

報告番号 甲第 4230 号

学位論文

加速器によるニュートリノ振動実験における

エマルション中での τ 粒子の検出

大林 由尚

1999年



①

要旨

この論文は、加速器によるニュートリノ振動実験におけるエマルション中での τ 粒子の検出に関するものである。ニュートリノ振動は、ニュートリノの質量の非ゼロを示唆する重要な現象であり、その研究は素粒子物理学の発展に大きく貢献している。本論文では、加速器で生成されたニュートリノがエマルション中で τ 粒子に変換される過程を詳細に調査し、その検出方法を提案している。

学位論文

加速器によるニュートリノ振動実験における
エマルション中での τ 粒子の検出

大林 由尚

1999年

謝辞

本論文を作成するにあたり、指導教官である丹羽教授をはじめ、星野助教授、中村先生には多大なる御指導、叱咤激励を頂きました。大いに感謝致します。

研究室内の共同研究者の宮西氏、小林氏、佐藤氏、中野氏、小高氏、小崎氏、小松氏、歳藤氏には研究上における日々の議論および多くのデータの提供を頂きました。感謝に絶えません。

また、児玉助教授を始め、C.Weinheimer氏、R.Santacesaria氏、P.Migliozzi氏、M.Vander Donckt氏、O.Melzer氏、A.Bölte氏ら国内外の collaborator にも多くの助言、データの提供など大いに協力を頂きました。感謝します。

さらに、丹生先生、岡田氏を始めとするF研のメンバー、スキャナー、アルバイトの皆様にも公私にわたり何かと御協力を頂きました。感謝します。

最後に、妻、庸子には経済的、精神的に非常に大きな応援を頂きました。最高に感謝します。

目次

1章	Introduction	1
1.1	ニュートリノ発見の歴史	1
1.2	ニュートリノの反応	2
1.3	ニュートリノ質量	3
1.3.1	シーソー機構	4
1.3.2	ダークマター候補としてのニュートリノ	5
1.4	ニュートリノ振動	5
1.5	ニュートリノ振動に関するこれまでの実験結果	7
1.5.1	太陽ニュートリノ	7
1.5.2	大気ニュートリノ異常	8
1.5.3	原子炉ニュートリノ実験	10
1.5.4	LSND, KARMEN	10
1.5.5	E531	12
2章	CHORUS 実験	15
2.1	ニュートリノ振動の探索	15
2.2	ニュートリノビーム	16
2.3	ν_τ 反応の識別	17
2.4	ν_μ 反応の識別	20
2.5	ビーム照射	20
2.6	バックグラウンド	21
2.6.1	prompt ν_τ	21
2.6.2	チャーム粒子	21
2.6.3	2次衝突	23
3章	CHORUS 検出器	25
3.1	エマルジョン	25
3.2	ターゲットモジュール	26
3.2.1	エマルジョンチェンバー	28
3.2.2	ターゲットトラッカー	29
3.2.3	インターフェイスプレート	32
3.3	トリガーカウンター	33
3.4	空芯電磁石スペクトロメーター	35

3.4.1	空芯電磁石スペクトロメーターの改良	37
3.5	カロリメーター	38
3.6	μ 粒子スペクトロメーター	38
3.7	エマルジョン解析装置	38
3.8	モンテカルロシミュレーション	41
4章	ニュートリノ反応の解析	45
4.1	ニュートリノ反応再構成	46
4.1.1	反応再構成による解析効率	48
4.2	反応選択	48
4.2.1	C.C.-like 反応	50
4.2.2	N.C.-like 反応	50
4.2.3	飛跡の角度による選択	51
4.2.4	反応の位置による選択	51
4.2.5	反応選択による解析効率	52
4.3	インターフェイスプレートの解析	53
4.3.1	チェンジャブルシート (CS) の解析	53
4.3.2	候補の選択	53
4.3.3	Good-Stop 法	54
4.3.4	スペシャルシート (SS) の解析	56
4.3.5	インターフェイスプレート解析効率	56
4.4	標的エマルジョンのアライメント補正	56
4.5	反応点探索	57
4.5.1	反応点探索による解析効率	58
4.6	崩壊探索	61
4.6.1	崩壊検出効率	63
4.6.2	IP 法による崩壊探索	65
4.6.3	Image 解析による崩壊探索	67
4.6.4	Parent search 法による崩壊探索	70
4.6.5	半プレート Parent Search 法	75
4.6.6	P_T 法による崩壊探索	77
4.7	精密再測定	80
4.8	検出効率の検証	82
4.8.1	チャーム粒子の検出	82
4.8.2	2次衝突の検出	83
4.9	解析期間による崩壊探索手法の組合せ	85
5章	解析結果	89
5.1	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動に対する感度	89
5.2	$D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 事象の検出	93

6章	まとめ	99
付録 A	エマルジョンチェンバーの製作	101

1章 Introduction

物質を構成する究極の素粒子は現在クォークとレプトン、それらの間に働く力を媒介するゲージボゾンであると考えられている。このうち中性レプトンとして分類されるニュートリノは他の物質との相互作用が非常に弱いため反応を捉えるのが難しく、その性質に未知な部分が今なお多く残っている。素粒子物理学においてニュートリノの性質の解明は急務であり、現在最も Hot な分野といえる。特に、ニュートリノの質量については最近、興味深い実験結果が次々と報告されており、全く目が離せない。

ニュートリノに質量があるのかないのか、あるとしたらどれくらいの重さなのか、は、宇宙物理学の分野においてもダークマターの最有力候補の1つとしてその一刻も早い解明が待ち望まれている。

現在の素粒子標準理論では、ニュートリノには質量が無いものとして理論体系が組み上げられているが、ニュートリノに確かに質量があることが検証されたなら、標準理論は大きな変更を余儀なくされる。

CHORUS 実験はニュートリノ振動を用いてニュートリノの質量を宇宙論的に興味深い領域に的を絞って探ろうという実験であり、加速器で作ったニュートリノビームの振動をエマルジョンとカウンターの複合検出器を用いて検出を試みた。本実験を成功させるためには過去の実験の10倍という統計量を解析するためにエマルジョンを全自動解析装置を導入して高速に解析を行う必要があった。本論文では全自動解析によるニュートリノ振動の探索方法とその検出効率の評価を中心に CHORUS 実験の手法および結果について述べる。

1.1 ニュートリノ発見の歴史

β 崩壊の際に放出される電子の運動量分布が2体崩壊では説明できないことが、1914年に Chadwick によって観測された。このことを解釈するために1930年、Pauli は電荷を持たず質量の小さな(無くても構わない)粒子を導入し、これが放出されているために3体崩壊の振る舞いをするとした。1932年に Fermi はこの新粒子を含めて弱い相互作用の理論を提唱し、新粒子を「ニュートリノ」と名付けた。実際にニュートリノが確認されたのはそれよりずっと後であり、1959年、Reines, Cowan らは原子炉から発生する $\bar{\nu}_e$ の反応を検出した。

さらに、1962年には Ledermann らが β 崩壊によって生成するニュートリノと $\pi \rightarrow \mu$ 崩壊から放出されるニュートリノは別のニュートリノであり、荷電レプトン同様中性レプトンであるニュートリノにも世代が存在することを発見した。

3世代目のレプトン、 τ 粒子が1975年、Perlらによって発見され、また、1989年にはCERN-LEPの実験により、事実上40GeV以下の「軽い」ニュートリノの世代は e, μ, τ の3種類しかないことが確認された。3世代目のニュートリノ ν_τ はその存在は誰も疑ってはいないがその検出は難しくこれまで検出まで至っていなかったが、Fermilab, E872実験により1998年6月のNeutrino98 conferenceにおいてその最初の候補が報告された。トップクォークは1995年に発見されているので、クォーク、レプトンは3世代目まで全て発見はされたことになり、これからの課題はその性質の精密解析ということになる。

1.2 ニュートリノの反応

ニュートリノは電荷を持たないレプトンであるために他の物質との相互作用は弱い相互作用のみしか行わない。(ニュートリノに質量があった場合には重力相互作用も行うが非常に弱い。)このため、実験的にニュートリノを検出しようとしたとき、他の粒子、たとえば μ 粒子の電離による飛跡を検出するようにニュートリノを飛行中にトラッキングをすることは不可能で、ニュートリノが生成したときの相方の生成物を検出するか、他の粒子との弱い相互作用による反応を検出することになる。

弱い相互作用は W^\pm, Z^0 といったウイークボソンを介して行われると考えられる。これらのボソンは重く($M_{Z^0} = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$, $M_{W^\pm} = 80.41 \pm 0.10 \text{ GeV}$), ごく近距離でしか相互作用をしない。つまり弱い相互作用は非常に散乱断面積が小さいため、ニュートリノの検出のためには強いニュートリノ源と大量の標的となる物質が必要である。電荷 ± 1 を持つ W^\pm を介した相互作用を荷電カレント(C.C.)反応、電荷を持たない Z^0 を介した反応を中性カレント(N.C.)反応と呼ぶ。C.C., N.C.それぞれによるニュートリノ-クォーク散乱のFeynmann図の例をFigure 1.1に示す。C.C.反応ではニュートリノは同じ世代の荷電レプトンとカップルし、N.C.反応では自分自身とカップルする。つまり、ニュートリノのC.C.反応ではニュートリノと同じ世代の荷電レプトンを生成し、一方N.C.反応には荷電レプトンが伴わず2次粒子を観測してもニュートリノの世代を区別することはできない。

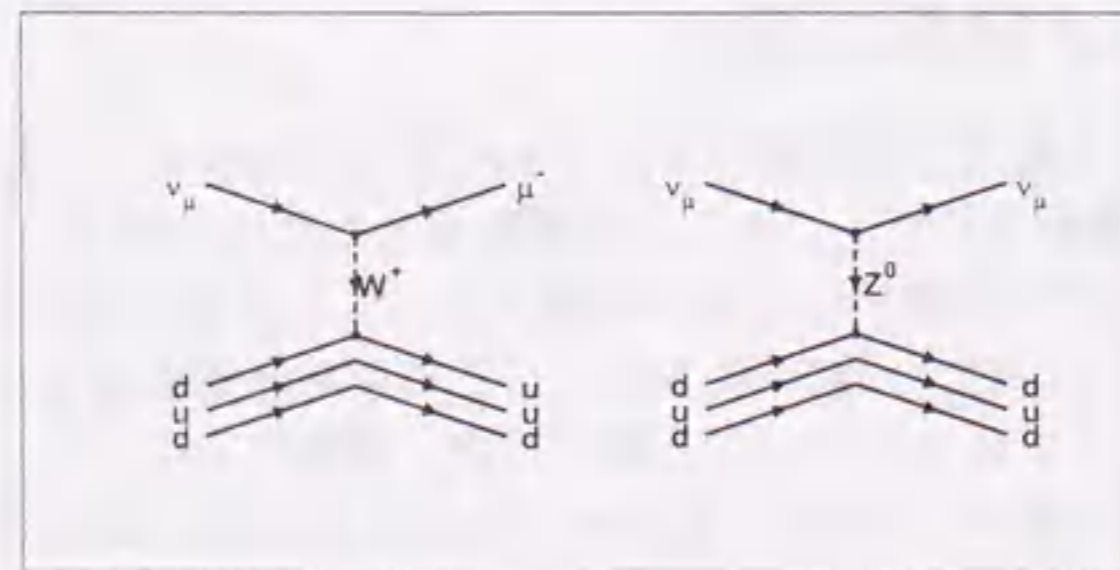


Figure 1.1: 左:荷電カレント相互作用, 右:中性カレント相互作用の feynmann 図

ニュートリノはクォーク、荷電レプトンと同様にスピン $\frac{1}{2}$ を持つ。粒子の進行方向に

対するスピンの向きをヘリシティーと呼び、進行方向とスピンが同じ向きを正のヘリシティーとし、この状態を“右巻き”ともいう。弱い相互作用では粒子は左巻きしか反応せず、一方反粒子は右巻きしか反応しない。つまり弱い相互作用によってニュートリノは ν_L と $\bar{\nu}_R$ しか生成されない。ここで添字 L, R は左巻き、右巻きを示す。ヘリシティーは粒子を観測する系によって変わり得るはずだが、ニュートリノが質量を持たない粒子の場合には常に光速で飛び回っていることになり、これを追い越す観測系は設定できない。このため、ニュートリノのヘリシティーは系によって変わることはなくなる。弱い相互作用に $\nu_R, \bar{\nu}_L$ の反応が存在しないということはパリティ変換に対して対称性を最大限に破っている。

ニュートリノを標的物に照射したときの反応断面積を考える。ニュートリノのエネルギーが対応するレプトンの質量より十分大きいときには断面積は標的の質量とニュートリノのエネルギーに比例するため、物質内の電子との反応より質量の大きな核子との反応が支配的になる。ここでは核子との反応を考える。

$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ とクォークの荷電カレント反応の散乱断面積は弱い相互作用の結合定数 G 、重心系でのエネルギー s 、ニュートリノと放出される μ 粒子の角度 θ を用いて

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u)}{d\Omega} = \frac{G^2 s}{4\pi} \quad (1.1)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d)}{d\Omega} = \frac{G^2 s}{16\pi} (1 + \cos\theta)^2 \quad (1.2)$$

と表わされる。 $\bar{\nu}_\mu$ とクォークの散乱では後方散乱($\theta = \pi$)はヘリシティー保存から禁止される。

実験的にはニュートリノと核子とのC.C.反応による衝突からは対応する荷電レプトンと衝突相手のクォークが引き起こす多重発生によるハドロンシャワーが観測される。このとき(1.2)式はハドロンシャワーが持つゆくエネルギーの割合を表わす変数 y を用いて、

$$1 - y \equiv \frac{p \cdot k'}{p \cdot k} \sim \frac{1}{2}(1 + \cos\theta) \quad (1.3)$$

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X)}{dy} = C \quad (1.4)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X)}{dy} = C(1 - y)^2 \quad (1.5)$$

という形で観測できる。 $\bar{\nu}_\mu$ の反応では後方散乱が抑制されるので放出される μ^+ 粒子は前方に集中する。この抑制により、全断面積 $\sigma_{\bar{\nu}_\mu}/\sigma_{\nu_\mu} \sim 1/3$ となる。

1.3 ニュートリノ質量

ニュートリノの質量を求めようという試みは様々な方法により行われている。直接的な方法として、 H^3 の β 崩壊、 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 崩壊、 e^+e^- 衝突型加速器によって生成した τ 粒子の崩壊など、ニュートリノを放出する現象を運動力学的に解析してニュートリノの

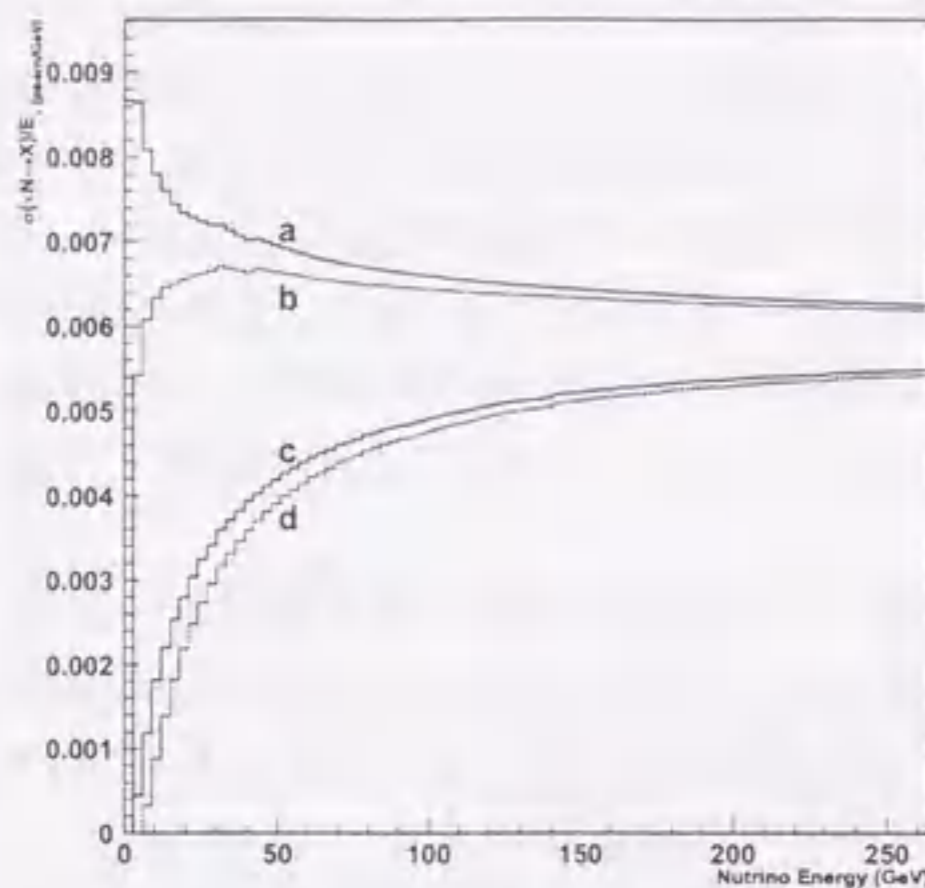


Figure 1.2: $\nu_l N \rightarrow l X$ 衝突断面積。(a: ν_μ 深非弾性散乱+準弾性散乱, b: ν_μ 深非弾性散乱, c: ν_τ 深非弾性散乱+準弾性散乱 d: ν_τ 深非弾性散乱)

質量を求めようという試みがなされ、現在も続けられているが、ニュートリノの質量があまりにも軽い（もしくは無い）ために運動学的測定では今のところ測定限界以上の質量を見つけ出すには至っておらず、それぞれの世代のニュートリノの質量の上限が求められているに過ぎない。運動学的に求められたニュートリノの質量を Table 1.1 に示す。

Table 1.1: 運動学的に求められたニュートリノの質量の上限値 [1]

ニュートリノの種類	質量の上限値
ν_e	15eV
ν_μ	170keV
ν_τ	18.2MeV

1.3.1 シーソー機構

ニュートリノは負のヘリシティー、反ニュートリノは正のヘリシティーしか持たないことは先に述べたが、ニュートリノは電荷を持たず、またこれまでのところ他に量子数を持たないことから、我々が“ニュートリノ”、“反ニュートリノ”と考えている粒子は実は同一の粒子で単にスピンの向きが逆を向いているだけと考えることも出来る。このような、粒子と反粒子とが同一である粒子は Majorana 粒子と呼ばれ、粒子と反粒子が異なる粒子は Dirac 粒子と呼ばれる。クォーク、レプトンのうちニュートリノ以外の素粒子は電荷を持ち、粒子と反粒子とが同一にはなり得ないため Dirac 粒子である。

もし、ニュートリノが Majorana 粒子であった時には、ある世代のニュートリノはただ2つの状態、スピン上向きと下向きだけで記述される。一方、Dirac 粒子では粒子のスピン上向き下向き、反粒子のスピン上向き下向きの4状態が必要となる。Dirac ニュートリノの4状態 D が2種類の Majorana ニュートリノ ν , N の組合せで表されると考えると、それらの質量 M_D , M_ν , M_N の関係は、

$$M_\nu M_N \approx M_D^2 \quad (1.6)$$

となるとされる。 M_N が大統一理論のエネルギースケール $M_N \approx 10^{15} \text{ GeV}$, M_D が同世代のレプトンと同程度だとすると、

$$M_{\nu_e} : M_{\nu_\mu} : M_{\nu_\tau} \approx M_e^2 : M_\mu^2 : M_\tau^2 = 3 : 10^4 : 3 \times 10^6 \quad (1.7)$$

