソフトウェアフレームワークを用いる。飛跡は micro track を作り、読み取り装置の検出効率等の影響を入れ、その後の CS 解析 Scan Back NETSCAN 崩壊事象探索における反応点同定効率やタウの幾何学的検出効率、運動力学的カットの影響などをシミュレートする。これらをもとに OPERA では事象の電子検出器トリガーから崩壊事象探索までのフルシミュレーションを行う。

6.2 チャーム粒子崩壊の測定

シグナル、背景事象数推定のクロスチェックとして、タウと同程度の寿命で崩壊するチャーム粒子検出効率の観測値との比較を行う。

2008-2009 年度と、2010 年度での一部の合計 2884 個の 1μ 事象に対して 50 事象がチャーム崩壊事象として同定された [44]。チャーム選定条件は、崩壊トポロジーに対する要件はタウと同じであるが運動力学的解析には要件を課さない。ただし 1 本の荷電粒子に崩壊するモードで

は、折れ曲がり角度に 20mrad 以上、娘粒子に 1GeV/c 以上を要求する。このときの背景事象はハドロンの衝突事象や、 K_s^0 や Λ 等のストレンジネスを含む短寿命粒子の崩壊である。

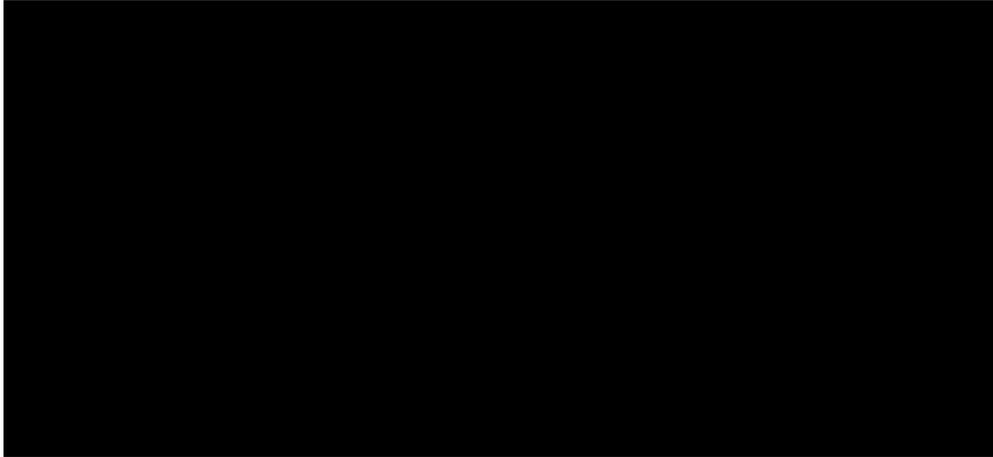


図 6.1 左図：チャーム崩壊事象におけるチャーム粒子崩壊の飛程長と、右図： ϕ (ニュートリノ垂直平面におけるチャーム粒子とミュオンの開き角) の分布。測定データと MC によるチャーム事象分布と背景事象を比較して示す。

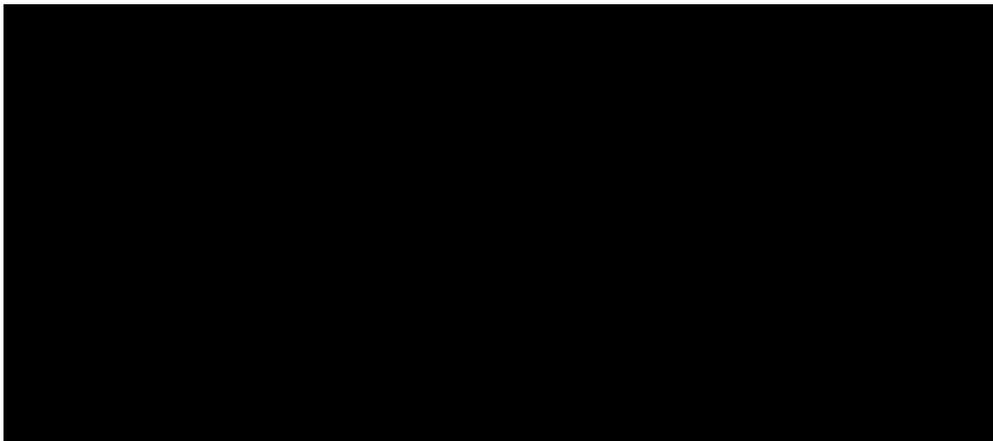


図 6.2 同様に MC とデータを比較したチャーム粒子のニュートリノ反応点に対する IP (左図) とミュオンの運動量 (右図) の分布を示す。

MC によるチャーム事象数の期待値の推定を行い、データとの比較を行った。チャーム検出効率は Short に対して $0.18 \pm 0.02(stat) \pm 0.01(syst)$ であり、Long に対して $0.58 \pm 0.07(stat) \pm 0.03(syst)$ である。総合的な検出効率として $0.34 \pm 0.04(stat) \pm 0.01(syst)$ を計上している。観測された 50 チャーム事象に対して、MC による期待値は $2884\nu_\mu$ 事象中 41 ± 7 チャームと 14 ± 3 背景事象である。