となると考えられる。この理論は See-Saw 機構と呼ばれ、ニュートリノの質量を予想する有力な理論の一つである。

1.3.2 ダークマター候補としてのニュートリノ

ニュートリノが質量を持っていた場合、宇宙物理学におけるダークマターの有力な候補として期待される。

「ビッグバン」で始まったとされる宇宙は現在膨張を続けている。この宇宙のこれからの振る舞いを考えると、現在わかっている4種の力のうち強い力、弱い力は到達距離が極めて短く長距離の振る舞いには寄与せず、電磁気力は宇宙を大局的に見れば中性であるためにやはり宇宙の運動には寄与しない。従って無限遠の到達距離を持ち極性を持たない重力のみが宇宙の膨張を止める力を持つ。つまり宇宙全体の質量が十分に大きいと重力によって将来膨張から収縮へ転じ、質量が小さいと重力は膨張を抑えられず宇宙は膨張を続ける。収縮に転じる境界となる点の宇宙の物質の密度は臨界密度と呼ばれ、以下 ρ とする。また、臨界密度に対する宇宙の物質密度の比を $\Omega = \rho/\rho_c$ とする。

地球から光で観測できる物質つまり光っている物質の密度は $\Omega_L \approx 10^{-3}$ 程度であり、ビッグバン理論から計算されるバリオンの密度 $\Omega_B \approx 10^{-2}$ とどちらも宇宙を収縮させるには足りない。一方、銀河の回転速度から計算される物質の密度は光っている物質の100倍程度であると考えられる。

宇宙の初期段階で生成されたニュートリノは現在1ccあたり各フレーバー100個程度存在するとされ、ニュートリノが数十eVの質量を持てば $\Omega \approx 1$ になり、それ以上であれば宇宙を収縮させられることになる。このことから、数十eVの領域でニュートリノが質量を持っているのかどうかを調べるのは非常に興味深い。

1.4 ニュートリノ振動

弱い相互作用によってレプトンが生成されるときには e , μ , τ として区別される弱い相互作用の固有状態をもち、 ν_l は同じ世代の荷電レプトン l とカップルする。一方、ニュー

トリノが質量を持っている場合、ニュートリノのフレーバー ν_l は質量の固有状態と同一である必要はなく、弱い固有状態と質量の固有状態はレプトンの混合行列 U を用いて、

$$|\nu_l\rangle = \sum_m U_{lm} |\nu_m\rangle \quad (1.8)$$

と表わされる。ここで ν_m は質量の固有状態である。(1.8) の様にして生成されたニュートリノの静止系での時間発展は ν_m の質量 M_m 、時間 τ_m を用いて、以下のような Schrödinger 方程式で表わされる。

$$|\nu_m(\tau_m)\rangle = e^{-iM_m\tau_m} |\nu_m(0)\rangle \quad (1.9)$$

実験室系での時間 t と飛行距離 L を用いると (1.9) は

$$e^{-iM_m\tau_m} = e^{-i(E_m t - p_m L)} \quad (1.10)$$

となる。ここで E_m 、 p_m は実験室系での ν_m のエネルギーと運動量である。また、 M_m は E_m に比べて十分小さく、 $t \approx L$ 、 $p_m = \sqrt{E^2 - M_m^2} \approx E - M_m^2/2E$ となり、(1.10) は

$$e^{-i(M_m^2/2E)L} \quad (1.11)$$

と近似できる。従って、 ν_l として生成したニュートリノが距離 L 伝播した時の状態は

$$\begin{aligned} |\nu_l\rangle &\approx \sum_m U_{lm} e^{-i(M_m^2/2E)L} |\nu_m\rangle \\ &= \sum_{\nu'} \left[\sum_m U_{lm} e^{-i(M_m^2/2E)L} U_{\nu'm}^* \right] |\nu'\rangle \end{aligned} \quad (1.12)$$

となる。ここで ν' として観測される確率は

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{\nu'}) = |\langle \nu_{\nu'} | \nu_l(L) \rangle|^2 = \left| \sum_m U_{lm} e^{-i(M_m^2/2E)L} U_{\nu'm}^* \right|^2 \quad (1.13)$$

簡単のために $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ のみに注目すると、混合行列 U は $\mu - \tau$ 間の混合角 $\theta_{\mu\tau}$ を用い、

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\mu\tau} & \sin \theta_{\mu\tau} \\ -\sin \theta_{\mu\tau} & \cos \theta_{\mu\tau} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

と表わせ、 $\Delta m_{23}^2 \equiv M_2^2 - M_3^2$ を用いて (1.13) は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E) \quad (1.15)$$

となる。省略していた \hbar と c を戻すと、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2(\text{eV}^2)L(\text{km})/E(\text{GeV})) \quad (1.16)$$

となる。

つまり、 $L=0$ の点で生成されたエネルギー E の ν_μ が距離 L で ν_τ として検出される確率は波長 $E\pi/1.27\Delta m^2$ で変化し、 $L = E\pi/2.54\Delta m^2$ の点で最大確率 $\sin^2(2\theta_{\mu\tau})$ となる

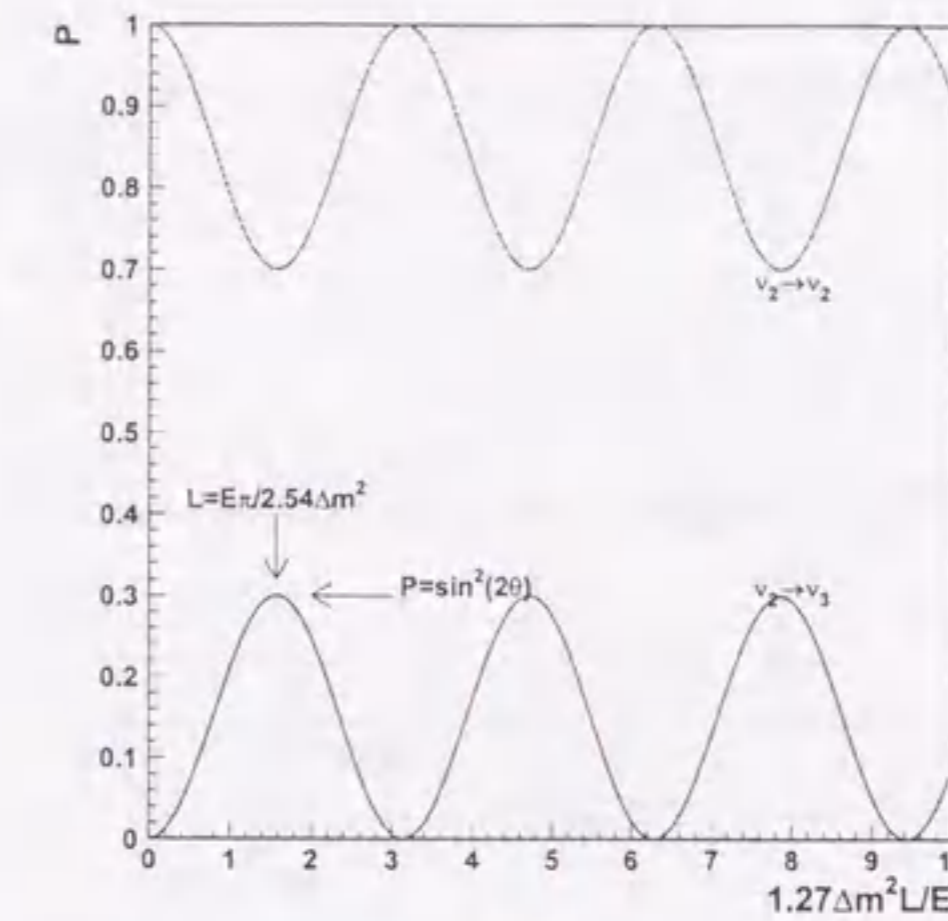


Figure 1.3: ニュートリノ振動確率の距離による変化

(Figure 1.3). この確率が L/E に従って振動する振る舞いであることから、この現象はニュートリノ振動と呼ばれる [2]。

逆に、ニュートリノ振動がおこっていることを実験的に観測することができたらニュートリノに質量があることの確実な証拠となる。また、ニュートリノ振動をもちいることによって運動力学的直接測定では測定不可能な小さな質量の領域までニュートリノの質量を探索することが可能となる。

1.5 ニュートリノ振動に関するこれまでの実験結果

1.5.1 太陽ニュートリノ

太陽中心の核融合反応により大量のニュートリノが放出される。標準太陽模型によると $pp \rightarrow de^+\nu_e$ に始まる連鎖反応により Figure 1.4 に示したスペクトラムで ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ が放出されているとされる。[7]

太陽ニュートリノは Table 1.2 に示した実験によって地球上での強度が測定されている。これらの測定のためには homestake は塩素、GALLEX、SAGE ではガリウムと ν_e との C.C. 反応により生成される放射性元素の崩壊をカウントし、Kamiokande では ν_e と H_2O 分子中の電子との反応から放出される電子が水中で Cherenkov 光を発することを用いて検出した。塩素実験では 814keV、ガリウムでは 233keV、Kamiokande では 7MeV の閾値でこれ以上のエネルギーのニュートリノを検出できる。Kamiokande はエネルギーの閾値が高くホウ素からのニュートリノしか検出できない半面他の化学的検出器と違いリアルタイムにニュートリノの方向も測定することができるため太陽ニュートリノとそれ以外の事象と区別できる (Figure 1.5)。Table 1.2 の最下段に Bahcall の太陽モデルに

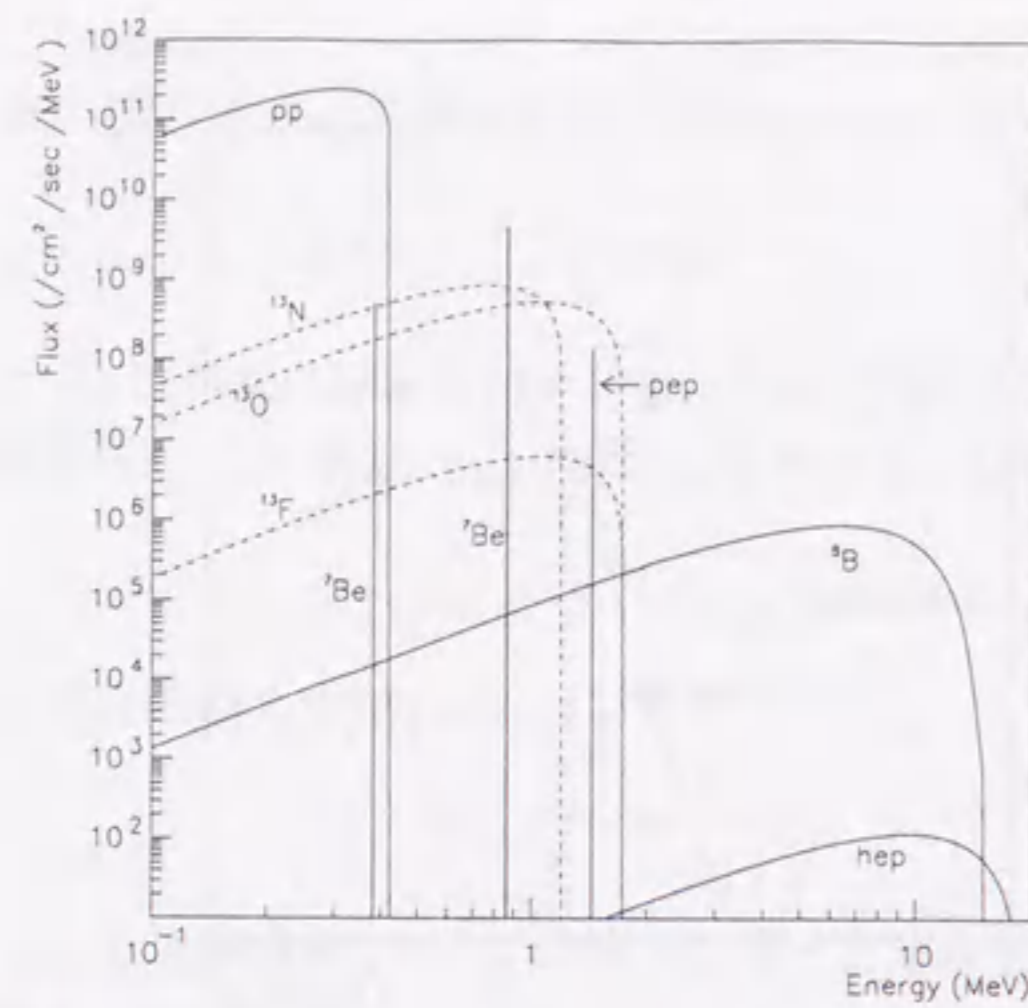


Figure 1.4: 標準太陽模型による太陽ニュートリノのエネルギー分布 [7]

よる各検出手段ごとの強度の予想値を示す。すべての手段において実験値は予想値より小さい。

もし太陽から地球までの間に ν_e がニュートリノ振動によって他の種類のニュートリノに変化していたとすると、太陽ニュートリノのエネルギー (<20MeV) では質量の大きな μ 粒子や τ 粒子を作れず、C.C. 反応を起こせないために強度が減少したように見える。太陽ニュートリノ欠損を $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ で説明した場合の質量差と混合角の許容領域を Figure 1.6 に示す。

Table 1.2: 太陽ニュートリノ強度の測定結果と標準太陽模型による予測値 (最下段)。SNU(Solar Neutrino Unit)= 10^{-36} captures \cdot atom $^{-1} \cdot$ s $^{-1}$

	$^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ (SNU)	$^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$ (SNU)	^8B ($10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
Homestake[3]	2.33 ± 0.25	—	—
GALLEX[4]	—	$69.7 \pm 6.7^{+3.9}_{-4.5}$	—
SAGE[5]	—	73^{+18+5}_{-16-7}	—
Kamiokande[6]	—	—	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$
BAHCALL[7]	$9.3^{+1.2}_{-1.4}$	137^{+8}_{-7}	$6.6(1.00^{+0.14}_{-0.17})$

1.5.2 大気ニュートリノ異常

宇宙線 (主に陽子) が地球上層の大気と衝突すると多数の π , K 粒子等を生成し、さらに π^\pm (K $^\pm$) 粒子は

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

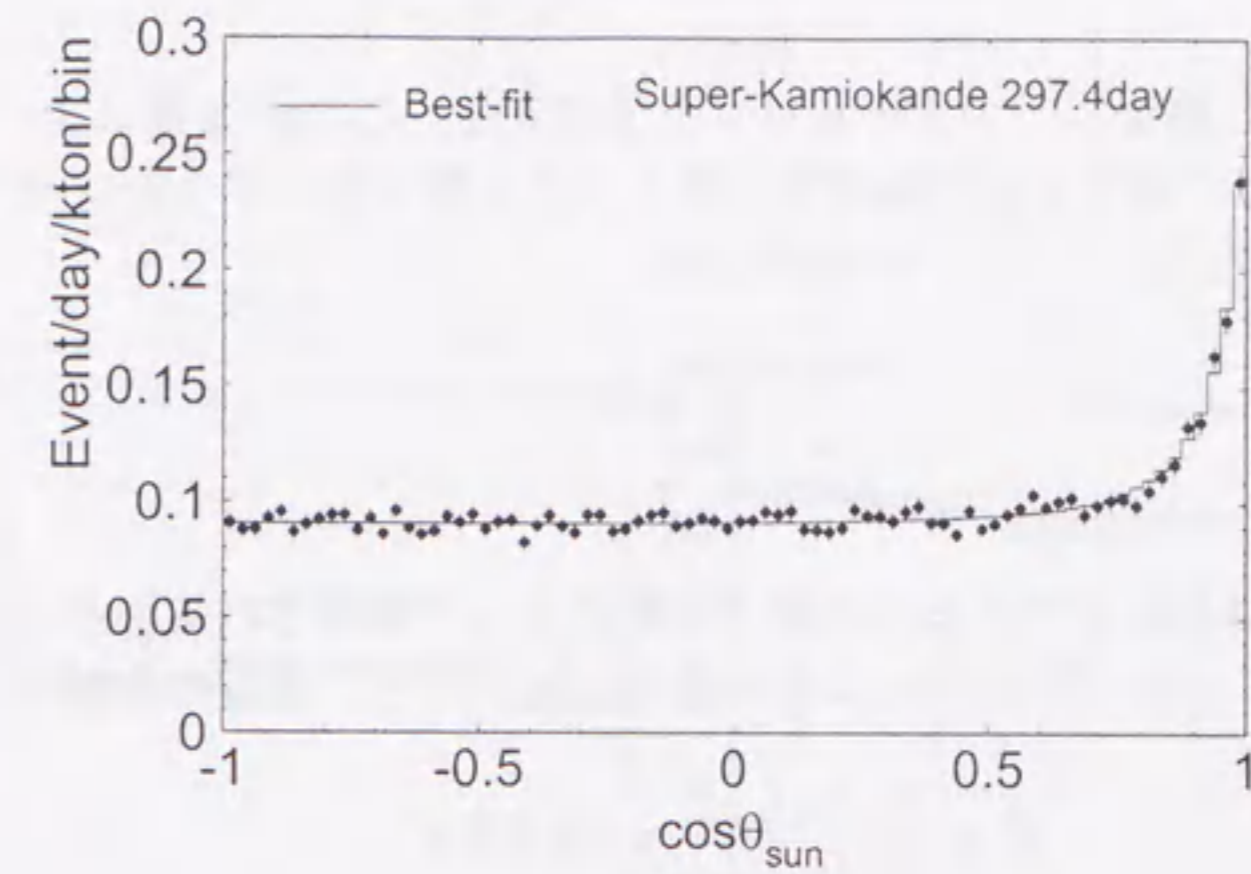


Figure 1.5: Super-Kamiokande の低エネルギーニュートリノ反応の太陽方向からのずれの分布。cos $\theta = 1$ の部分にピークが見られることから太陽からのニュートリノを観測していることがわかる。