チャームの生成確率は節 3.4.2 で示したものをを用いている。崩壊に関するパラメータ、チャーム粒子の崩壊までの飛程長と ϕ 角度、また反応点に対する IP とチャーム崩壊の娘粒子の運動量の MC とデータの比較を図 6.1 と図 6.2 に示す。すべてのパラメータで、良い一致が

見られている。チャーム事象数の絶対値との整合性だけでなく、分布の形状も一致が見られ、検出効率の系統誤差は 20% を計上している。

6.3 検出効率の見積もりとシグナル、背景事象数の期待値

OPERA 実験では TT によるニュートリノ反応のトリガーから、ECC を取り出して反応点同定を行い、その後崩壊の幾何学的検出と運動力学的解析、TFD までを経て ν_τ の同定を行う。同定までの各段階で検出効率を見積もっているが、期待値数は反応点同定を行った事象数を基にして算出を行う。

ニュートリノ振動解析に使われている事象サンプルは 2008-2012 年度のビーム照射で TT によりトリガーされた 19505 ニュートリノ反応事象の中で、ニュートリノ反応点が同定され、崩壊事象探索を終えた 0μ 事象と 1μ 事象の合計 4685 事象である。この 4685 事象を基準として、 ν_τ と背景事象数の期待値を求める。表 6.1 に年度ごとの事象数をまとめる。 1μ 事象はミューオンの運動量が $15\text{GeV}/c$ より小さいものを対象としている。2008-2009 年度事象は、事象ごとに最もニュートリノ反応を含む確率の高い二つまでの ECC 候補の解析を行ったフルサンプルである。2010-2012 年度事象に関しては最も高確率な ECC 候補を一つだけ選定し、解析を行ったサンプルである。

この中で崩壊の幾何学的条件を満たし、さらに運動力学的解析の ν_τ 条件を満たしたものは 4 個である。その 4 個の事象について TFD を行い、4 個すべての一次飛跡をハドロンと同定を行い、 ν_τ と確定を行った。

	2008	2009	2010	2011	2012	TOTAL
pot	1.74	3.53	4.09	4.75	3.86	17.97
0μ 事象	148	250	209	223	149	979
1μ 事象 ($p_\mu < 15\text{GeV}/c$)	534	1019	814	749	590	3706
合計事象数	682	1269	1023	972	739	4685

表 6.1 CNGS ビームで得られた振動解析の事象サンプル数

標的質量を $M[\text{kton}]$ 、POT 数を $L[10^{19} \text{ 単位}]$ 、 ν_μ フラックスを $\Phi(E)[\text{cm}^{-2}(10^{19}\text{POT})^{-1}]$ 、また、 ν_τ 事象の反応点同定の平均効率を $\langle\epsilon\rangle$ とすると、タウニュートリノが検出される期待値数は

$$N_{exp} = 10^9 M N_A L \langle\epsilon\rangle \int \Phi(E) \sigma_{\nu_\tau CC}(E) P_{osc} dE = M L \langle\epsilon\rangle N_{\nu_\tau CC} \quad (6.1)$$

ここで、 N_A はアボガドロ数、 P_{osc} は振動確率であり、

$$\langle\epsilon\rangle = \frac{\int \Phi(E) \sigma_{\nu_\tau CC}(E) P_{osc} \epsilon(E) dE}{\int \Phi(E) \sigma_{\nu_\tau CC}(E) P_{osc} dE} \quad (6.2)$$

である。 $N_{\nu_\tau CC}$ は kton 当たり、 10^{19} POT 当たりの $\nu_\tau CC$ 反応数を表す。

$$N_{\nu_\tau CC} = \int \Phi(E) \sigma_{\nu_\tau CC}(E) P_{osc} dE \quad (6.3)$$

また、kton 当たり、 10^{19} POT 当たりの $\nu_\mu CC$ 、 $\nu_\mu NC$ 反応数を $N_{\nu_\mu CC}$ 、 $N_{\nu_\mu NC}$ と定義する。

$$N_{\nu_\mu CC} = \int \Phi(E) \sigma_{\nu_\mu CC}(E) dE \quad (6.4)$$

$$N_{\nu_\mu NC} = \int \Phi(E) \sigma_{\nu_\mu NC}(E) dE \quad (6.5)$$

0μ 事象において観測される ν_τ 事象期待数を考える。観測される 0μ 事象数は、 $\nu_\mu NC$ 反応において 0μ と同定される数と、 $\nu_\mu CC$ 反応において 0μ と同定される数を合わせたものであり、次のように表すことができる。

$$N_{obs}^{0\mu} = N_{obs}^{0\mu}(\nu_\mu CC) + N_{obs}^{0\mu}(\nu_\mu NC) \quad (6.6)$$

$$= ML \int \Phi(E) (\sigma_{\nu_\mu CC} \epsilon_{CC}^{0\mu} + \sigma_{\nu_\mu NC} \epsilon_{NC}^{0\mu}) dE \quad (6.7)$$

$$= ML \left(\langle \epsilon_{CC}^{0\mu} \rangle N_{\nu_\mu CC} + \langle \epsilon_{NC}^{0\mu} \rangle N_{\nu_\mu NC} \right) \quad (6.8)$$

$$= ML N_{\nu_\mu CC} \left(\langle \epsilon_{CC}^{0\mu} \rangle + \alpha \langle \epsilon_{NC}^{0\mu} \rangle \right) \quad (6.9)$$

ここで、 $\langle \epsilon_{CC}^{0\mu} \rangle$ と $\langle \epsilon_{NC}^{0\mu} \rangle$ は 0μ 事象において $\nu_\mu CC$ と $\nu_\mu NC$ が反応同定される平均効率である。またモンテカルロシミュレーションによる推定から

$$\alpha = \frac{N_{\nu_\mu NC}}{N_{\nu_\mu CC}} \sim 0.28 \quad (6.10)$$

である。

規格化定数として、

$$ML = \frac{N_{obs}^{0\mu}}{N_{\nu_\mu CC} \left(\langle \epsilon_{CC}^{0\mu} \rangle + \alpha \langle \epsilon_{NC}^{0\mu} \rangle \right)} \quad (6.11)$$

を得る。したがって、 0μ 事象として観測される ν_τ 事象期待値は、崩壊チャンネル毎に分岐比を BR_i として、

$$N_{exp}^{(0\mu)}(i) = \frac{N_{obs}^{0\mu}}{N_{\nu_\mu CC} \left(\langle \epsilon_{CC}^{0\mu} \rangle + \alpha \langle \epsilon_{NC}^{0\mu} \rangle \right)} \langle \epsilon_i \rangle N_{\nu_\tau CC} BR_i \quad (6.12)$$

($i = 1h, 3h, e$) と計算される。

1μ 事象の中から期待される $\nu_\tau CC$ 事象数 ($\tau \rightarrow \mu$ チャンネル) $N_{exp}^{(1\mu)}$ も同様の手順で求められる。

また、背景事象数の推定も 3.4 節で述べた各背景事象の確率を乗じて計上を行う。

これらの計算では、 $N_{obs}^{0\mu}$ 、 $N_{obs}^{1\mu}$ はデータからのインプットを行い、他の値の推定では MC による計算値が使われる。またこの計算においては、 ν_μ と ν_τ 事象の検出効率における系統的な誤差は同じ影響を受け（反応点同定の段階までの効率）、キャンセルされる。

様式	期待値	観測値	合計 BG	チャーム BG	ハドロン BG	μ LAS BG
$\tau \rightarrow 1h$	0.41 ± 0.08	2	0.033 ± 0.006	0.015 ± 0.003	0.018 ± 0.005	—
$\tau \rightarrow 3h$	0.57 ± 0.11	1	0.155 ± 0.030	0.152 ± 0.030	0.002 ± 0.001	—
$\tau \rightarrow \mu$	0.52 ± 0.10	1	0.018 ± 0.007	0.003 ± 0.001	—	0.014 ± 0.007
$\tau \rightarrow e$	0.62 ± 0.12	0	0.027 ± 0.005	0.027 ± 0.005	—	—
合計	2.11 ± 0.42	4	0.233 ± 0.041	0.198 ± 0.040	0.021 ± 0.006	0.014 ± 0.007

表 6.2 崩壊チャンネル毎のシグナル期待値と背景事象期待値数のまとめ。

ν_τ 事象と背景事象の期待値を表 6.2 にまとめる。e、3h 崩壊チャンネルではチャーム背景事象が支配的である。また μ 崩壊チャンネルではミュオン大角度散乱が最も大きな背景事象である。1h 崩壊チャンネルではハドロン二次反応が最大の背景事象数を占める。