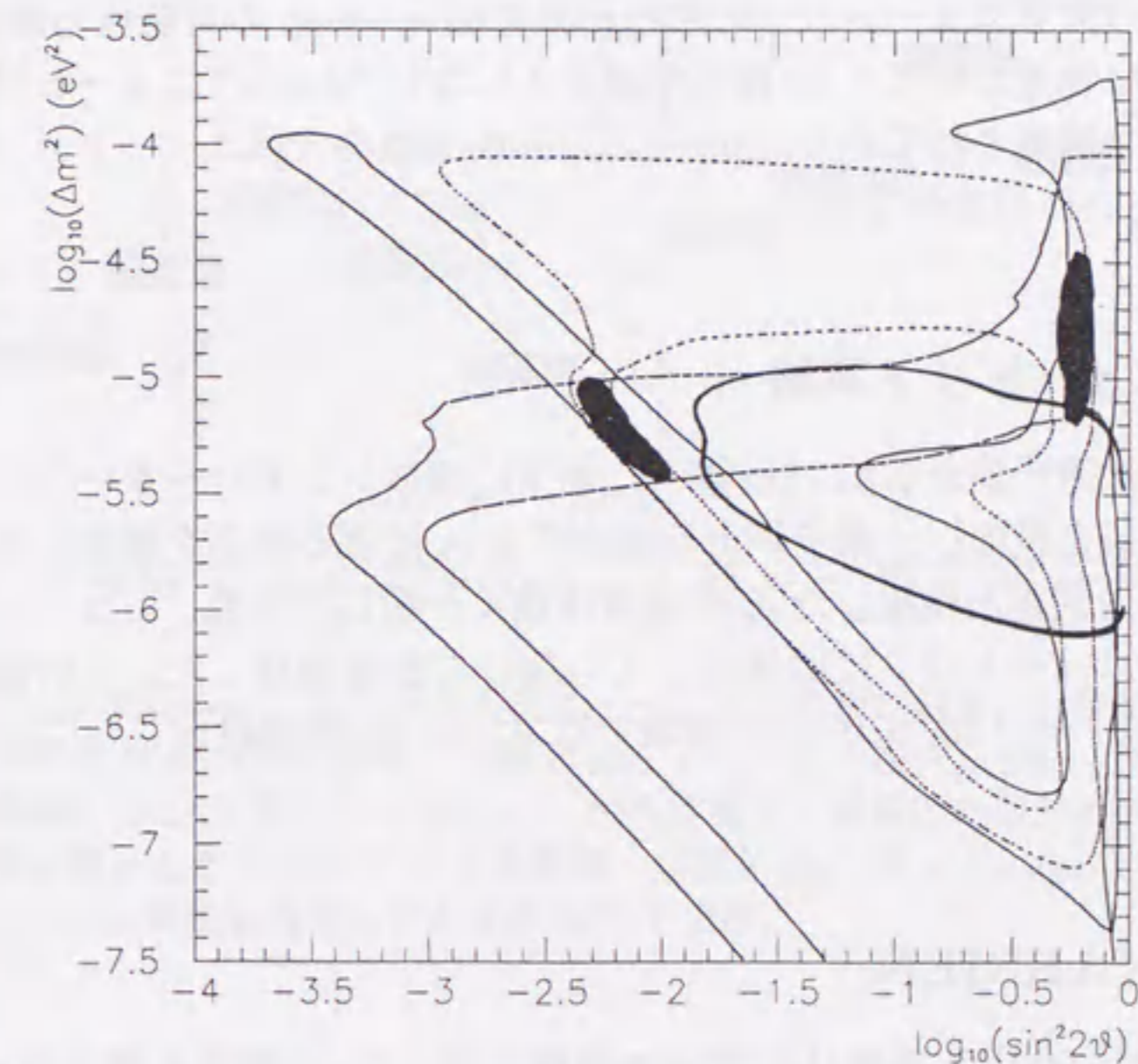


Figure 1.6: 太陽ニュートリノ実験による質量及び混合角の許容領域 (塗りつぶされた部分)。細線は Kamiokande, 点線は Homestake, 破線はガリウム実験による。太線の内側は Kamiokande の昼夜効果によって排除される。



というように連続的に崩壊し、ニュートリノを生成する。これが大気ニュートリノと呼ばれる。 μ 粒子が地上に達する前に崩壊すれば1つの π 粒子から2つの ν_μ と1つの ν_e が生成されるので、大気ニュートリノの組成比は

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} = 2 \quad (1.18)$$

となるはずである。

大気ニュートリノはこれまでに多くの地下実験によって観測されており [8], 観測された ν_μ と ν_e の比をシミュレーションによる予想値と比べると、最近の実験では

$$R \equiv \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{data}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}} \approx 0.6 \pm 0.1 \quad (1.19)$$

となり、 ν_μ の量が有意に小さいという結果を得ている。Super-Kamiokande 実験ではエネルギー、天頂角で分けた ν_μ および ν_e 事象の数を用いて解析がなされ [8], これによる結果も異常な分布を示す。

この異常を説明する物理現象としてはニュートリノ振動が有力であり、最も測定結果と一致するのは $\sin^2 \theta_{\mu\tau} = 1$, $\Delta m_{\mu\tau}^2 = 0.22 \times 10^{-3}$ の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ を仮定したときである。

ただし、現在までの大気ニュートリノの解析結果では $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の可能性も残っている。また、さらに exotic な物理として N.C. 相互作用さえない“sterile”ニュートリノ(ν_s)へのニュートリノ振動も提唱されており、Super-Kamiokande の大気ニュートリノの測定結果では ν_s への振動という可能性も残る。

1.5.3 原子炉ニュートリノ実験

CHOOZ [9] 実験では原子炉から約 1km 離れた地下に液体シンチレーターにガドリニウムをドープした検出器を設置し、原子炉より飛来する $\bar{\nu}_e$ による反応を観測した。彼らの観測では原子炉の出力変化と検出した $\bar{\nu}_e$ の強度は良く一致しており、ニュートリノ振動によって他の種類のニュートリノには変化していないことを確認した。この結果からは $\Delta m^2 > 0.9 \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta > 0.18$ の領域では $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_X$ 振動は起こっていないとされる。

1.5.4 LSND, KARMEN

LSND 実験 [10], KARMEN 実験 [11] では加速器で作った π^+ 粒子を停止させ、

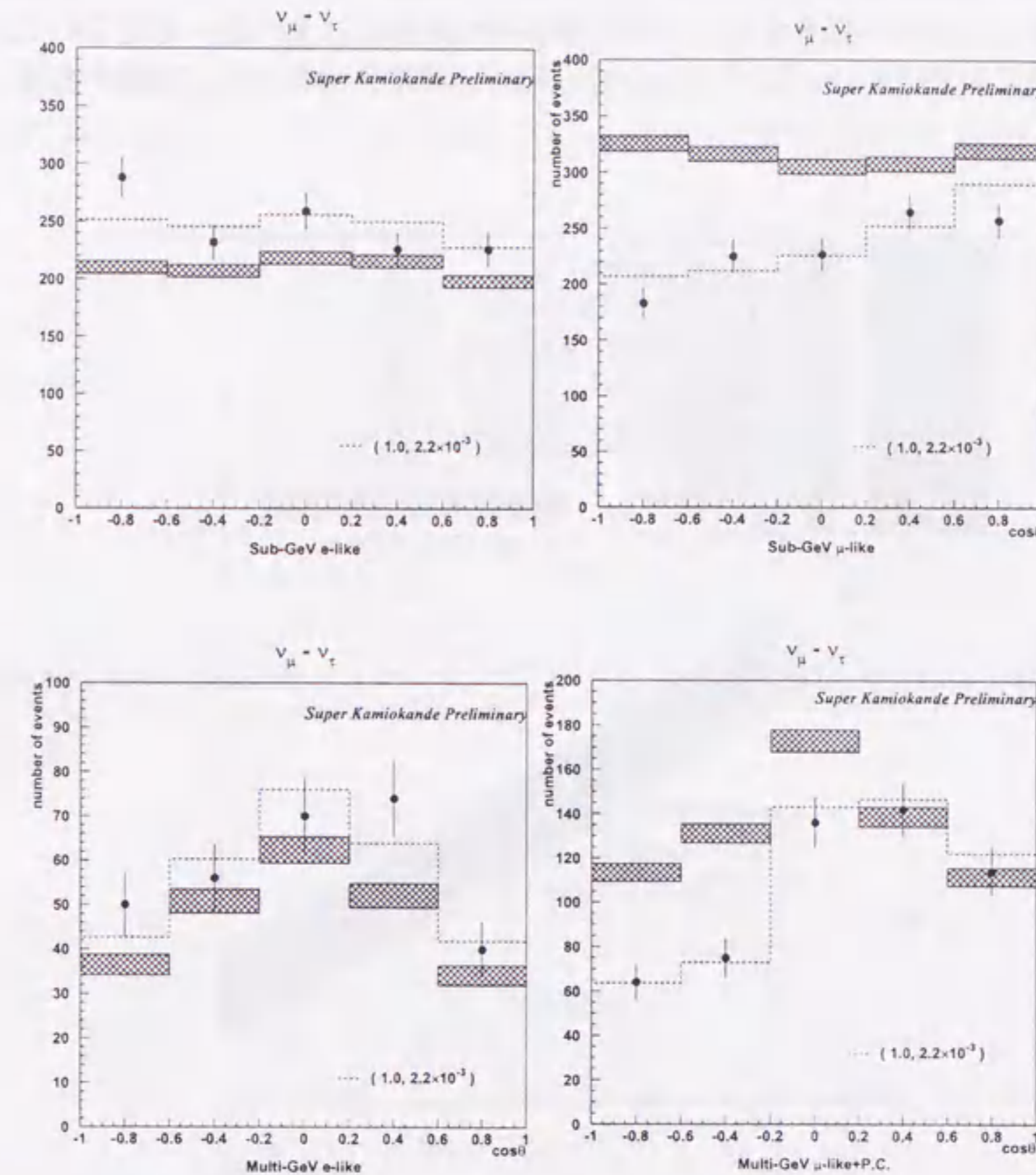


Figure 1.7: Super-Kamiokandeによる大気ニュートリノの測定結果。上段がSub-GeV領域、下段がMulti-GeV領域、左がE-likeイベント、右が μ -likeイベント、それぞれ横軸にZenith角がとってあり、 \cdot が測定結果、網掛けの長方形がニュートリノ振動が無いときのMCによる予想値、点線が $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3}$ で $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定したときのMC予想値。

の過程によって放出されるニュートリノを観測した。この一連の崩壊過程では同数の ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ が放出される一方, $\bar{\nu}_e$ は放出されないはずであるが, LSND 実験ではバックグラウンドレベル以上の $\bar{\nu}_e$ を観測したとしている。この現象が $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ のニュートリノ振動によって $\bar{\nu}_e$ が生成されていたとすると, $L(m)/E(\text{MeV}) \sim 1$ であり, $\Delta m^2 \geq 0.1 \text{eV}^2$ と考えられるのだが, 同様の手法を用いた KARMEN 実験ではこの領域にはニュートリノ振動が見られなかったと言う結果を得ており, 両実験の結果には食い違いが見られる。また, LSND 実験の結果は CHOOZ 実験とも食い違う。結果の解釈に更に議論が必要であろう。

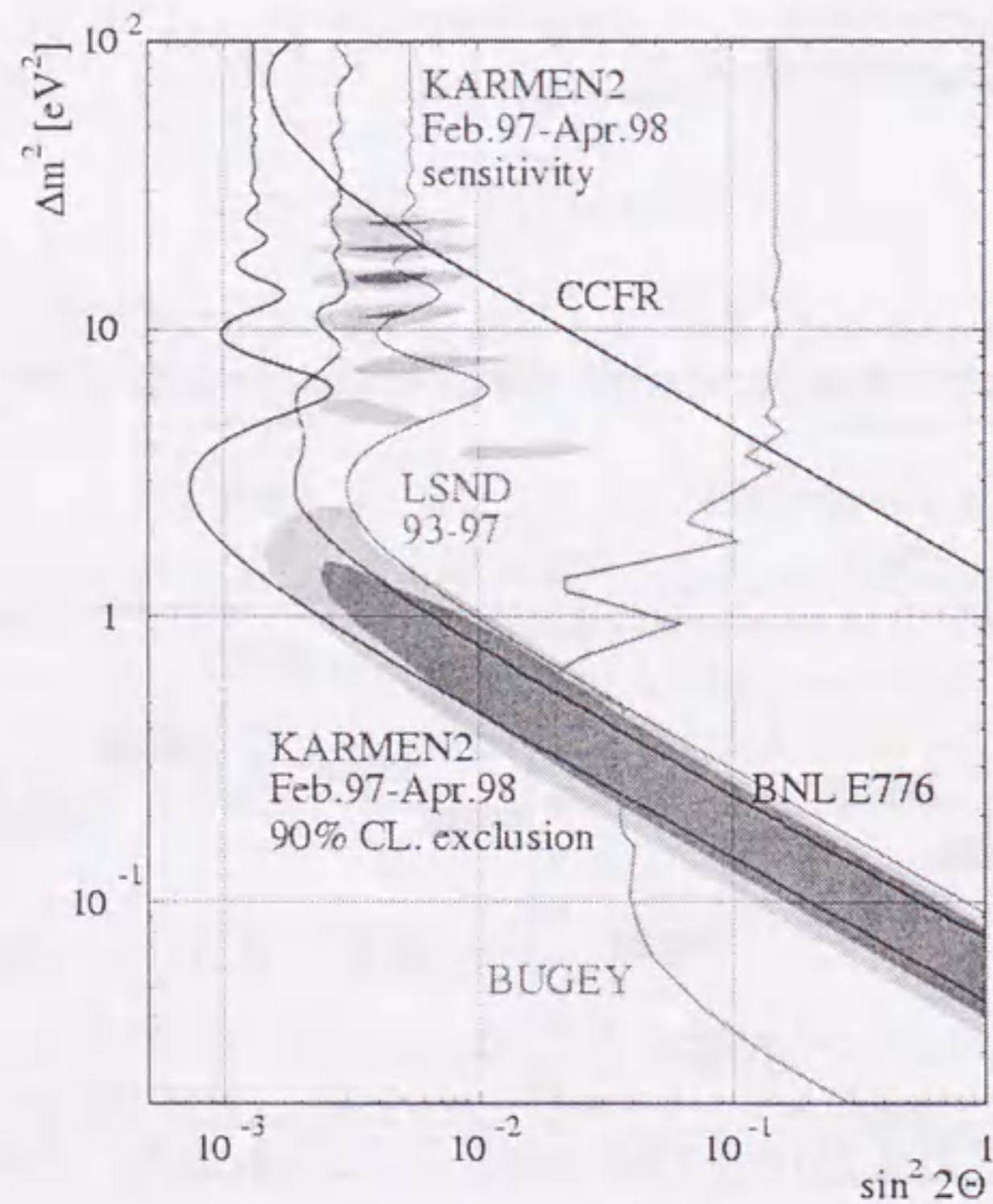


Figure 1.8: 加速器による $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動実験の結果

1.5.5 E531

E531 実験では加速器 (FNAL Tevatron) で作った ν_μ ビームを平均 500m 飛行させてエマルジョンとカウンターからなる検出器に照射し, 反応を解析した。

E531 のニュートリノビームラインでは加速された陽子とターゲットの衝突から多重発生する粒子のうち, ホーンマグネットによって収束された π^+ , K^+ 粒子が decay pipe 中

で崩壊して ν_μ が作られ, その純度は高く, 直接生成する ν_τ は実験の感度の範囲では全く生成されない。一方, ビームの ν_μ のエネルギーは平均 25GeV と高く, もし検出器まで届く間に $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動が起こった場合には検出器では ν_τ C.C. 反応が観測されると期待できる。

E531 検出器のセットアップを Figure 1.9 に示す。E531 実験では約 3900 ニュートリノ反応をエマルジョン中で検出し, 反応点から放出されている粒子の崩壊を幾何学的に解析したが, 多くの CHARM 粒子の崩壊が検出される一方, ν_τ 反応は見つからなかった。このことより, Figure 1.10 に示した領域での $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の可能性を否定した。

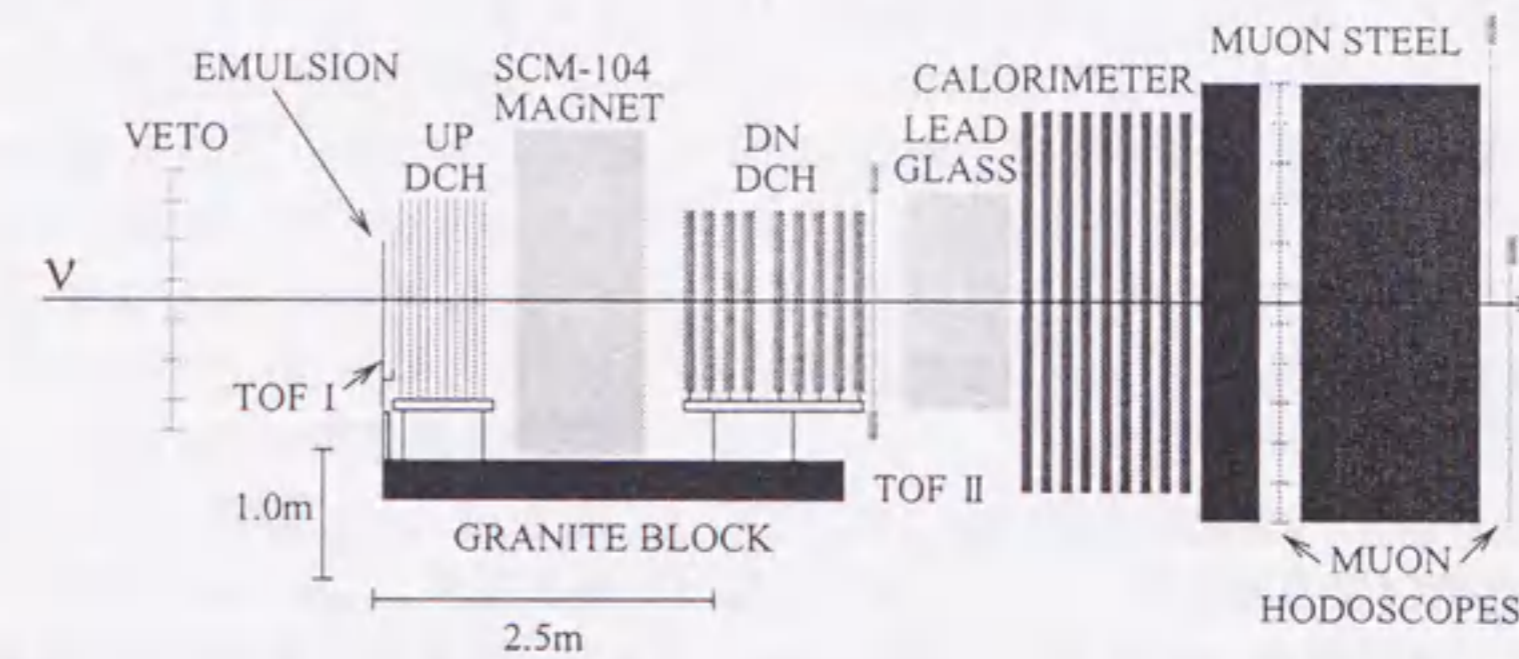


Figure 1.9: E531 実験のセットアップ。ニュートリノビームは図の左方から入射される。

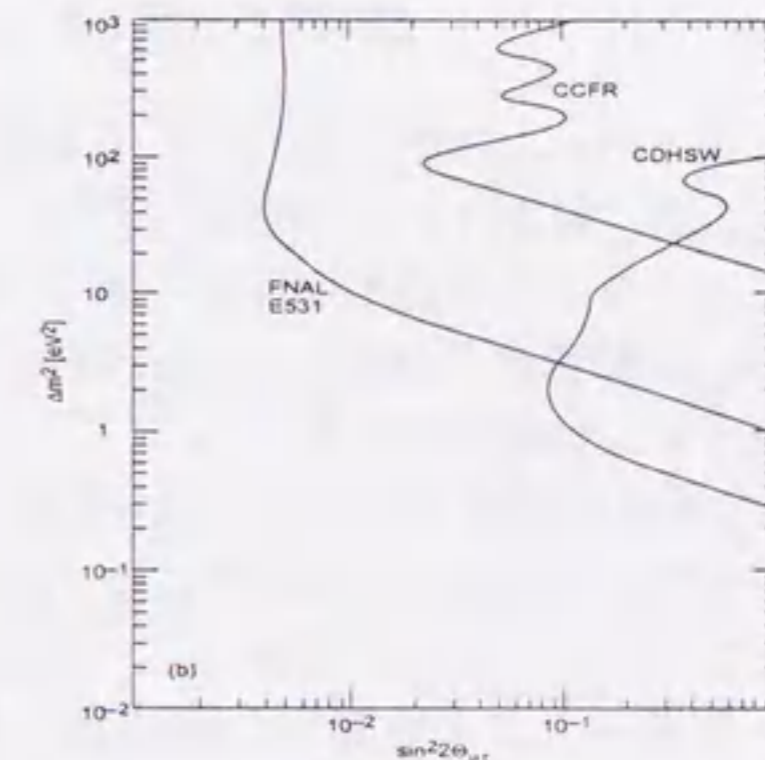


Figure 1.10: E531 実験による $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動探索領域。ニュートリノの質量差, 混合角で図の実線より右側の領域を排除した。