ν_τ の期待値数の不定性は反応断面積とチャーム事象の検出 6.2 より 20% であり、 $\Delta m^2 = 2.32 \times 10^{-3} eV^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ を仮定してすべての崩壊チャンネルで期待値数は $2.11 \pm 0.42 \nu_\tau$ 事象である。

チャーム背景事象数の不定性は同様にチャーム事象の検出から 20% を計上している。またハドロン背景事象にはテストビームとの比較から 30%、ミュオン大角度散乱 (LAS) に 50% の系統誤差を見積もっている。総背景事象数は 0.233 ± 0.041 である。

6.4 有意性の計算

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の有意性を評価するために、解析したサンプルの中で観測された 4 個の ν_τ 事象が背景事象のみで説明できる確率、p-value を計算する。

OPERA では 4 つの崩壊チャンネルでの探索を行い、それぞれで異なる独立な背景事象期待値を計上している。背景事象数 b のもとで、 n_{obs} のシグナルが観測されたときに p-value、 $p(b, n_{obs})$ は Poisson 分布のゆらぎから、

$$p(n_{obs}, b) = e^{-b} \sum_{j=n_{obs}}^{\infty} \frac{b^j}{j!} \quad (6.13)$$

と表され、正規分布において $(1 - 2p)$ の確率を占めるときの σ として有意性を表現する。表 6.3 に、崩壊チャンネル毎の背景事象数と、 ν_τ 事象の観測値、p-value を示す。

OPERA の場合に 4 つのチャンネル毎の p-value を $p(n_i(obs), b_i)$ 、($i = 1h, 3h, e, \mu$) として、これらを統合するために

$$p_v^*(obs) = \prod_i p(n_i(obs), b_i) \quad (6.14)$$

様式	観測値	BG	p-value
$\tau \rightarrow 1h$	2	0.033	0.000533
$\tau \rightarrow 3h$	1	0.155	0.144
$\tau \rightarrow \mu$	1	0.018	0.0178
$\tau \rightarrow e$	0	0.027	1.000
total (as a channel)	4	0.233	10.2×10^{-5}

表 6.3 崩壊チャンネル毎の背景事象数と、 ν_τ 観測数、そこから計算される p-value を示す。

を定義する [56] [57]。

背景事象のみの世界で、OPERA と同等な擬実験を繰り返すこと考える。 10^7 の数の擬実験を発生させ、各実験の中で次の計算を行う。

1. Poisson 分布に従う背景事象のゆらぎによって、 i 番目のチャンネルにおいて観測される ν_τ の数を n_i とする。
2. $n_i b_i$ により p-value : $p(n_i, b_i)$ を計算する。
3. すべてのチャンネルで 1. と 2. を繰り返して、 $p_v^* = \prod_i p(n_i, b_i)$ を計算する。

Fisher の方法に基づき、各擬実験において得られた値から、 $-2 \ln p_v^*$ を計算し、小さい値から順番にならべて分布を作る。

現実に観測されている値は、 $-2 \ln p_v^*(obs) = 27.01$ であるので、この値よりも大きな $-2 \ln p_v^*$ を持つ実験を数えることで、背景事象のみで現在の 4 個の ν_τ 事象を説明できる確率を評価できる。図 6.3 に擬実験による $-2 \ln p_v^*$ の分布の結果を示す。

27.01 よりも大きな $-2 \ln p_v^*$ 値を持つ擬実験数は 124 のみであり、 $p\text{-value} = 1.24 \times 10^{-5}$ を得た。これにより統計的有意性は 4.2σ である。

Fisher の方法による p-value の統合は、上記の背景事象のみの世界における p-value : $p(n_i, b_i)$ に対して値 $-2 \ln p(n_i, b_i)$ が自由度 2 の χ^2 分布に従うことを利用するものである。このとき 4 個の異なるチャンネルでの p-value を、 $\sum_i -2 \ln p(n_i, b_i)$ のように足し合わせると、この値が自由度 8 の χ^2 分布に従う。よって全体の p-value は実際に観測された値 $-2 \ln p_v^*(obs) = 27.01$ から無限大までの χ_8^2 分布の積分値として計算される。

しかしこのままの方法では問題があり、Fisher の方法は平均値（背景事象数期待値）の小さな Poisson 分布の p-value に対しては成り立たない。 $-2 \ln p(n_i, b_i) = \chi_2^2$ が成り立つときには、p-value は $[0, 1]$ の一様分布となるはずである。しかし Poisson 分布から p-value を求めると、平均値の小さなときには離散化によって p-value が一様分布ではなくなり、 $-2 \ln p(n_i, b_i) = \chi_2^2$ も成り立たなくなってしまう。そのため、数値的な方法で解を求めるために上記の擬実験によるカウントを行い、p-value を計算している。

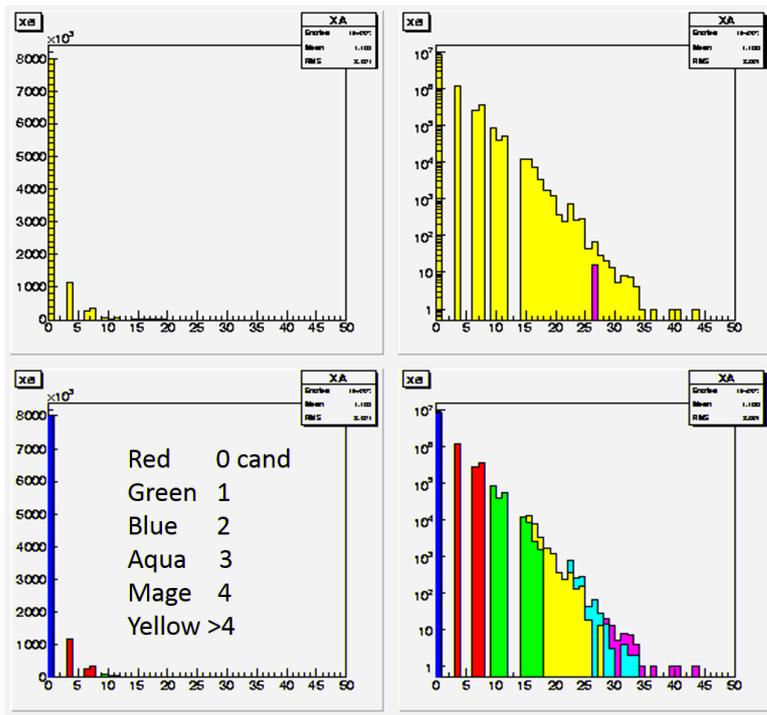


図 6.3 背景事象のみの世界で擬実験をして得た $-2 \ln p_v^*$ の分布。左図は線形軸で、右図は対数軸で表示してある。上段右上の図において、ピンクの棒は OPERA での現実の観測状況、 $-2 \ln p_v^* = 27.01$ を示す。下の段は擬実験をシグナルの観測数で色分けしたときの $-2 \ln p_v^*$ の分布図。

また、独立な手法として Likelihood Ratio (LR) を用いた統計手法による significance 評価を行った [58]。

各崩壊チャンネルにおける背景事象期待値を $b(i)$ 、シグナル期待値を $s(i)$ と置き、パラメータ x を用いて両者を $b_i + x s_i$ とつなげる。このときに、観測される ν_τ 事象数は各チャンネル毎に平均値 $b_i + x s_i$ の Poisson 分布に従う。確率密度関数として likelihood を

$$L_{b+s}(x) = \prod_{i=1}^4 e^{-b_i - x s_i} \frac{(b_i + x s_i)^{n_i}}{n_i!} \quad (6.15)$$

と定義する。このときに、 L_{b+s} を最大にする x の Best Fit 値を x_{BF} とする。Likelihood Ratio をシグナル + 背景事象の仮定と、背景事象のみでの仮定 ($x = 0$) の場合の比として、次のように表す。

$$LR = -2 \ln \left(\frac{L_{b+s}(0)}{L_{b+s}(x_{BF})} \right) = -2 \ln \left(\frac{\prod_{i=1}^4 e^{-b_i} \frac{b_i^{n_i}}{n_i!}}{\prod_{i=1}^4 e^{-(b_i + x_{BF} s_i)} \frac{(b_i + x_{BF} s_i)^{n_i}}{n_i!}} \right) \quad (6.16)$$

$$LR = -2 \ln L_{b+s}(0) + 2 \ln L_{b+s}(x_{BF}) = \chi^2(0) - \chi^2(x_{BF}) = \Delta\chi^2 \quad (6.17)$$

$\Delta\chi^2$ の値は、背景事象からどれだけシグナルらしさを得ているかの指標となる。 $-2 \ln L_{b+s}(x)$ のグラフから、 x_{BF} の値を OPERA で実際に得られている値を入力して計算すると、 $x_{BF} = 1.78$ であり、 $\Delta\chi^2 = 16.87$ である (図 6.4)。このときに、背景事象のみでの世界で擬実験を行い、シグナルを背景事象の Poisson 分布のゆらぎ確率から計算し、各擬実験ごとに χ^2 の値を算出する。擬実験の内、実際の OPERA で得られている 16.87 よりも大きな $\Delta\chi^2$ 値を持つ実験数を計上することにより (図 6.5) p-value を得ることができる。計算の結果、 $Pv = 1.03 \times 10^{-5}$ であり、この計算手法においても統計的有意性 4.2σ であることを確認した。