2章 CHORUS実験

ダークマター候補として非常に興味深い $\Delta m^2 \sim 10\text{eV}^2$ の質量差の領域において E531 実験では $\sin^2 \theta_{\mu\tau} \sim 5 \times 10^{-3}$ までニュートリノ振動を探索した。一方、クォークでは2世代目と3世代目との混合角は $\sin \theta_{23} = 0.036 \sim 0.042$ [1]であり、レプトンにおいても同程度であると考え、 $\sin^2 2\theta \sim .005$ と E531 の検出限界付近に解があると考えられる。また、最小の解として、クォークの1世代目と3世代目の混合角よりは大きいと考えると、 $\sin \theta_{13} = 0.0018 \sim 0.0044$ より、 $\sin^2 2\theta > 4 \times 10^{-4}$ と考えることが出来る。我々は、 $\sin^2 \theta_{\mu\tau} \sim 3 \times 10^{-4}$ 、つまり E531 の 50/3 倍の感度でニュートリノ振動の探索を行うことを目指して CHORUS 実験を行った。

質量差の大きな領域 ($\Delta m^2 \cdot L/E \gg 1$) では (1.16) 式の後半部は $\sin^2 (1.27\Delta m_{23}^2 \cdot L/E) \rightarrow 1/2$ となるため、 $\sin^2 \theta_{\mu\tau}$ に対する感度は検出するニュートリノ反応の統計数に比例する。E531 の 50/3 倍の感度に到達するために、我々は E531 の約 8 倍の量のエマルジョンを標的として用い、大強度のニュートリノビームを用いて統計数の向上を図った。

2.1 ニュートリノ振動の探索

ニュートリノ振動を探索する方法はある種のニュートリノを生成しある距離を置いた後に検出したときにニュートリノ振動によって生成したニュートリノの数が減少した様子を検出する方法と生成した種とは別の種類のニュートリノが出現するのを検出する方法とに分けられ、前者は disappearance 実験、後者は appearance 実験と呼ばれる。太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ¹、原子炉実験はいずれも disappearance 実験であり、LSND と E531、CHORUS 実験は appearance 実験である。

CHORUS 実験では加速器を使ってほとんど純粋な ν_μ のビームを作り、 ν_μ を 400~800m 飛行させた後に検出器で捉え、どの種類のニュートリノによる反応かを区別する。混合角 θ 、質量差 Δm^2 のとき、検出器の位置でのニュートリノビームの強度 S 、ニュートリノ強度のエネルギー飛行距離分布 $\Phi(E, L)$ 、 ν_τ C.C. 反応の断面積 $\sigma_\tau(E)$ 、対象とした $\tau^- \rightarrow X^-$ 崩壊の分岐比 BR 、 ν_τ 反応の検出アクセプタンス $A_\tau(E)$ 、 τ 崩壊の kink の検出効率 $\eta_{kink}(E)$ を用いて、実験で検出される ν_τ 反応数 N_τ は、

$$N_\tau = \iint \Phi(E, L) \cdot \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E} \right) \cdot \sigma_\tau(E) \cdot BR \cdot A_\tau(E) \cdot \eta_{kink}(E) \cdot dLdE \quad (2.1)$$

¹大気ニュートリノ異常が $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動によって引き起こされている場合には Super-Kamiokande では年間数十例の ν_τ 反応が起こっているはずであり、もしこれを捕らえることが出来れば appearance 実験にもなる。

と表される。一方、同じ実験で検出される ν_μ 反応数は

$$N_\mu = \iint \Phi(E, L) \cdot \sigma_\mu(E) \cdot A_\mu(E) \cdot dL dE \quad (2.2)$$

と表される。実験によって N_τ, N_μ のニュートリノ反応が検出された場合、ある Δm^2 について、(2.1, 2.2) によって $\sin^2 2\theta$ を求められる。

ここで、議論を進めやすい様に (2.1, 2.2) を以下のように式変形する。まず、 $\phi(E) = \int \Phi(E, L) dL$, $\psi_E(L) = \Phi(E, L)/\phi(E)$, $P'(\Delta m^2) = \int \psi_E(L) \cdot \sin^2(1.27\Delta m^2 \cdot L/E) dL$ を用いて L に関する項を積分する。

$$N_\tau = \sin^2 2\theta \cdot \int \phi(E) \cdot P'(\Delta m^2, E) \cdot \sigma_\tau(E) \cdot BR \cdot A_\tau(E) \cdot \eta_{kink}(E) \cdot dE, \quad (2.3)$$

$$N_\mu = \int \phi(E) \cdot \sigma_\mu(E) \cdot A_\mu(E) \cdot dE \quad (2.4)$$

続いて、 E によって積分をする。 N_τ では Δm^2 ごとに計算するものとする。このとき、フラックス分布で重みをつけた積分の結果を $\langle \rangle$ で表す。

$$\begin{aligned} N_\tau &= \sin^2 2\theta \cdot BR \cdot \int \phi(E) \cdot dE \cdot \frac{\int \phi \cdot P' \cdot dE}{\int \phi \cdot dE} \cdot \frac{\int \phi \cdot P' \cdot \sigma_\tau \cdot dE}{\int \phi \cdot P' \cdot dE} \\ &\quad \frac{\int \phi \cdot P' \cdot \sigma_\tau \cdot A_\tau \cdot dE}{\int \phi \cdot P' \cdot \sigma_\tau \cdot dE} \cdot \frac{\int \phi \cdot P' \cdot \sigma_\tau \cdot A_\tau \cdot \eta \cdot dE}{\int \phi \cdot P' \cdot \sigma_\tau \cdot A_\tau \cdot dE} \\ &= \sin^2 2\theta \cdot BR \cdot F \cdot \langle P' \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle \sigma_\tau \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle A_\tau \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle \eta_{kink} \rangle_{\Delta m^2}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$N_\mu = F \cdot \langle \sigma_\mu \rangle \cdot \langle A_\mu \rangle \quad (2.6)$$

これより、

$$\frac{N_\tau}{N_\mu} = \frac{F \cdot \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \langle P' \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle \sigma_\tau \rangle_{\Delta m^2} \cdot BR \cdot \langle A_\tau \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle \eta_{kink} \rangle_{\Delta m^2}}{F \cdot \langle \sigma_\mu \rangle \cdot \langle A_\mu \rangle} \quad (2.7)$$

として $\sin^2 2\theta_{\mu\tau}$ を求められる。また、 ν_τ 反応が検出されなかった場合には 90% C.L. で

$$\frac{2.38}{N_\mu} > \frac{\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \langle P' \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle \sigma_\tau \rangle_{\Delta m^2} \cdot BR \cdot \langle A_\tau \rangle_{\Delta m^2} \cdot \langle \eta_{kink} \rangle_{\Delta m^2}}{\langle \sigma_\mu \rangle \cdot \langle A_\mu \rangle} \quad (2.8)$$

として exclusion plot を描くことができる。特に、 Δm^2 の大きな領域 ($\Delta m^2 \gg E/L$ つまり $\Delta m^2 > 50eV^2$) では $\langle P' \rangle_\infty = 1/2$ となる。

2.2 ニュートリノビーム

CHORUS 実験に用いたニュートリノビームラインの構造を Figure 2.1 に示す。このビームラインでは CERN SPS で加速した 450 GeV/c 陽子ビーム (spill 当たり 3.4×10^{13} 陽子) を棒状のベリリウムに入射し、中間子を多重発生させる。このとき発生するのはほとんどが π 粒子であり、一部 K 粒子も混じる。これらの粒子は続けて設置されたホーンマグネットを通過する。ホーンマグネットは筒状の金属でビームと平行に電流を流し

Table 2.1: CHORUS 検出器に飛来するニュートリノの組成比とエネルギーの平均値

	組成比	$\langle E \rangle$ (GeV)
ν_μ	100.0	27.7
$\bar{\nu}_\mu$	4.2	27.6
ν_e	0.7	43.4
$\bar{\nu}_e$	0.2	36.3

てマグネットの外側に正電荷の粒子を収束させる方向の磁場を生成する。ホーンマグネットにより π^+, K^+ は収束され、一方 π^-, K^- は散らされる。マグネットの下流は長さ約 400m の空間 (decay pipe) になっており、ここで $\pi^+(K^+) \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ と崩壊して ν_μ を生成する。decay pipe と CHORUS 検出器の間約 400m は鉄と土砂で満たされており、ニュートリノ以外の崩壊生成物や崩壊しなかった粒子などはここで止められる。

CHORUS 検出器の地点でのニュートリノビームのエネルギー分布を Figure 2.2, 組成比を Table 2.1 に示す。Figure 1.2 に示したように、 ν_τ C.C. 反応の衝突断面積はニュートリノのエネルギーが 10 GeV 付近から立ち上がり、エネルギーが低いと反応を起こしにくく、検出が難しいが、CHORUS 実験のニュートリノビームでは ν_μ の平均エネルギーは約 27 GeV であり、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動による ν_τ の C.C. 反応を観測するためには十分なエネルギーを持っていると言える。

ν_μ 以外のニュートリノの混入は合計で ν_μ の 5% 程度に抑えられている。最大の混入物である $\bar{\nu}_\mu$ はおもにホーンマグネットで散らしきれなかった π^- の崩壊によって生成される。

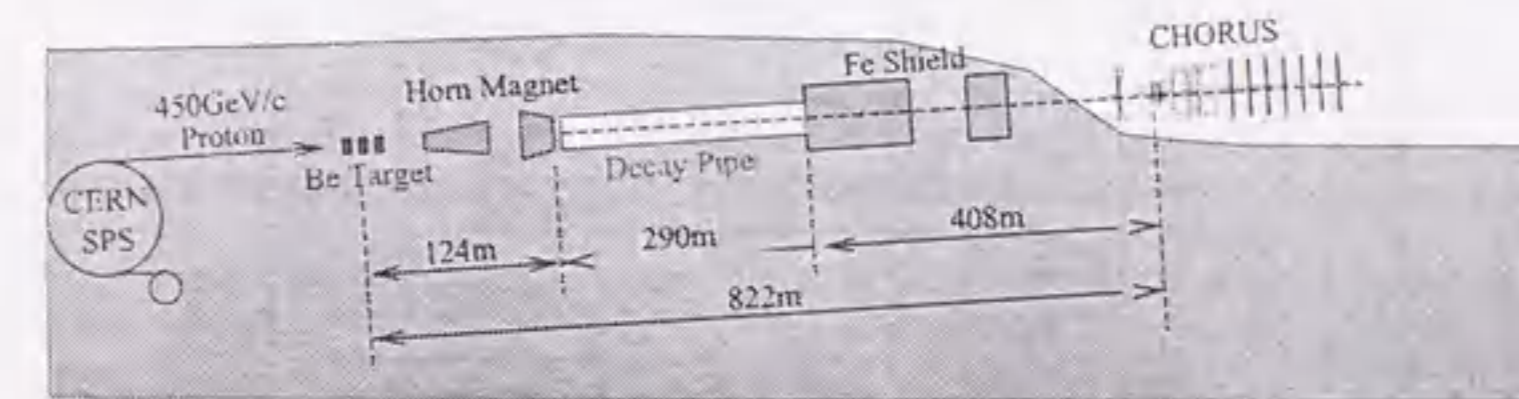


Figure 2.1: CHORUS 実験で用いたニュートリノビームライン。CERN SPS で加速した 450 GeV/c の陽子が図の左方から入射される。

2.3 ν_τ 反応の識別

1.2 章で述べたように、 ν_τ C.C. 反応は τ^- 粒子を放出する。そして τ 粒子は寿命 $\tau \sim 0.3 \times 10^{-12}$ sec. で崩壊する (Table 2.2)。崩壊モードのうちの 80% 以上は荷電粒子を 1 個だけ伴い、折れ曲がり状の飛跡 (kink) をもつ。この時の飛程は約 1mm、崩壊角 (崩壊の親粒子と (荷電) 娘粒子の飛跡の角度差) は約 50 mrad. である (Figure 2.4 参照)。CHORUS 実験ではこのような τ 粒子が崩壊するときの幾何学的特徴に注目し、 ν_τ 反応の識別を行

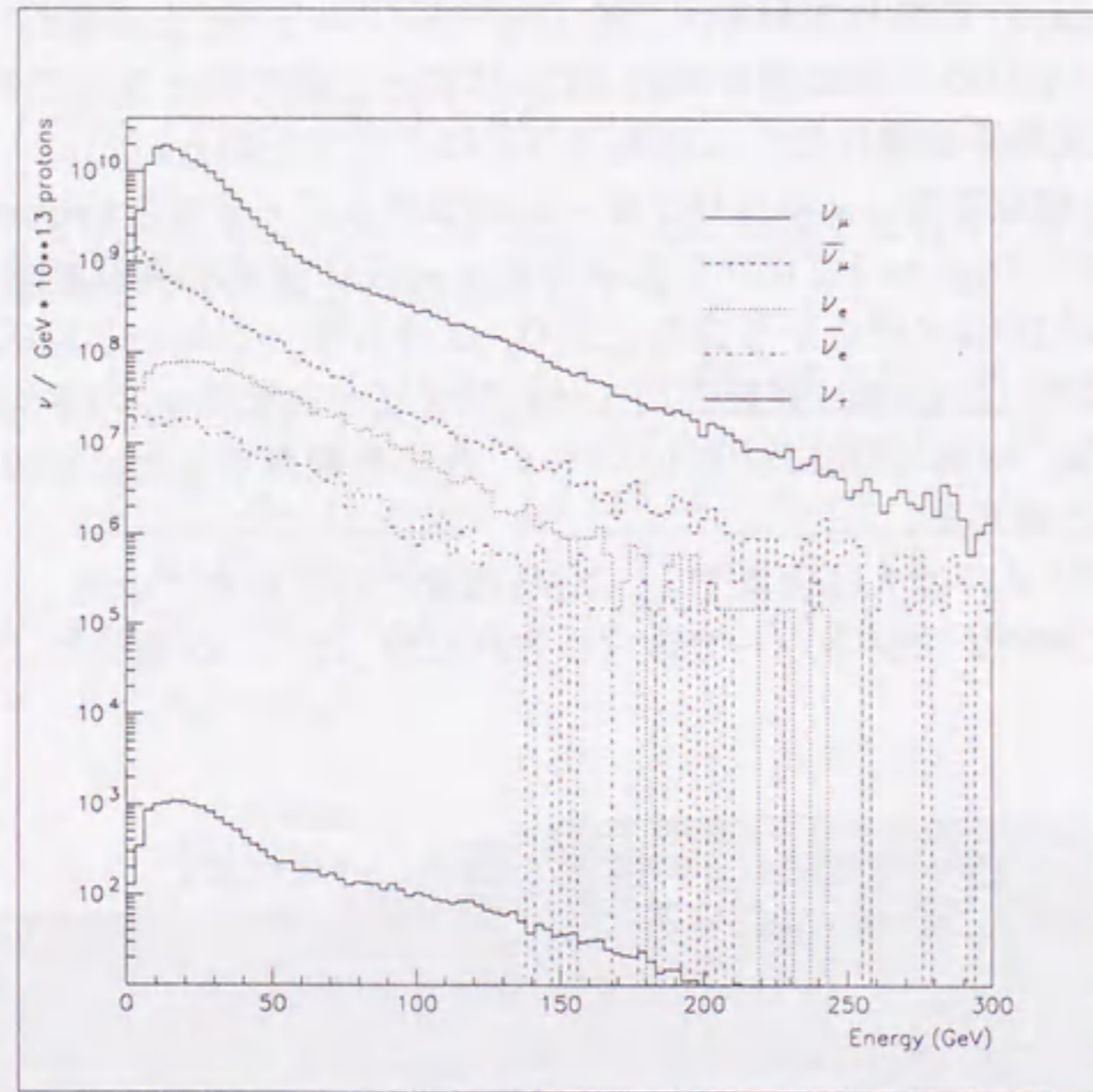


Figure 2.2: CHORUS 検出器の地点でのニュートリノビームのエネルギー分布。 ν_τ はニュートリノ振動のない時の prompt ν_τ の強度 (2.6.1 章参照) であり, ν_μ と比べて非常に少ない。

うことを計画した。約 1mm と短い飛程の崩壊を幾何学的に捉えられる現在唯一の飛跡検出器と言えるエマルジョンをニュートリノの標的兼飛跡検出器として用いた。

ν_τ 反応識別の条件として, kink を伴う反応のうち,

1. 飛程が 4mm 以下
2. 崩壊の横向き運動量が 250MeV/c 以上
3. ニュートリノ反応から他にレプトンが放出されていない
4. 崩壊の娘粒子が負電荷

という基準を用いた。条件 1 は 2 次衝突による kink-like 反応を抑えるため, 条件 2 は π^- , K^- の崩壊による kink 反応を分離するため, 条件 3 はチャーム粒子による kink 反応を分離するために課した。