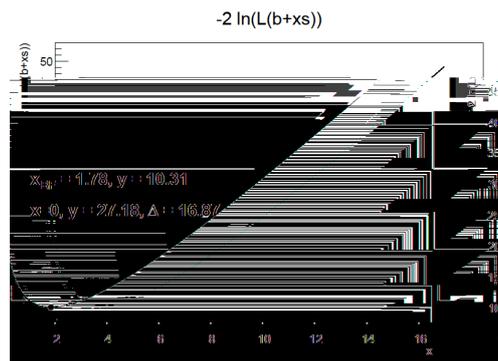


図 6.4 $\chi^2(x)$ の分布。OPERA で実際に得られている各チャンネル毎の s_i 、 b_i の条件での x の BEST FIT の値は 1.78 である。このとき $\Delta\chi^2(x) = 16.87$ である。

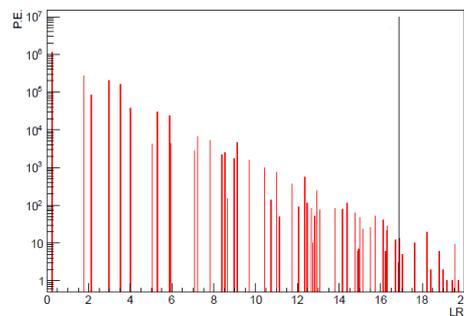


図 6.5 背景事象のみでの世界で擬実験をして得た $\Delta\chi^2$ の値の分布。この擬実験 10^7 回の中で 16.87 (黒線) より大きい $\Delta\chi^2$ の値を持つ実験数を数えることにより、p-value 1.03×10^{-5} を得た。この値は有意性 4.2σ に相当する。

これにより $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の観測の有意性は 4.2σ である。

また $\sin^2\theta_{23} = 1$ のフルミキシング条件下で、Feldman-Cousins 統計手法による Δm_{23}^2 の推定値として $[1.8 - 5.0] \times 10^{-3} eV^2$ [90% C.L.] を得た。この範囲は他の実験値からの値と無矛盾である。

第 7 章

結論

OPERA 実験は、 ν_τ を直接検出する事によって、これまで消滅法によって示唆されてきた $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ へのニュートリノ振動に確証を与えることを目的として立案された。加速器により生成した平均エネルギー 17GeV の ν_μ ビームを用いた長基線ニュートリノ振動実験であり、CERN で生成したニュートリノを LNGS 研究所に設置した原子核乾板 (ECC) を主力検出器とする OPERA 検出器で受け止め、 ν_τ の荷電カレント反応から発生するタウレプトンとその崩壊を直接検出・同定することを目的とした。

タウレプトン崩壊事象の探索・同定は崩壊の幾何学的検出とその運動力学的解析という二つのステップからなる。運動力学的解析の内容は、娘粒子の運動測定による崩壊の横向き運動量などの運動力学的変数の評価、反応点からタウ以外の他のレプトンが発生していないことの確認、そのためのハドロン二次反応や電磁シャワーの有無の確認など、タウ事象の認定条件を満たすかどうかを確認することである。また最大の背景事象であるチャーム崩壊事象の低減のためには、反応点から生じるミュオン付随の有無を調べる必要があり、TT のみでのミュオン同定の場合に比べ、飛跡を ECC に接続して追い下げてミュオン/ハドロン区別 (ハドロン同定) を行うことによりこの背景事象を 40% 低減することを可能とした。

本論で述べてきたように私は、このために不可欠であった、複数の ECC で飛跡を接続して包括的に解析を行う手法を研究し、標的モジュールに並んだ ECC 間のアライメントの評価、また重要な事象解析のために地下で現像された ECC における飛跡接続手法の開発を通じて、系統的な手法の確立を行った。これらの手法を用いて崩壊事象の詳細解析を行い 4 例の ν_τ 事象の同定に貢献した。特に第 4 ν_τ 事象においては、開発した手法をフルに活用し、一次粒子の 10ECC にわたる飛跡接続によりハドロン同定を行い、 $\tau \rightarrow 1h$ 崩壊チャンネルの ν_τ 事象であると確定させた。この 4 例の検出により、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の存在を 4.2σ の統計的有意性で立証する事を可能とし、長年の課題であった $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の存在に終着をつけた。

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々にご指導をいただきました。深くお礼を申し上げます。中村光廣教授にはこの論文の指導を熱心にしていただきました。学部4年生時に研究室に入ってからこれまでずっと気をかけてくださり、面倒を見ていただいて感謝します。佐藤修助教には、物理の研究の仕方を1から教えてもらい、OPERA実験での解析に深く関わるようになることができました。ありがとうございました。中野敏行助教には解析装置のトラブル時にいつも助けていただきました。また日ごろの多趣味な話はとても教養になりました。小松雅宏准教授には研究に困ったときに、何度もアドバイスを頂き、助けてもらいました。またOPERAの中でのコミュニケーションの大切さを教えてもらいました。丹羽公雄名誉教授には厳しいながらも物理の楽しさを教えていただきました。長縄直崇氏には研究の考え方や行動力の大切さを教えていただきました。加藤朝子様はじめ物理事務の方々にはいつも手厚いサポートをしていただき、大変お世話になりました。

F研究室の人々、またOPERA実験をこれまで共に行ってきた、東邦大学、神戸大学、韓国、ヨーロッパ、他すべてのOPERAコラボレーターの方々、スキャンシフトパートタイマーの皆様、OPERA実験に協力してくれた企業の皆様、

OPERAの成果と、この論文は皆様の協力がなければ完成できませんでした。ありがとうございました。そして友人と家族に心から感謝の意を申し上げます。

参考文献

- [1] W. Pauli, *Open letter to radioactive ladies and gentlemen* (1930), *Physics Today*, 31 (1978) 27.
- [2] E. Fermi, *Zeitschrift fur Physik*, 88 (1934) 161.
- [3] C. L. Cowan Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, and A. D. McGuire. *Detection of the free neutrino: A confirmation*, *Science*, 124 (1956) 103-104.
- [4] G. Danby et al., *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962) 36-44.
- [5] M. L. Perl, G. S. Abrams, A. M. Boyarski, et al., *Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation*, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1489-1492 (1975).
- [6] K. Kodama, et al., (DONUT Collaboration), *Observation of tau neutrino interactions*, *Phys. Lett. B* 504, 218-224 (2001).
- [7] C. Rubbia, *Experimental Observation Of The Intermediate Vector Bosons W^+, W^- , And Z^0* , *Rev. Mod. Phys.* 57 (1985) 699.
- [8] D. Decamp, et al., (ALEPH Collaboration), *Determination of the number of light neutrino species*, *Phys. Lett. B* 231 (1989) 519-529.
- [9] C. Kraus et al., *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay*, *Eur. Phys. J. C* 40 (2005) 447-468.
- [10] K. Assamagan et al., *Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam*, *Phys. Rev. D* 53 (1996) 6065-6077.
- [11] R. Barate et al., (ALEPH Collaboration) *An Upper limit on the tau neutrino mass from three-prong and ν_e -prong tau decays*, *Eur. Phys. J. C* 2 (1998) 395-406.
- [12] S. Hannestad, A. Mirizzi, G. G. Raelt, and Y. Y. Wong, *Neutrino and axion hot dark matter bounds after WMAP-7*, *JCAP* 1008 (2010) 001.
- [13] K. S. Hirata et al., *Observation in the kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova sn1987a*, *Phys. Rev. D* 38(2) (1988) 448-458.
- [14] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Prog. Theor. Phys.* 28 (1962) 870.
- [15] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, *Sov. Phys. JETP* 6 (1957) 429.
- [16] C. F. Powell et al., *Processes involving charged mesons*, *Nature* 159 (1947) 694.

- [17] Niu K., Mikumo E., Maeda Y. *A Possible Decay in Flight of a New Type Particle*, Prog. Theor. Phys. 46 (1971), 1644
- [18] T. Hayashi, T. Kawai, M. Matsuda, S. Ogawa and S. Shige-Eda, *A Possible Interpretation of the New Event in the Cosmic Ray Experiment*, Prog. Theor. Phys. 47 (1972), 280.
- [19] J.J. Aubert, et al., *Experimental Observation of a Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett., 33 (1974), p. 1404.
J.E. Augustin, et al., *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 1406.
- [20] K. Hoshino et al., FERMILAB Conf.Proc.C750815V7:2442-2447,(1975).
- [21] Ushida, N. et al., *Lifetime of D^0 Charmed Mesons Produced in Neutrino Interactions*, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1767-1770.
Ushida, N. et al., *Lifetimes of the Charmed Particles D^\pm , F^\pm and Λ_c^+ Produced by Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1771-1774.
- [22] Ushida, N. et al. (FNAL-E531), *Limits to $\nu_\mu, \nu_e \rightarrow \nu_\tau$ Oscillations and $\nu_\mu, \nu_e \rightarrow \tau^-$ Direct Coupling*, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897-2900.
- [23] H. Harari, *Light Neutrinos as Cosmological Dark Matter: A Crucial Experimental Test*, Phys. Lett. B216 (1989) 413.
- [24] E. Eskut et al., (CHORUS Collaboration) *The CHORUS Experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oscillation*, Nucl. Instrum. Methods A 401 1 (1997) 7-44
- [25] S. Aoki, et al., *Fully automated emulsion analysis system*, Nucl. Instr. and Meth. B51 (1990) 466
- [26] Y. Fukuda et al., (Super-Kamiokande Collaboration) *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 81 (1988) 1562-1567.
- [27] K. Kodama, et al., *Observation of tau neutrino interactions*, Phys. Lett. B504 (2001) 218.
- [28] 中野敏行 博士論文 名古屋大学 (1997).
- [29] 野中直樹 博士論文 名古屋大学 (2002).
K. Kodama, et al., *Detection and analysis of tau neutrino interactions in DONUT emulsion target*, Nucl. Instr. and Meth. A493 (2002) 45.
- [30] M. Guler et al., (OPERA Collaboration) *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam: Experiment proposal*, CERN-SPSC-2000-028 (2000).
- [31] 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 (2010) 138.
- [32] N. Agafonova et al., (OPERA Collaboration) *Observation of tau neutrino appearance in the CNGS beam with the OPERA experiment*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2014,