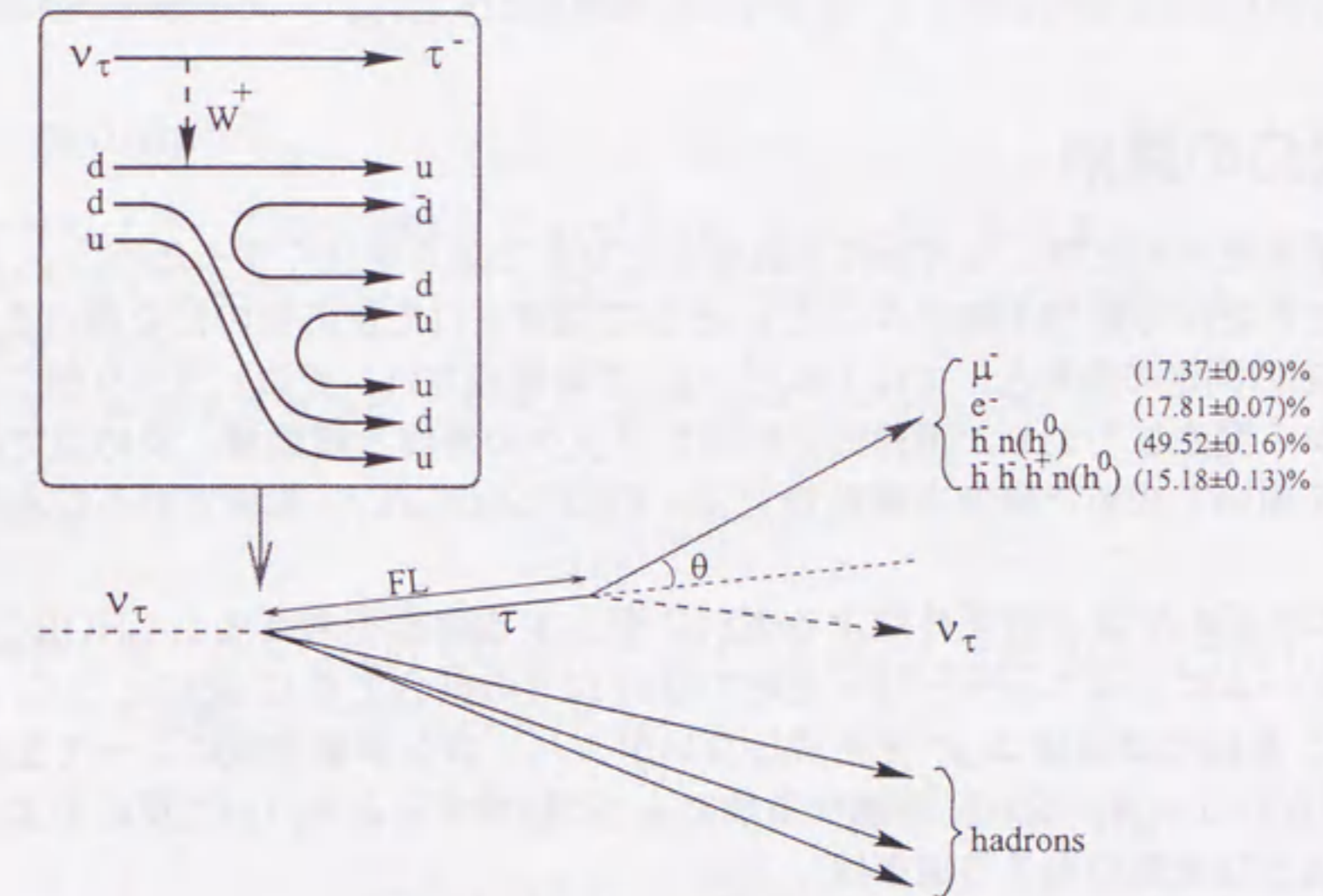
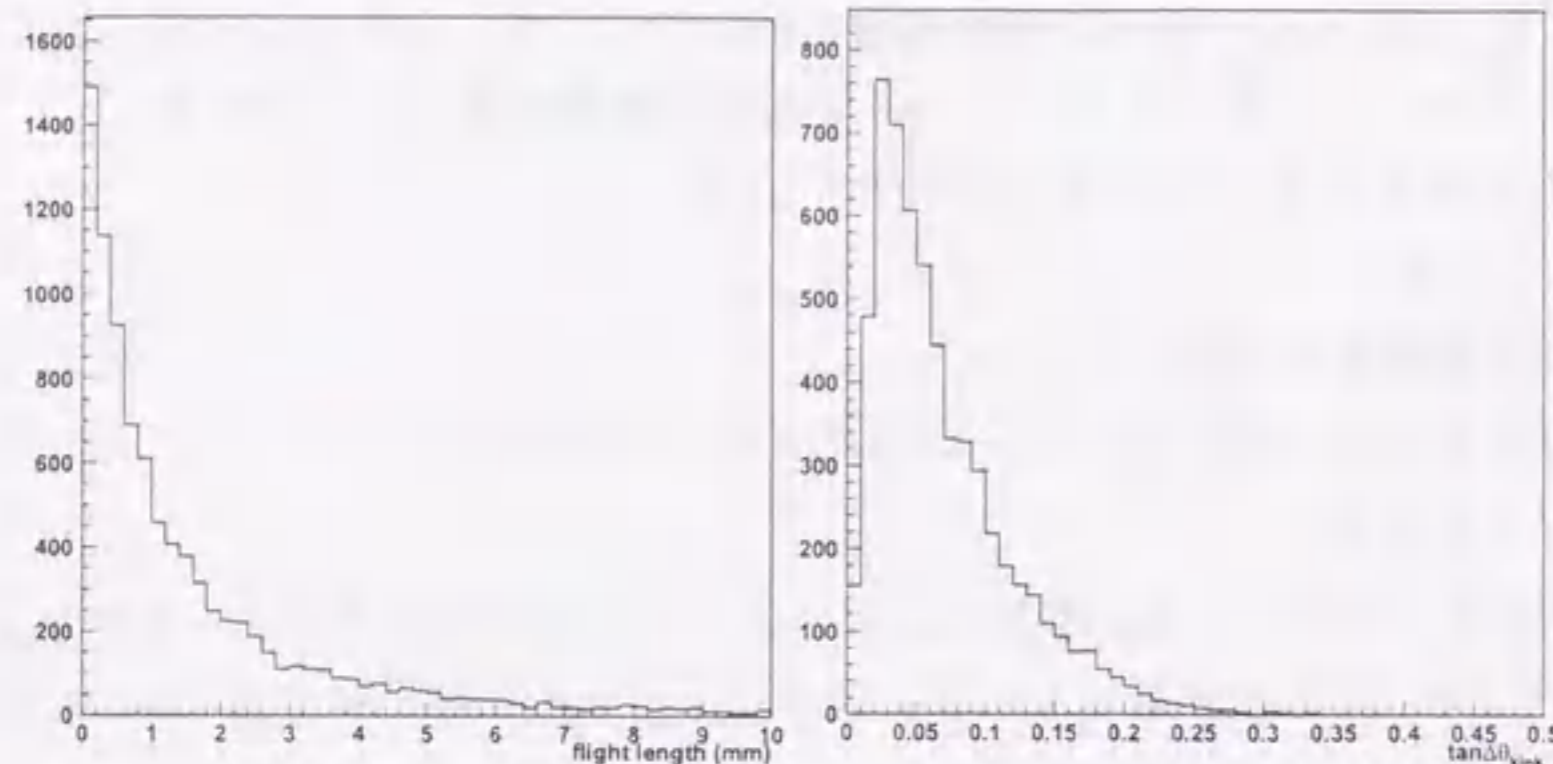


Figure 2.3: 予想される ν_τ 反応の模式図

Table 2.2: τ 粒子の崩壊モード [1]

	mode	B.R.
$\tau^- \rightarrow$	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	(17.37±0.09)%
	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	(17.81±0.07)%
	$h^- (nh^0) \nu_\tau$	(49.52±0.16)%
	$h^- h^- h^+ (nh^0)$	(15.18±0.13)%

Figure 2.4: CHORUS で期待される τ^- 粒子の (左) 飛程および (右) μ^- への崩壊時の崩壊角

2.4 ν_μ 反応の識別

実験の到達感度を求める際には実験の系統誤差をできる限り少なくするために ν_μ 反応であると同定できた反応数 (2.1 章の N_μ) と ν_τ として同定された反応数の比を用いる。このための ν_μ 反応の同定の条件としては 1 本だけ μ^- が再構成され、そのトラックがニュートリノ反応点から発生しており、再構成されたトラックの角度と運動量、反応点でのトラックの角度を用いて求めた横方向運動量 (Fake Pt) が 250 MeV/c 未満であることを要求した。

ν_μ C.C. 以外の反応が以上の条件による選別に混入する確率を考える。CHORUS のニュートリノビームによるニュートリノ反応では約 10:3 の割合で C.C. 反応と N.C. 反応がおこる。N.C. 反応では直接は μ^- を生成しないが、ハドロン多重生成によって生成した π^- や K^- がカロリメーターに到達する前に μ^- に崩壊すると ν_μ C.C. 反応のように見える。このような反応のおこる確率は

$$\frac{N_{N.C. \rightarrow 1\mu}}{N_{\nu_\mu C.C.}} = \frac{\sigma_{N.C.}}{\sigma_{C.C.}} \cdot R(\nu_\mu N.C. \rightarrow 1\mu) = 0.3 \cdot 0.023 \approx 0.007 \quad (2.9)$$

となり、1% 以下の混入率であると見積もられる。

2.5 ビーム照射

CHORUS 実験は 1994 年 4 月に実験の準備が整い、5 月からビーム照射を開始した。各年度毎のビームの生成に用いた陽子数とビーム強度から推定したエマルジョン内に蓄積されたニュートリノ反応数を Table 2.3 に示す。94 年に設置したエマルジョンの内、1/4 だけは 94 年の照射後に取り出して現像し、先行解析を行った。新たに 1/4 分のエマルジョンを用意し、残り 3/4 とともにビーム照射を行った。95 年の照射後には全てのエマルジョンを現像し、96 年には全モジュール新たなエマルジョンを設置し、97 年のビーム照射終了まで用いた。

Table 2.3: CHORUS 実験年度毎のビーム照射量とエマルジョンに蓄積されたニュートリノ反応数の推定数

Run	ビーム照射時期	p.o.t. ($\times 10^{19}$)	ν 反応数
1	1994 年 5 月 ~ 10 月	0.81	160,000
1	1995 年 5 月 ~ 10 月	1.20	270,000
2	1996 年 4 月 ~ 9 月	1.38	300,000
2	1997 年 5 月 ~ 11 月	1.66	240,000
total		5.05	970,000

2.6 バックグラウンド

ν_τ 探索のバックグラウンドについて考える。

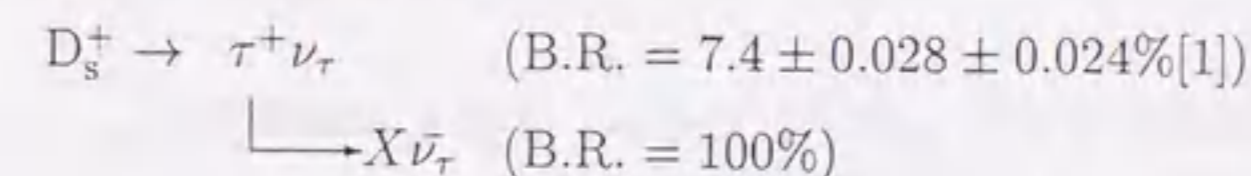
2.6.1 prompt ν_τ

ニュートリノビームの生成時点で ν_τ が生成して検出器に飛来するとニュートリノ振動による ν_τ と全く区別がつかない。このような “prompt ν_τ ” の発生源として D_s 中間子の崩壊が考えられる。

D_s^\pm 粒子は中間子多重発生の際に π , K に混じって生成される。

$$\frac{\sigma(D_s)}{\sigma(\pi)} \approx 4 \cdot 10^{-5} \quad (2.10)$$

D_s は寿命が短く ($\tau = (0.467 \pm 0.017) \times 10^{-17}$ s), ほとんどは Be ターゲット内で 2 次衝突することなく崩壊し、一部が ν_τ を伴う。



この過程の D_s^+ や τ^+ は寿命が短くホーンマグネットまで達する前に崩壊するので収束を受けないために ν_μ ビームよりも大きく広がる。従って、CHORUS 検出器の位置では

$$\frac{(\text{prompt})\nu_\tau \text{ C.C.}}{\nu_\mu \text{ C.C.}} \sim 3 \cdot 10^{-6} \quad (2.11)$$

となり、CHORUS 実験で最終的に $\tau^- \rightarrow \mu^-$ のチャンネルで 400K 反応解析しても prompt ν_τ によるバックグラウンドの期待値は $4 \cdot 10^5 \times 3 \cdot 10^{-6} \times 0.18 \sim 0.2$ 反応程度であり、実験に支障を来さない。

2.6.2 チャーム粒子

CHORUS 実験のエネルギー領域ではニュートリノ C.C. 反応の約 5% はチャーム粒子を伴う。チャーム粒子は寿命、質量ともに τ 粒子に近いので、 ν_τ 反応と紛らわしい幾何学

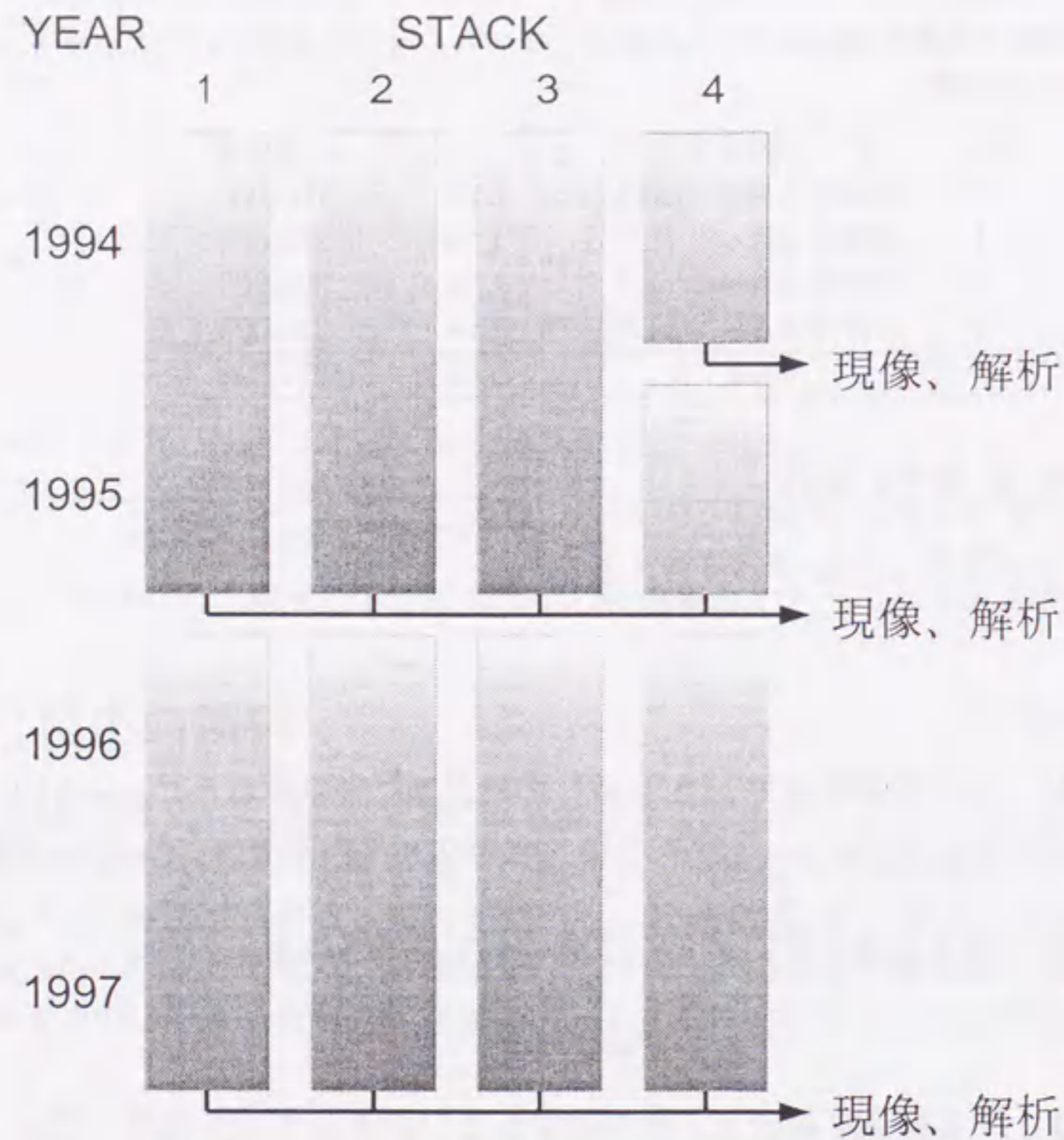


Figure 2.5: ニュートリノビーム照射とエマルシヨンの現像、解析時期との関係

的振舞をする。 $\bar{\nu}_\mu$ は負電荷のチャーム粒子を生成し、また1次衝突点に μ^+ 粒子を伴う。このとき、 μ^+ を認識できないとバックグラウンドとなる。

$$\begin{aligned}
 R &< \frac{N(\bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_\mu)} \cdot \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ \bar{c} X)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ X)} \cdot \frac{N(D^-)}{N(\bar{c})} \cdot BR(D^- \rightarrow \mu^- + \text{neutrals}) \cdot \varepsilon_{\text{kink}}(D^-) \cdot \varepsilon_{\text{miss}}(\mu^+) \\
 &= .025 \cdot .03 \cdot .33 \cdot .16 \cdot .24 \cdot .048 \\
 &= 5 \times 10^{-7}
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

N.C.反応ではチャーム粒子は必ず $c\bar{c}$ 対になって生成するため、 \bar{c} を含む負電荷のチャーム粒子の崩壊を検出し、一方相方のチャーム粒子を見落とすと ν_τ 反応に見えてしまうと考えられる。ただし、 $c\bar{c}$ の発生率が低いため、ほとんどCHORUS実験のバックグラウンドとはならない。

$$\begin{aligned}
 R &< \frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} \cdot \frac{\sigma(c\bar{c})}{\sigma(NC)} \cdot \frac{\sigma(D^-)}{\sigma(c\bar{c})} \cdot BR(D^- \rightarrow h^- + \text{neutrals}) \cdot \varepsilon_{\text{kink}} \cdot (1 - \varepsilon(c\bar{c})) \\
 &= .30 \cdot .8 \times 10^{-4} \cdot .33 \cdot .20 \cdot .18 \cdot .12 \\
 &= 3.4 \times 10^{-8}
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

2.6.3 2次衝突

ニュートリノ反応により多重発生したハドロンは物質中の核子と衝突して方向を変える。250MeV/c以上の横向き運動量を持つ2次衝突の平均自由行程 $\lambda \sim 40\text{cm}$ であるが、多くの場合2次衝突点では多重発生による荷電粒子や核の破片またはオージェ電子が放出され、エマルシオン中ではこれらの飛跡が観測できるので τ^- 崩壊とは区別が出来るが、核の破片もオージェ電子も観測できず崩壊と区別できない2次衝突 (white kink) も起こりうる。Figure 2.6に4GeV/c π 粒子ビームのエマルシオン中でのwhite kinkの平均自由行程を測定した結果を示す。また、Figure 2.7にシミュレーションによる計算結果を示す。 π ビームによる測定結果より、 $p_T > 250\text{MeV}/c$ のwhite kink衝突の平均自由行程は $\lambda_{wk} \sim 22\text{m}$ と計算され、シミュレーションと合致する。現在までのCHORUS実験の解析ではハドロンの飛跡を約92m解析しており、 ν_τ の条件として反応点から約3mm以内のkinkのみを採用することにしたが、それでもwhite kinkによるバックグラウンドを捉える期待値は0.5イベントと計算され、これ以上解析を進めるためにはハドロンの飛跡を解析するには運動力学的に解析対象の反応を絞る必要がある。

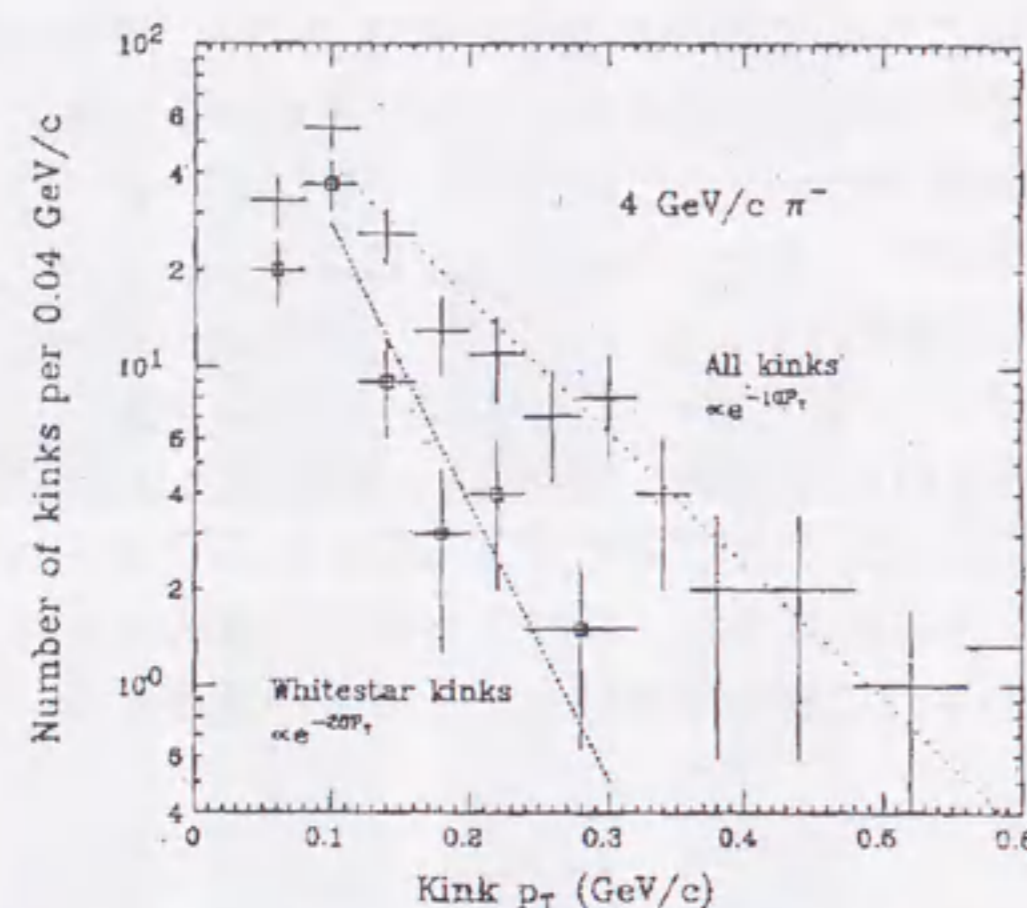


Figure 2.6: エマルション中での $4\text{GeV}/c$ π^- 粒子の2次衝突による kink の頻度の測定結果。エマルション中で 817 個の核破片, オージェ電子, 多重発生による multi-prong の2次衝突が検出されたのに対し, 58 個の white kink が検出された。

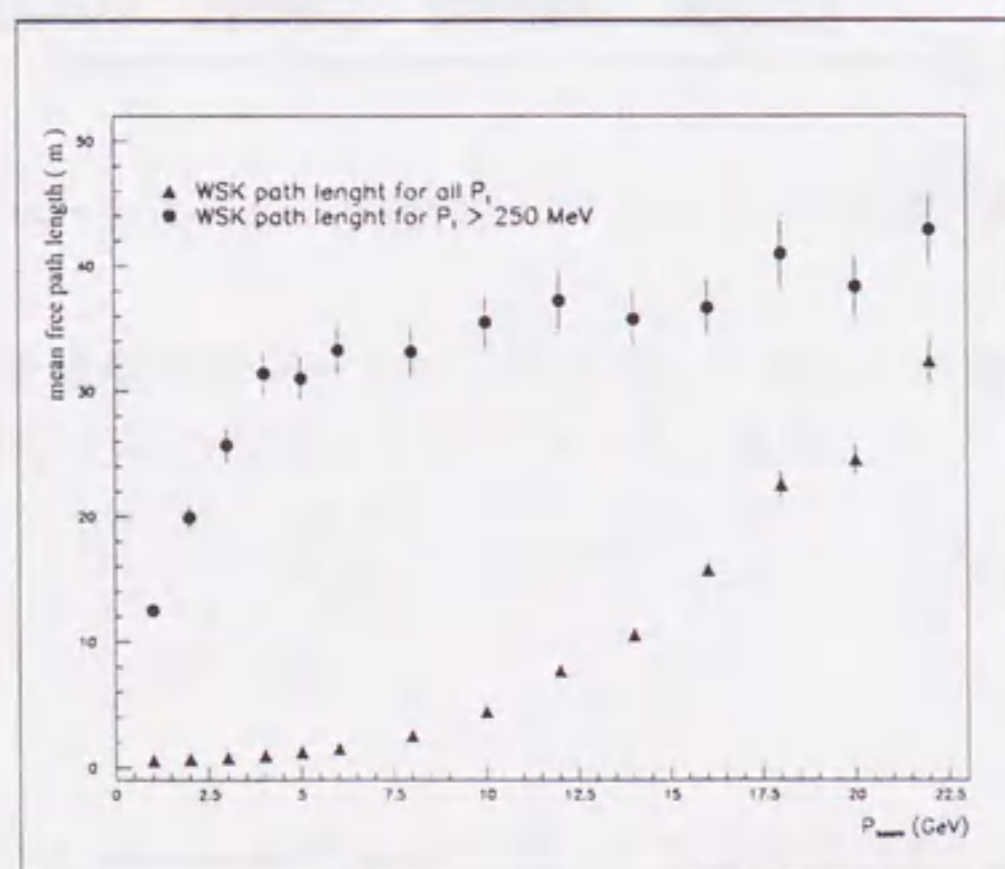


Figure 2.7: π 粒子の white kink 散乱の平均自由行程の MC 予測値。Figure 2.6 の測定とコンシステントである。

3章 CHORUS 検出器

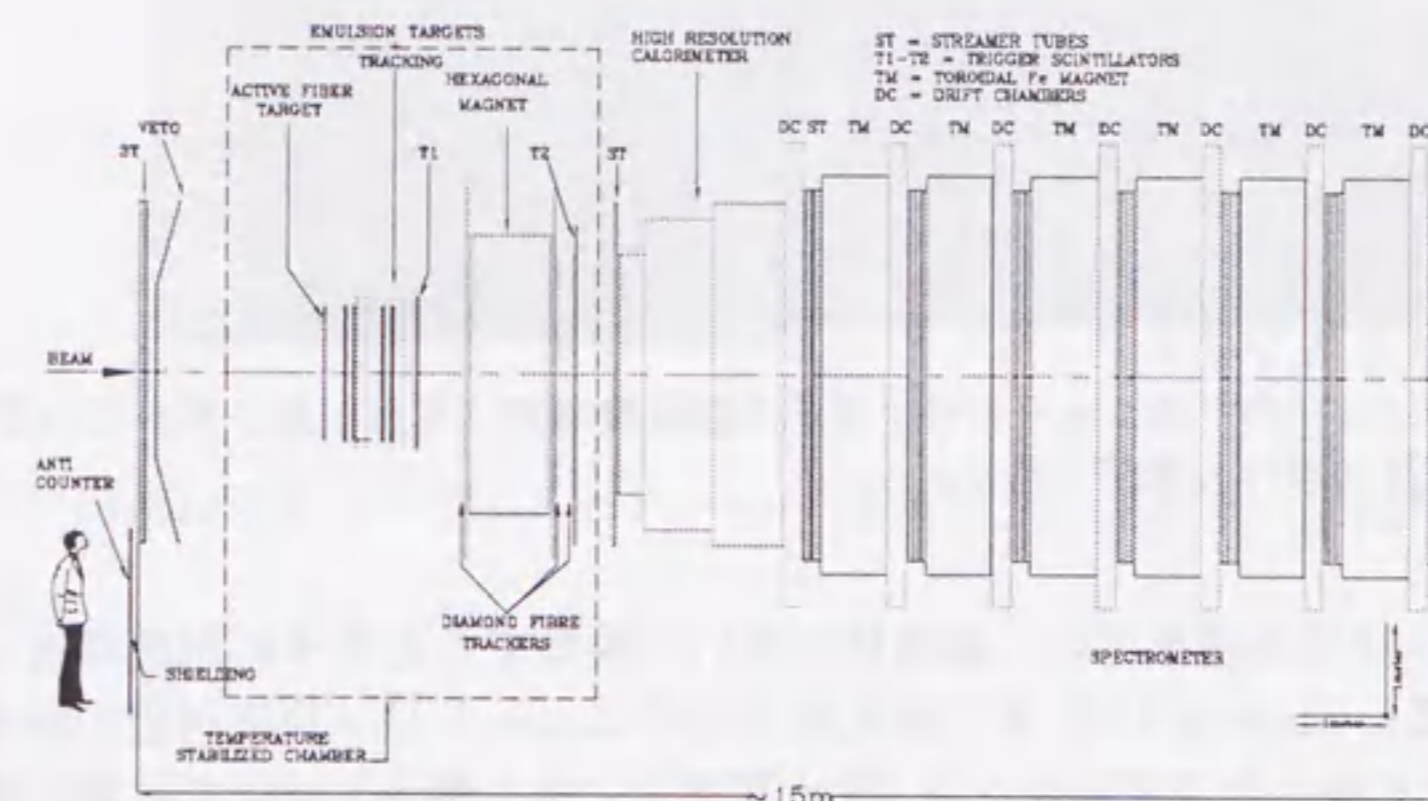


Figure 3.1: CHORUS 検出器の全体図。ニュートリノビームは図の左方から入射される。

CHORUS 検出器の全体図を Figure 3.1 に示す。検出器はトリガーカウンター, エマルションとファイバートラッカーとからなるターゲットモジュール, 空芯電磁石スペクトロメーター, 電磁およびハドロンカロリメーター, μ 粒子スペクトロメーターからなる。本章では各部の構造について述べる。

3.1 エマルション

CHORUS 実験ではニュートリノ反応の標的兼反応点での荷電粒子の飛跡検出器として, 原子核乾板 (エマルション) を使用した。原子核乾板は写真乾板の一種であり, 通常の写真フィルムと同様にハロゲン化銀 (AgBr , AgI) の結晶とバインダーとしてのゼラチンが主成分であり, 組成比は体積比で約 1:1, 密度は $3.8\text{g}/\text{cm}^3$ である。写真フィルムではハロゲン化銀の結晶に光があたると結晶格子内の電子が励起され, 銀イオン (Ag^+) と結合して潜像核と呼ばれる銀粒子となって結晶内に残る。これを現像処理することによって潜像の周りに銀を成長させ, 定着処理により残りのハロゲン化銀を溶かして洗い流すことで感光した部分が黒く残る。

通常の写真フィルムには最小電離粒子の飛跡はほとんど写らないが, 原子核乾板ではハロゲン化銀の結晶サイズ, 感度などが原子核実験用に調整されており, 荷電粒子が通

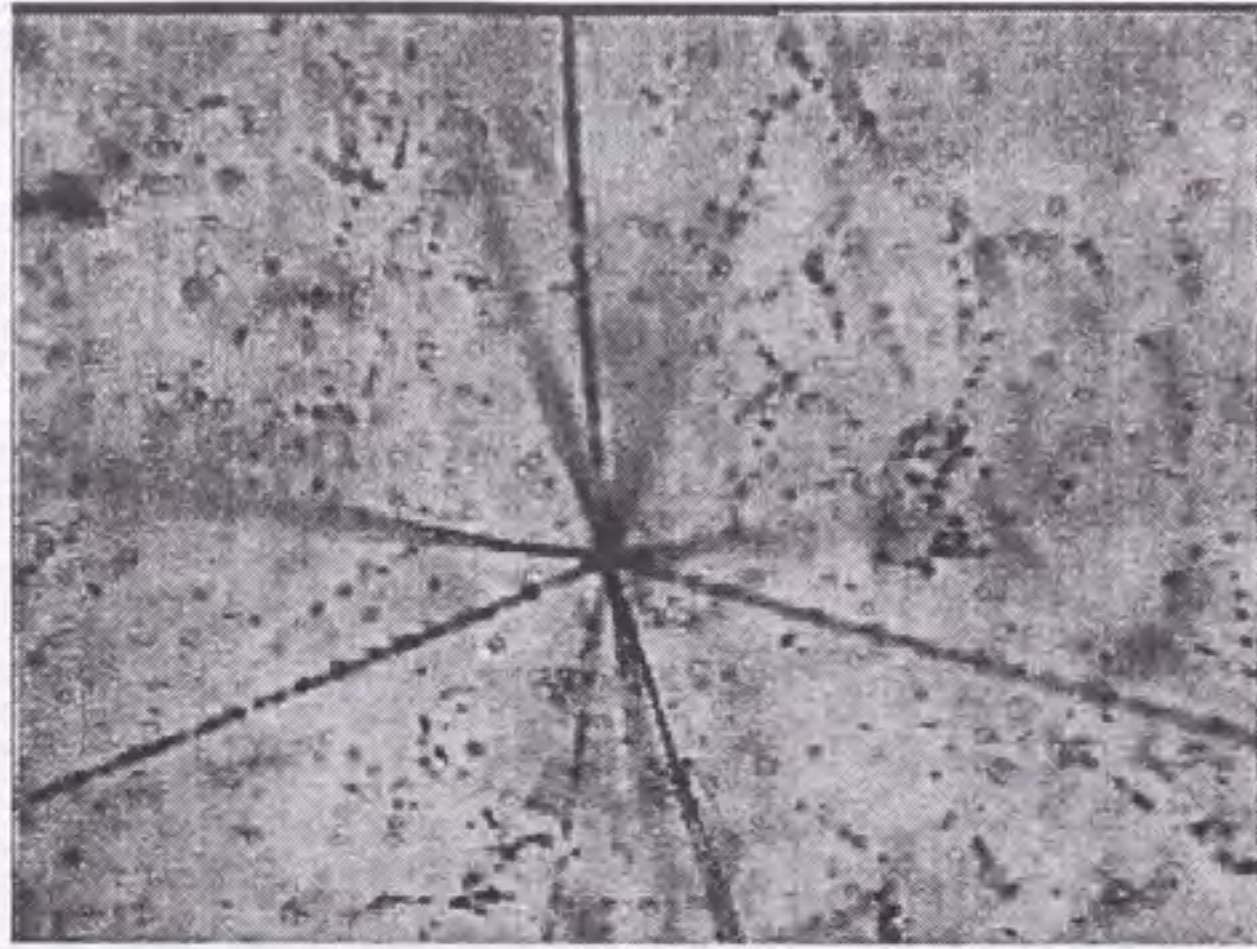


Figure 3.2: エマルジョン内でのニュートリノ反応の顕微鏡写真。写真中濃く写っている飛跡は原子核の破片の飛跡である。

過した乾板を現像、定着処理を行い、顕微鏡を用いて観察すると粒子の飛跡に沿った黒点の列を観測できる。Figure 3.2に原子核乾板内でのニュートリノ反応付近の画像を示す。CHORUS実験で用いたエマルジョン(富士写真フィルム製ET-7B)では最小電離粒子が乾板内を通過した場合、飛跡にそって約30個/100 μm の密度で直径約1 μm の大きさの黒点(グレイン)が形成される。飛跡上のグレインの密度は通過した粒子の単位長さあたりの電離損失にほぼ比例するため、低エネルギーの荷電粒子や電荷が1より大きな粒子(α 粒子、加速されたイオンなど)では電離が大きく、グレイン密度が高くなるためにより濃い線として観察される。

3.2 ターゲットモジュール

ニュートリノ反応の標的となるエマルジョンとニュートリノ反応から生成する2次粒子を捉え、エマルジョン内での解析すべき位置をガイドするためのトラッカーとでターゲットモジュールを形成している。標的エマルジョンはE531の約8倍、重量で約800kg、体積で約200 ℓ を使用した。この量のエマルジョンをビームラインに設置する際の形状を決定するにあたり、第1の要請として後方のカウンター群のアクセプタンスを保つためターゲットモジュールの厚みを極力薄くし、標的エマルジョンのサイズをニュートリノビームの広がり程度、1.4m \times 1.4mとした。CHORUS検出器の位置でのニュートリノビームの広がりをFigure 3.5に示す。標的エマルジョンをこの面積にすると厚みは全体で12cmになる。しかし、12cmの厚さをひとまとめにして使用した場合、標的エマルジョン内でニュートリノ反応に付随する π^0 からの γ 線が電子シャワーを引き起こしてトラッカーによる再構成が不可能になる。これを避けるため、約1cascade lengthである3cmずつ4planeに分け、各プレーン間にトラッカーを設置するサンドウィッチのような構造

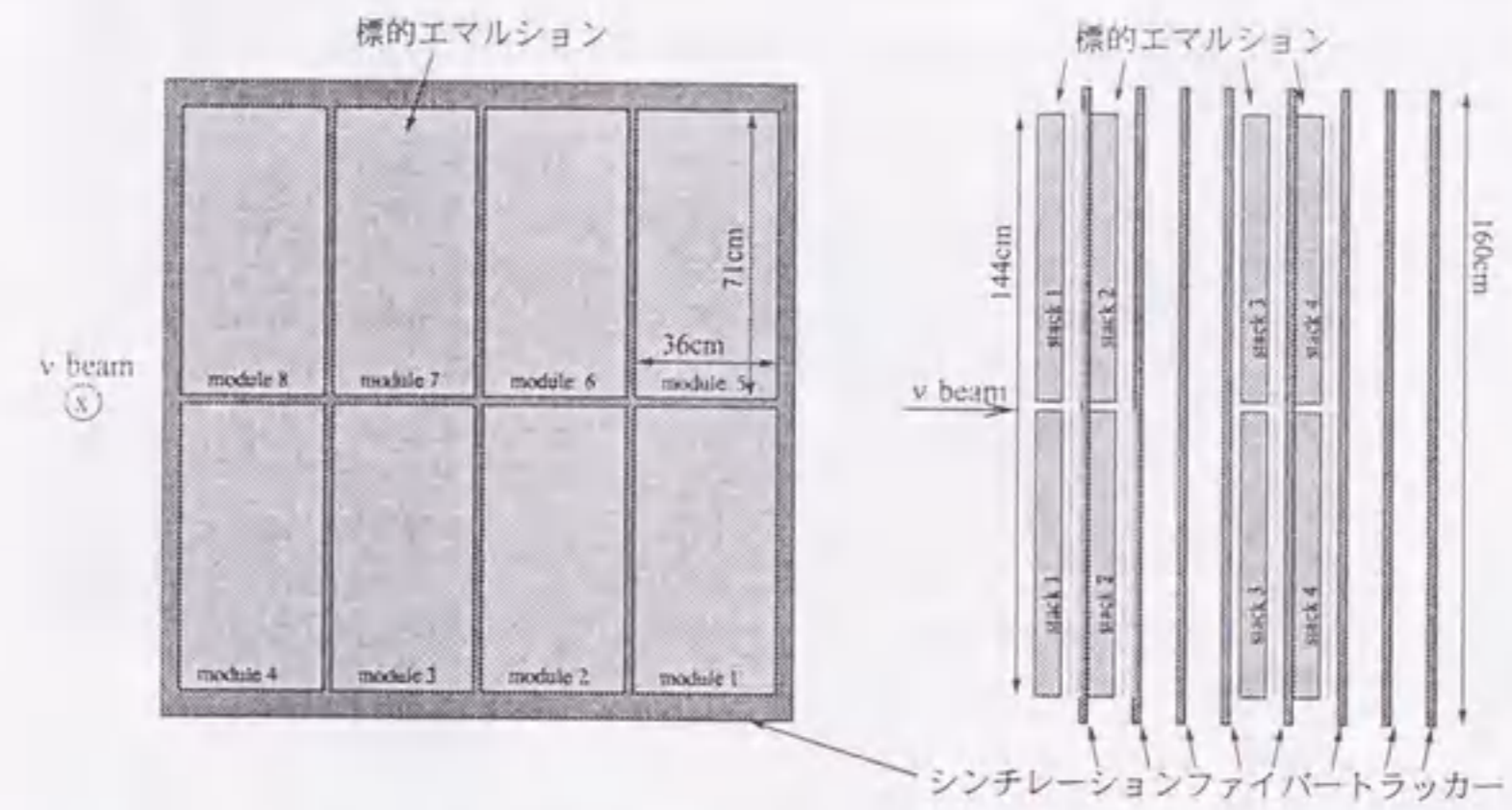


Figure 3.3: ターゲットモジュールの拡大図。左:正面図, 右:側面図

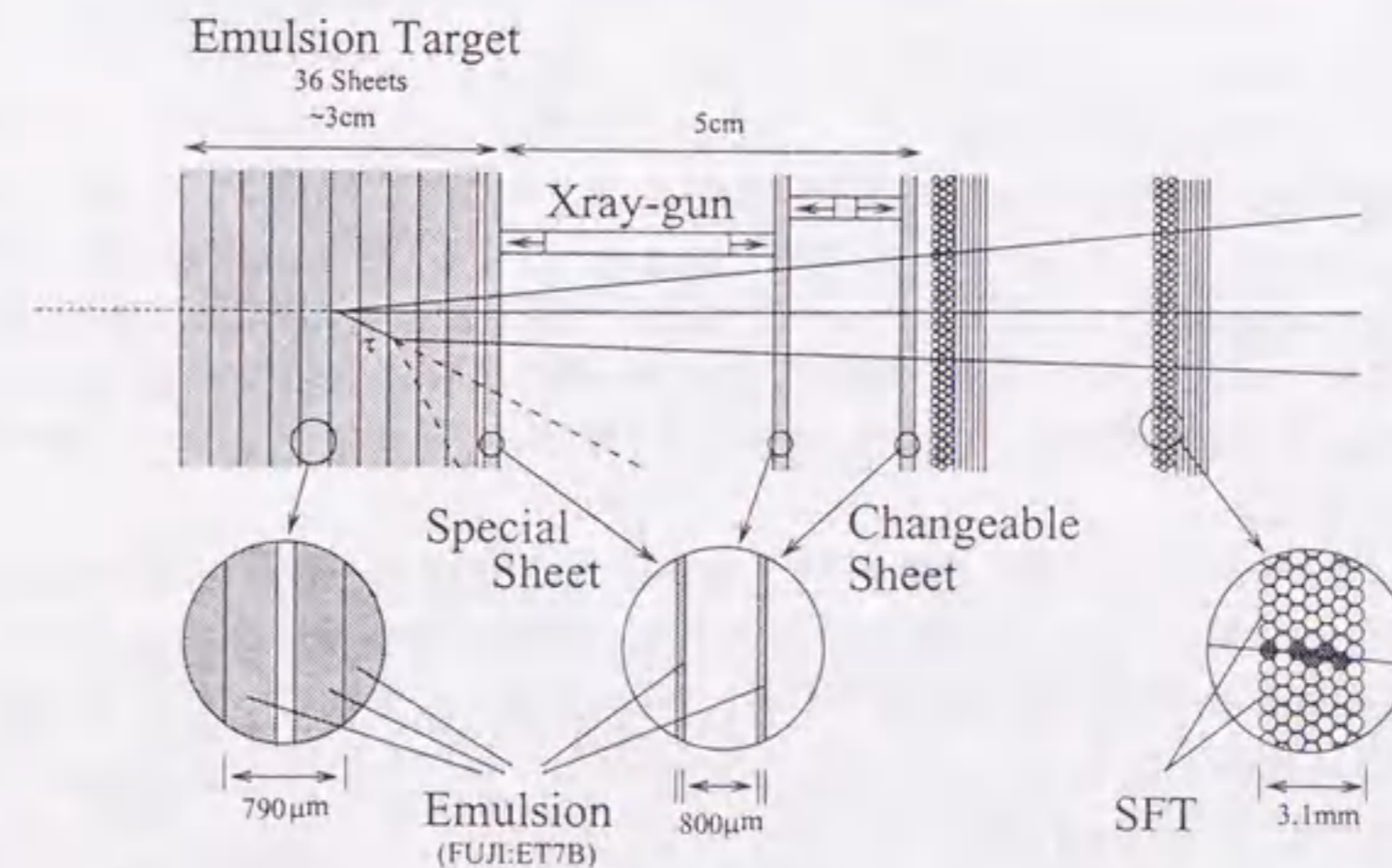


Figure 3.4: 標的エマルジョンとターゲットトラッカーのインターフェイス部

にした。この構成により、電子シャワーが発達する前にトラッカーによる再構成が可能となった。

標的エマルジョン 1plane を取り扱いの容易さのためにさらに 8module に分け、1module のエマルジョンチェンバーとした。1module の重量は約 25kg である。