- 101C01.
- [33] K. Abe et al., (Super-Kamiokande collaboration) *Evidence for the Appearance of Atmospheric Tau Neutrinos in Super-Kamiokande*, Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 181802
- [34] R. Bailey et al., *The CERN neutrino beam to Gran Sasso (CNGS)*, CERN-SL-99-034-DI (1999); addendum to report No. CERN-98-0.
- [35] R. Acquafredda et al., (OPERA collaboration) *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, 2009 JINST 4 P04018.
- [36] T. Adam et al., *The OPERA experiment target tracker*, Nucl. Instrum. Meth. A 577 (2007) 523.
- [37] A. Anokhina et al., (OPERA collaboration) *Emulsion sheet doublets as interface trackers for the OPERA experiment*, 2008 JINST 3 P07005.
- [38] 中村琢 博士論文 名古屋大学 (2002)
- [39] K. Morishima and T. Nakano, *Development of a new automatic nuclear emulsion scanning system, S-UTS, with continuous 3D tomographic image read-out*, JINST 5 (2010) PP04011.
- [40] L. Arrabito et al., *Track reconstruction in the emulsion-lead target of the OPERA experiment using the ESS microscope*, JINST 2 (2007) P05004.
- [41] 福田努 博士論文 名古屋大学 (2010)
- [42] 吉田純也 博士論文 名古屋大学 (2013)
- [43] 濱田要 博士論文 名古屋大学 (2014)
- [44] N. Agafonova et al., (OPERA collaboration) *Procedure for short-lived particle detection in the OPERA experiment and its application to charm decays*, Eur. Phys. J. C (2014) 74: 2986
- [45] A. Di Crescenzo, Ph.D. thesis *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the OPERA experiment*, Napoli University (2013)
- [46] N. Agafonova et al., (OPERA collaboration) *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA experiment in the CNGS beam*, JHEP 07 (2013) 004.
- [47] N. Agafonova et al., (OPERA Collaboration) *New results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam*, JHEP 11, 036 (2013)
- [48] H. Ishida et al., *Study of hadron interactions in a lead-emulsion target*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2014, 093C01.
- [49] A. Kayis-Topaksu et al., (CHORUS collaboration), *Measurement of charm production in neutrino charged-current interactions*, New J. Phys. 13 (2011) 093002.
- [50] N. Agafonova et al., (OPERA collaboration) *Momentum measurement by the multiple Coulomb scattering method in the OPERA lead emulsion target*, New J. Phys. 14 (2012) 013026.
- [51] N. Agafonova et al., (OPERA Collaboration) *Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance in*

- the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment*, Phys. Rev. D 89, 051102(R) (2014).
- [52] A. Fasso et al. FLUKA: a multi-particle transport code, CERN-2005-10 (2005).
FLUKA web page, <http://www.uka.org/uka.php>
- [53] CNGS neutrino flux calculation webpage, <http://www.mi.infn.it/psala/Icarus/cngs.html>
- [54] D. Autiero, The OPERA event generator and the data tuning of nuclear re-interactions, Nucl. Phys. Proc. Suppl. B 139 (2005) 253.
- [55] C. Andreopoulos et al., The GENIE neutrino Monte Carlo generator, Nucl. Instrum. Meth.A 614 (2010) 87.
- [56] O. Sato, *A method to combine the P-values of different experiments*, OPERA public note No. 173 (2014).
- [57] L. Demortier, *P Values: What They Are and How to Use Them*, CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/8662 (2007) (Available at: <http://www-cdf.fnal.gov/luc/statistics/cdf8662.pdf>, date last accessed September 16, 2014).
- [58] G. Cowan et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. C 71, 1554 (2011).