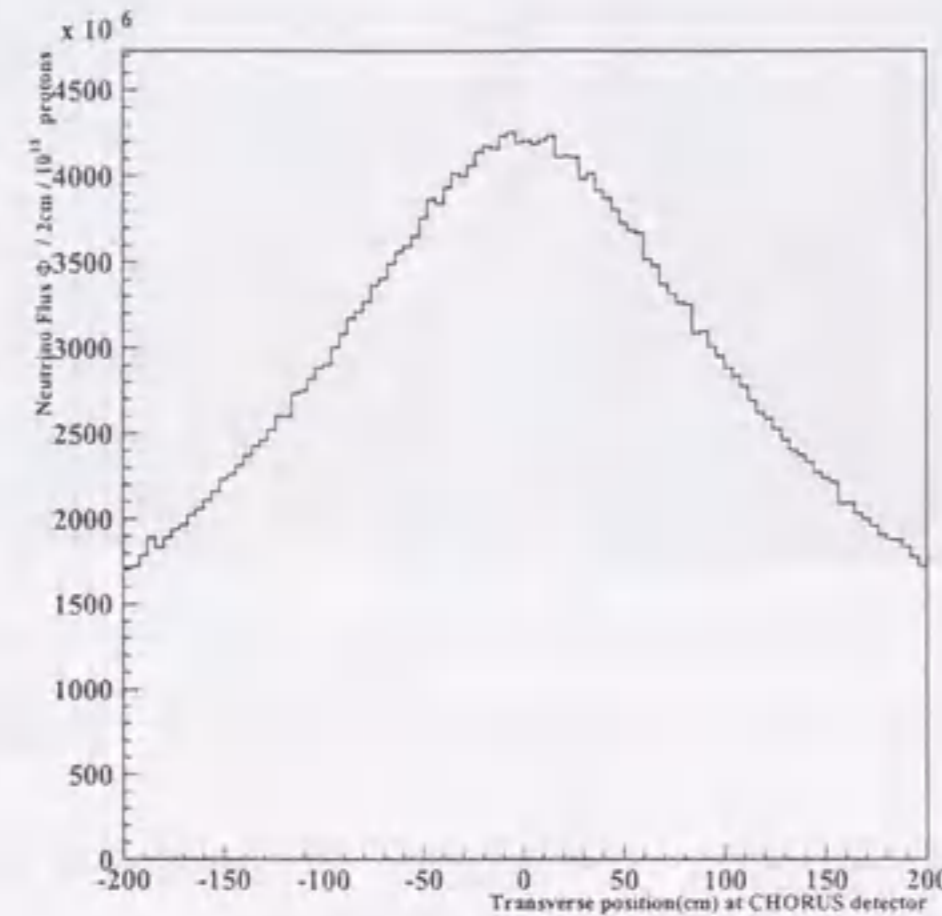


Figure 3.5: CHORUS 検出器に飛来するニュートリノビームのモンテカルロによる強度分布。ビームの中心から 70cm 離れたところではビームの強度は約 3/4 になる。

3.2.1 エマルジョンチェンバー

標的エマルジョンとして用いたエマルジョンチェンバーは Figure 3.6 に示す様に、90 μm の TAC (トリアセテートセルローズ) の両面に 350 μm 厚にエマルジョンを塗布した乾板 (面積 36cm \times 71cm) を 36 枚重ねてスペシャルシート (後述) とともにラミネート紙で真空パックした構造とした。

エマルジョンプレート 1 枚 1 枚は柔軟だが多数まとめて真空パックすることで大気圧によりプレート同士が押しつけられて堅固になるため 1 年間の照射期間中形状を保ち、各プレート間は 1 μm 以下のずれに保たれる。ただし、その間に温度変化があると伸縮してしまうため、ビーム照射中はエマルジョンはファイバートラッカー、空芯電磁石とともに $(5 \pm 1)^\circ\text{C}$ にコントロールされたクールボックスに収めた。また湿度変化によってもエマルジョンは伸縮してしまうが、 20°C 、70%R.H. の環境で真空パックしたことにより湿度も一定に保たれる。

エマルジョンはシート状に加工してから現像処理までの間に通過した荷電粒子の飛跡を全て記録してしまい、解析の大きな障害となる。宇宙線や自然放射能によるバックグラウンドの飛跡の蓄積を避けるため実験現場である CERN で照射の直前にシート状に加工

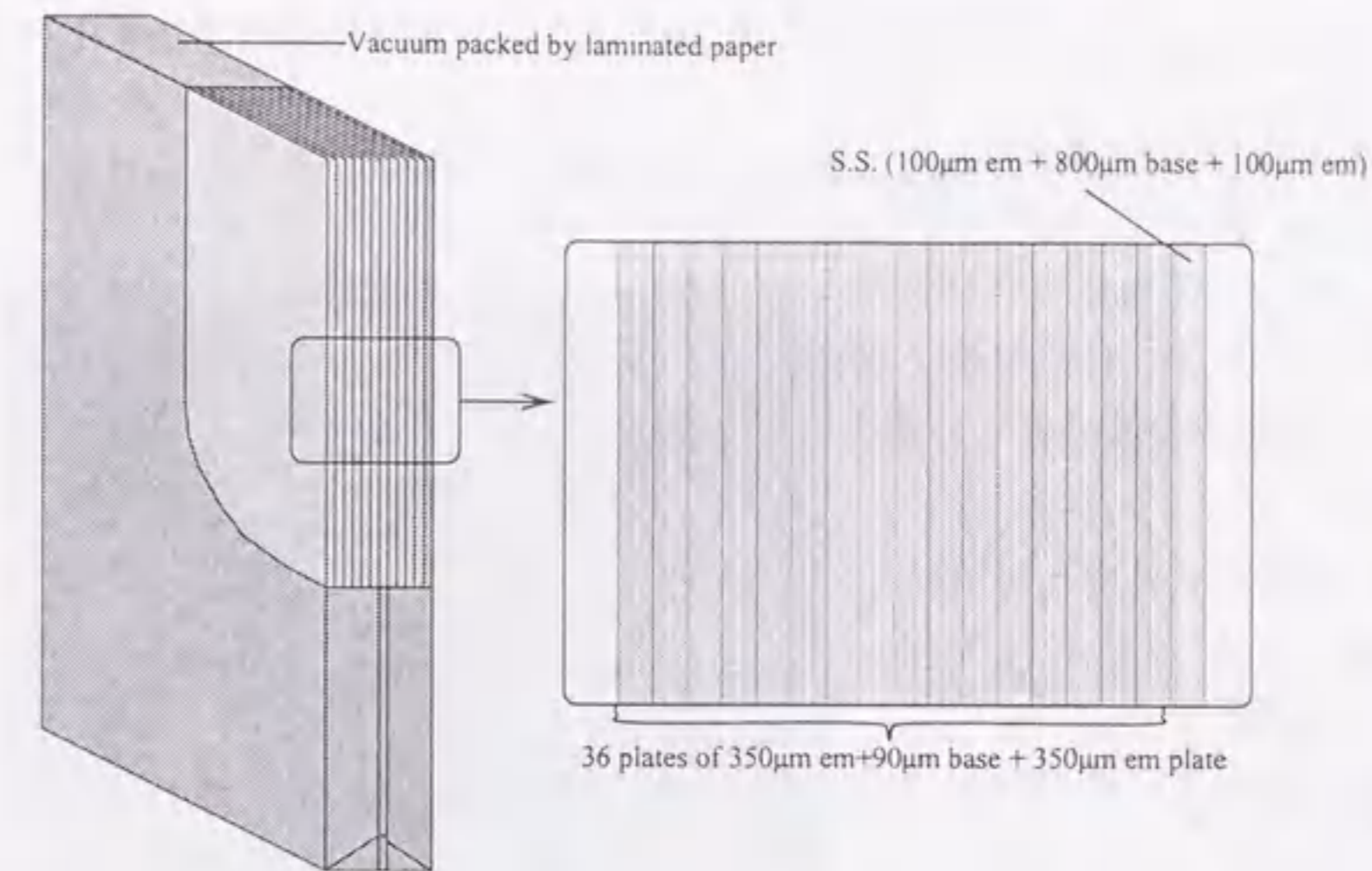


Figure 3.6: エマルジョンチェンバーの構成

した。また、照射後もすぐに CERN で現像を行った。さらに、2 年間の照射期間中、ビームの出ない 10 月から 3 月の期間は実験装置から取り外し地下深い LEP トンネルの中で更に鉛の壁で囲われた部屋に保管し、宇宙線、自然放射線を極力避けた。

エマルジョンチェンバーは 4cm 厚のアルミハニカム板で裏打ちされたアルミ枠によって保持し、ターゲットモジュールにインストールをした。

標的エマルジョンは前項でも述べたように現像の工程で大きく歪んでしまう。この際の歪みは乾板ごとに異なり、また 1 枚の乾板内でも一様ではない。このような歪みを解析時に補正するための基準点として用いるために、ビーム照射直後に全ての乾板に約 2cm 間隔の格子点上に Figure 3.7 に示したような直径約 60 μm の円形の目印を焼き付けた。この目印を fiducial mark (以下 FD) とよぶ。現像後、エマルジョンの解析の際に顕微鏡で解析領域の近くの FD の位置を測定することでエマルジョンの現像による歪みを補正する。

3.2.2 ターゲットトラッカー

エマルジョン標的内のニュートリノ反応の検出は反応に付随する 1 本以上の飛跡をビーム軸に沿って下流側から反応点まで飛跡を追い上げることによっておこなう (4 章参照)。エマルジョンはビーム照射の期間中通過した全ての荷電粒子の飛跡を蓄積してしまうためこの中から追い上げに用いる飛跡を特定するために時間分解能を持つトラッカーが必要である。

ここで、トラッカーの条件として、次の 4 点が要求された。

1. 標的エマルジョンの全域、1.4m 四方の領域をカバーする

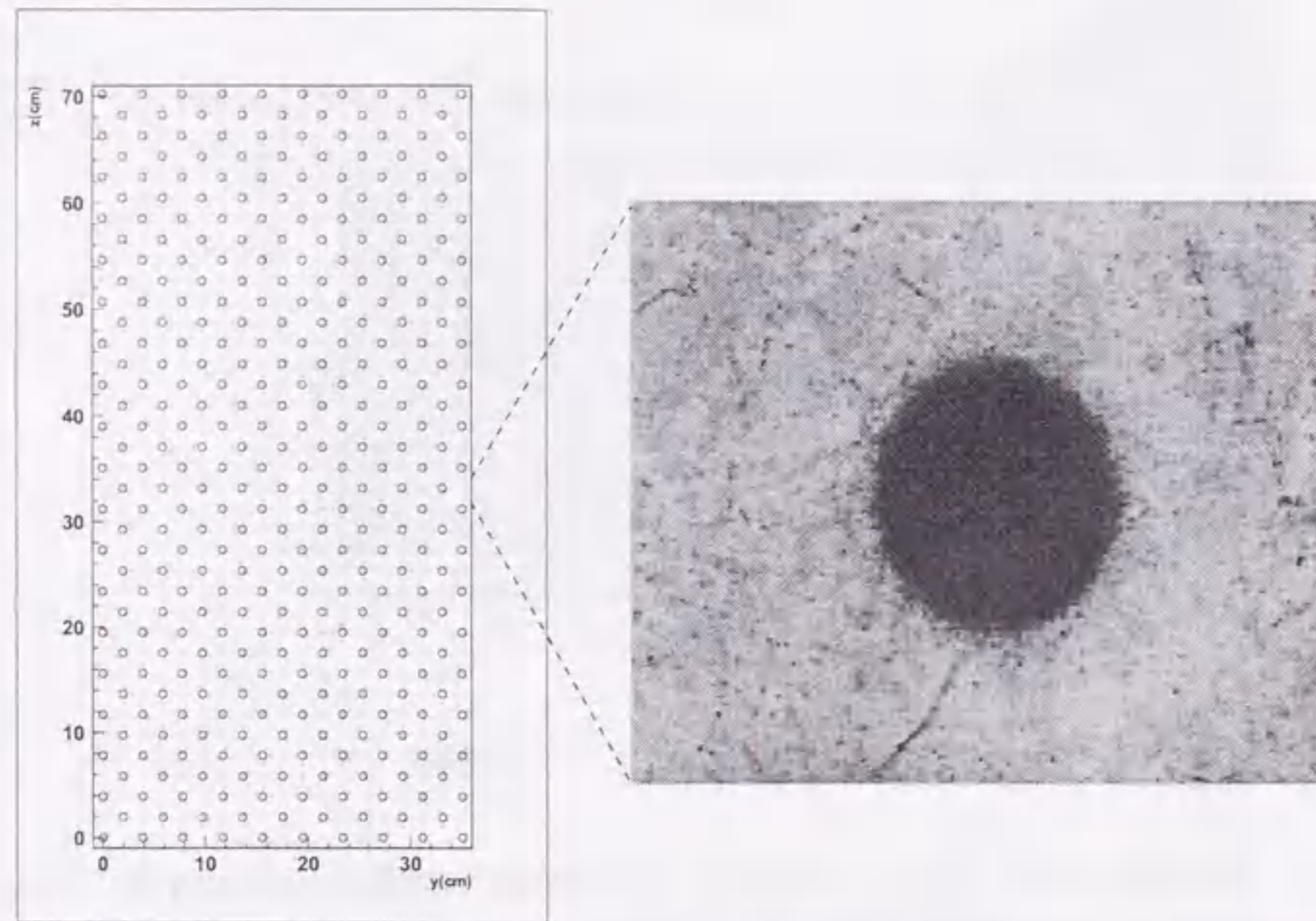


Figure 3.7: (左) 標的エマルジョン上に fiducial mark を焼き付けた位置。図中の各点の位置に fiducial mark を焼き付けた。約半数の fiducial mark(○で示す)にはその外側に人が顕微鏡を使わずに見られるよう直径約 1mm の円を同時に焼き付けた。(右)fiducial mark の顕微鏡写真。点の直径は約 $60\mu\text{m}$ 。

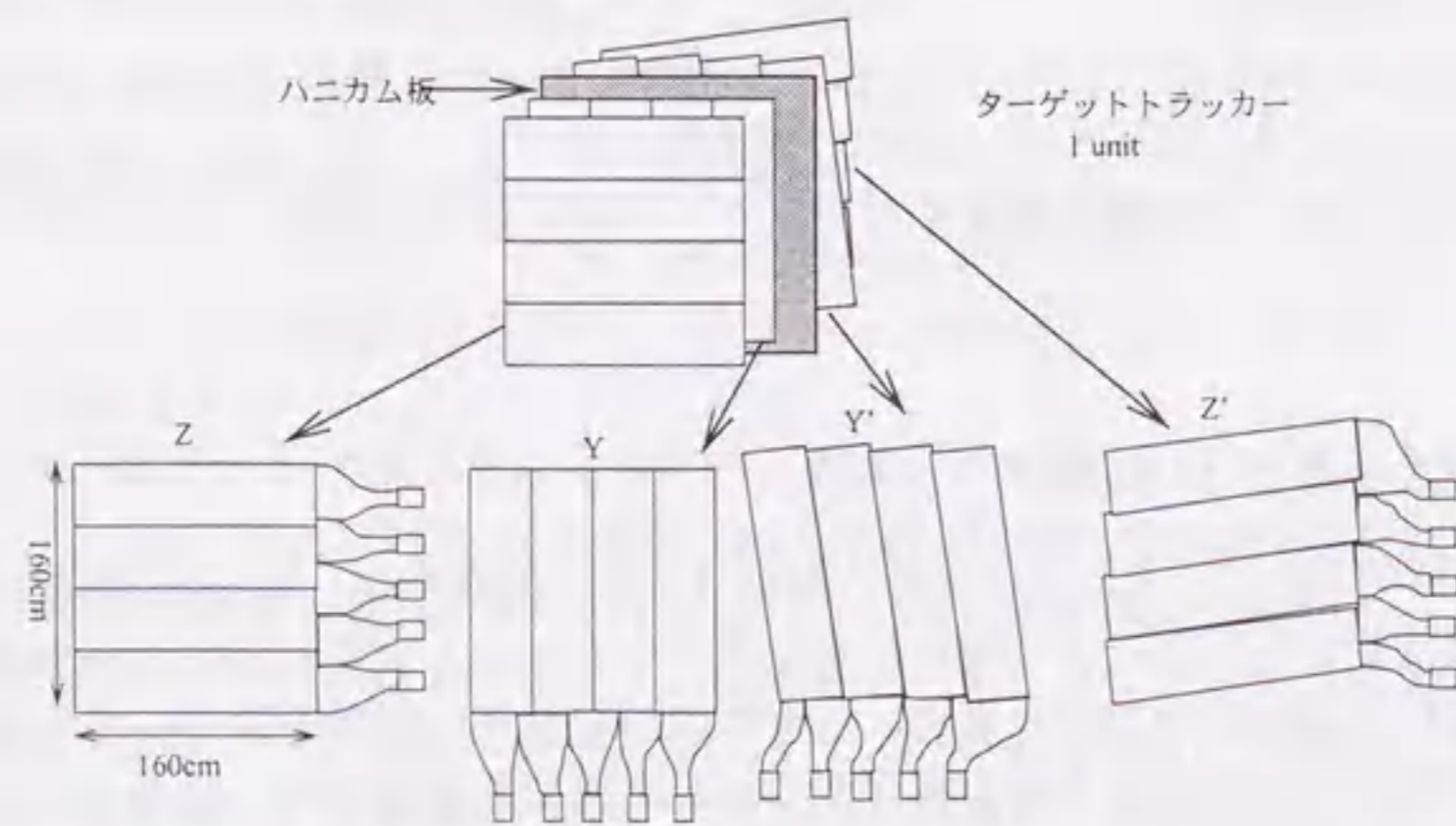


Figure 3.8: ターゲットトラッカーの構成。Z 軸, Y 軸, それぞれの軸から 8° 傾いた Y' 軸, Z' 軸をサポートのハニカム板に接着剤で張り付けて 1unit をなす。ターゲットモジュールにはこれを 8units 用いた。

2. 飛跡の予測位置精度はエマルジョンを解析する顕微鏡の 1 視野 ($\sim 100\mu\text{m}$) 程度が望ましい
3. エマルジョンから約 5cm 離れた場所で約 1mm の距離の 2 粒子を分解する
4. 3.2 章で述べたような電子シャワーが発達する前にトラッキングを行うためにはエマルジョンの各 stack の間にトラッカーをサンドイッチ状に設置する必要がある。このとき、後方に設置するカウンターのアクセプタンスを十分に取るためにはトラッカーは厚みを抑えてコンパクトに収めたい (標的モジュール全体の厚みを 1m 以下)

以上の条件を考慮して、既存のトラッカーではシリコンストライプディテクターやドリフトチェンバーが候補にあがったが、前者はコストの面で、後者は 2 粒子分解能の点で要求を満たすことができず、新たにシンチレーティングファイバートラッカーを開発して使用した。ターゲットモジュール部のファイバートラッカーを後述の空芯電磁石スペクトロメーター部のファイバートラッカーと区別するために TT (=Target Tracker) とも呼ぶ。

シンチレーティングファイバートラッカーは長さ 160cm のディテクター部と 70cm のライトガイド部、10cm の読み出し部からなり、 $500\mu\text{m}\phi$ のシンチレーティングファイバー (クラレ SCSF38, 発光波長 $\sim 420\text{nm}$) を用いた。読み出しはイメージインテンシファイアーチェーンと CCD カメラを用いて行い (Figure 3.9), 1 プロジェクションでの飛跡検出効率 99% を確保するために 7 層のファイバーを積み重ねて用いた。

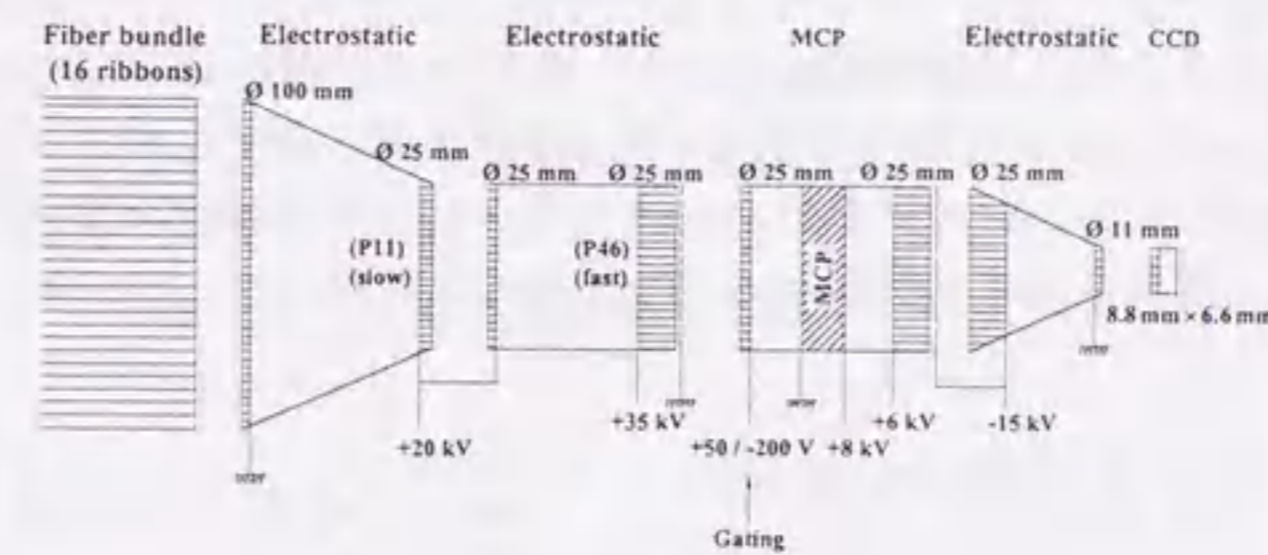


Figure 3.9: ファイバートラッカーの読み出し用光学系

7 層のファイバーを精度よく積み重ねるために NC 加工で $500\mu\text{m}$ ピッチで溝を刻んだ幅 40cm, 直径 80cm のドラムにファイバーを巻き付け, 1 層毎にディテクター部と読み出し部になる部分をアクリル塗料で塗り固め, 層毎に張力を変えることで完成後に平面になるトラッカーを作成した。

読み出し部とその反対側のファイバーの端面を光学研磨し, 読み出し部でない方の端面はアルミニウムをスパッタリングして鏡面を作り, 読み出し部での光量を増やして飛跡検出効率を高めた。この方法による製造単位は幅 40cm, 長さ約 240cm, 厚み 3.1mm, ファイバーの並び精度は数 $10\mu\text{m}$ である。

160cm x 160cm のディテクター部とするためにファイバートラッカーを 4 製造単位ならべて 1 プロジェクションとし, Y プロジェクションとこれと 90° 傾けた Z プロジェクシ

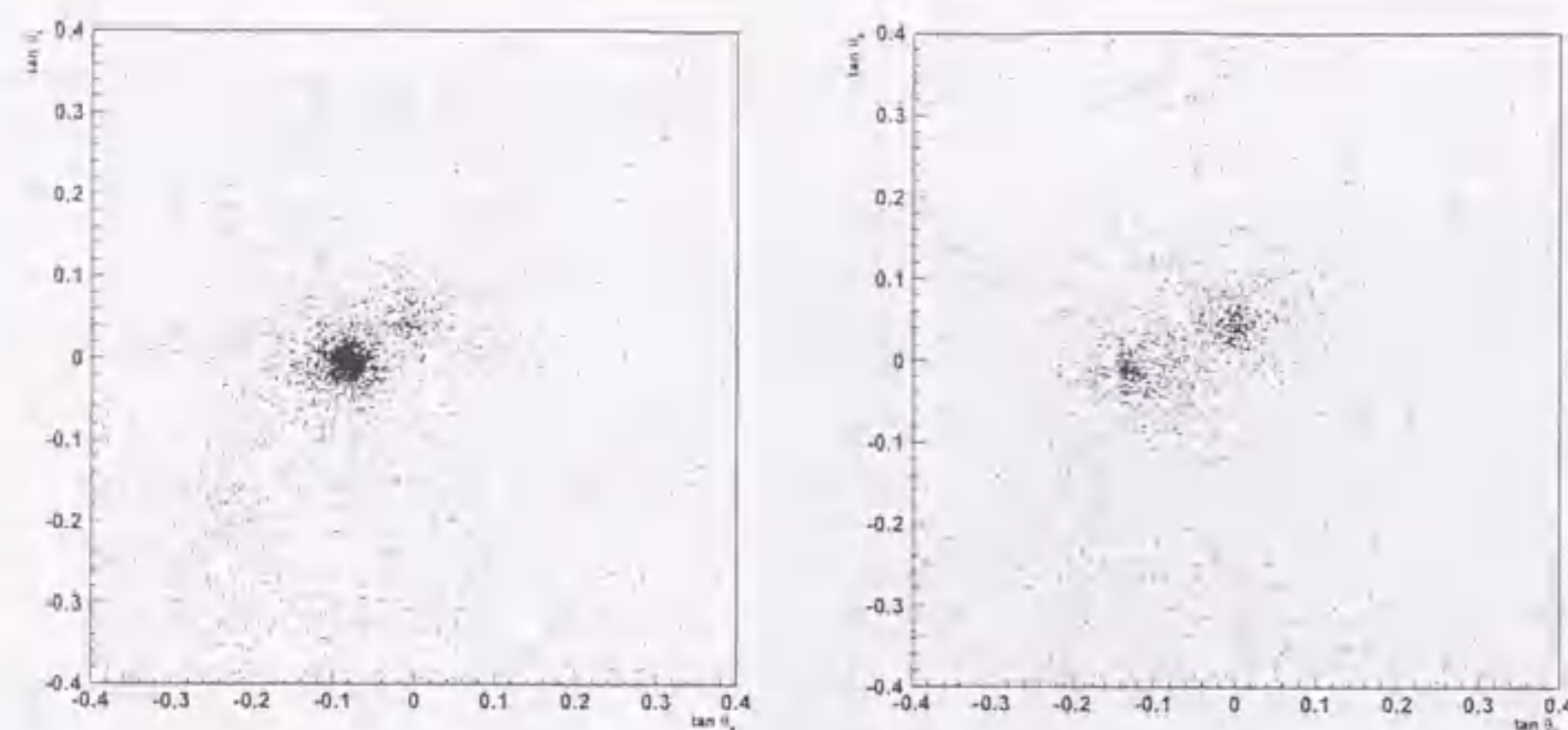


Figure 3.10: 左:1994年, 右:1996年それぞれ1年間ビームを照射したSSに蓄積された飛跡の角度分布。(0, 0.042)に見られるピークはニュートリノビーム起因の飛跡である。また, (-0.080, 0)に見られるピークは隣設のビームライン(X7ビームラインと呼ぶ)から遮蔽を越えて飛来する μ 粒子であり, 10GeV~250GeVのエネルギーを持つ。

ンをアルミハニカム板の片面に接着剤で貼り付け, ハニカムの反対面にはこれらから 8° 傾けたY', Z'プロジェクションを貼り付けて1組の2次元検出器とした。これを全部で8組用い, 4stacksの標的エマルシヨンの第1stackと第3stackの下流にそれぞれ1組, 第2stackと第4stackの下流に3組ずつ設置した(Figure 3.3参照)。

3.2.3 インターフェイスプレート

ニュートリノビームを照射したエマルシヨンは標的エマルシヨン内でのニュートリノ反応から発生した荷電粒子に加え, ミューオンシールド内でのニュートリノ反応や他のビームラインからの「流れ弾」的粒子, 宇宙線などの飛跡も全て記録し, 1年間ニュートリノビームを照射した乾板ではFigure 3.10に示した様な角度分布で $\theta < 400\text{mrad}$ 内で $18500\text{本}/\text{cm}^2$ の飛跡が蓄積される。

エマルシオンチェンバー最下流面でのターゲットトラッカーによる飛跡のブレディクションの位置精度 $\sigma=170\mu\text{m}$ であり, またバルク乾板は前述のようにディストーションの影響を受け, ターゲットトラッカーで再構成された飛跡を標的エマルシオンで直接探そうと考えた場合, 顕微鏡の1視野($150\times 120\mu\text{m}$)あたり平均3.3本の目的の反応とは関係ない飛跡が存在する中から目的の飛跡を探す事となり, 非常に困難である。

この問題を解消するために標的エマルシオンとターゲットトラッカーとの間に $800\mu\text{m}$ と厚いメタアクリルの支持体の両面に $100\mu\text{m}$ と薄くエマルシオンを塗布した乾板を導入した。厚い支持体に薄くエマルシオンを塗布することにより, 支持体はエマルシオンの

塗布からビーム照射, 現像の過程を経てもほとんど変形することがない。飛跡探索の際には指示体の両面で測定した飛跡の位置を用いて角度を求めることで現像による歪みの影響をほとんど受けずに測定ができ, 飛跡の角度, 場所の許容範囲を小さくすることが可能となった。

このような厚い支持体, 薄いエマルシオンのプレートをエマルシオンチェンバーの最下流にバルク乾板と一緒にバックした。これをスペシャルシート(SS)と呼ぶ。またさらにファイバートラッカーのすぐ上流に1cm厚のハニカム板の両面にはりつけて2組挿入した。ハニカム板をビーム照射の途中で取り出してエマルシオンを交換できるようになっており, このエマルシオンをチェンジャブルシート(CS)と呼ぶ。また, CSとSSとを総称してインターフェイスプレートと呼ぶ。

各インターフェイスプレートが検出器にインストールされていた位置を知るためにX線を放射する同位体 Fe^{55} を用いたX線銃をサポートのハニカム板にFigure 3.4の様に仕込んでおき, ビーム照射中に乾板に直径約1mmのスポット(Figure 3.11)を焼き付けた。この黒点を以後X線マークと呼ぶ。 Fe^{55} からのX線のエネルギーは約6keVで, エマルシオン中での減衰長が約 $10\mu\text{m}$ なので, X線は $100\mu\text{m}$ の厚さに塗布されたエマルシオンのごく表面で止められ, CSの反対側の面やターゲットトラッカーに影響を与えることはない。

CSを交換するためにCSサポート用のハニカム板を出し入れする毎にバルクサポート用のハニカム板, CSサポート用のハニカム板, ターゲットトラッカー相互の位置関係は変わるが, 上流側のCSには両側のX線銃によるマークが両面に焼き付けられるので, インターフェイスプレートの解析を行う際にこの2組のX線マークの相対位置を顕微鏡ステージを用いて測定することでバルク側とCS側のX線マークの位置関係を知ることが出来る。バルクサポート用のハニカム板とターゲットトラッカーとの位置関係はサポートの機械加工を精度良く行い, CS交換による位置のずれは約 $500\mu\text{m}$ 以内に抑えた。

3.3 トリガーカウンター

トリガーシステム概念図をFigure 3.12に示す。標的エマルシオン内のニュートリノ反応をトリガーするためには原理的にはエマルシオンの下流と上流に1組ずつのシンチレーターがあればよいが, 宇宙線, ビームに付随する荷電粒子によるバックグラウンドによる影響を小さくするために実際に使用したトリガーシステムはA, V, E, T, Hと呼ぶ5つの部分からなる。

Tプレーンはターゲットトラッカーのすぐ下流に位置し, 幅 10.2cm ×長さ 160cm ×厚さ 6mm のシンチレーターを15枚並べて 160cm 四方の領域をカバーできるようにしたものがシンチレーターが互い違いになるように2層重ねられている。互い違いになっているのは隙間を荷電粒子が通過することによる非効率をなくすためである。信号の読み出しは各シンチレーターの両端に取り付けたライトガイドと光電子増倍管によって行う。両端から読み出すことで粒子の通過時刻の測定精度を高めている。

Hプレーンはマグネットスペクトロメーターのすぐ下流に位置し, Tプレーンと同じ



Figure 3.11: X線マークの顕微鏡写真。マークの直径は約1mm。

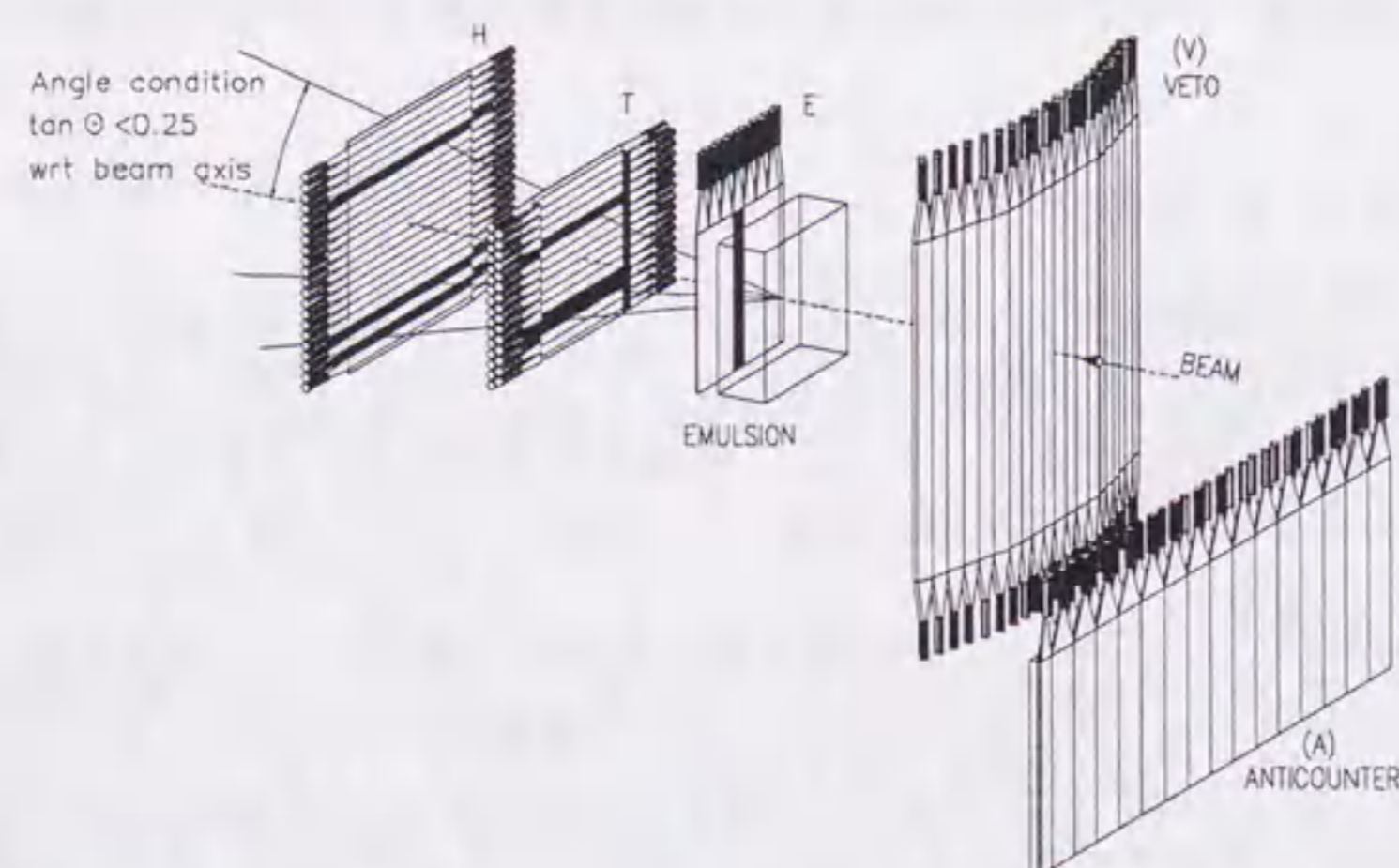


Figure 3.12: トリガーシステムの概念図

幅で長さ 200cm のシンチレーターを 20 枚並べて 200cm 四方をカバーしている。宇宙線によるバックグラウンドを抑えるために H プレーンと T プレーンの信号の位置を使って求めたトラックの角度が 200mrad 以下のイベントをトリガーする。

V プレーンはエマルションモジュールより上流に位置し、このプレーンのヒットをアンチトリガーとしてミュオンシールド内でのニュートリノ反応から来る μ 粒子等を排除する。このとき、V プレーンにヒットがあるイベントをすべて排除してしまうと、標的エマルション内のニュートリノ反応から後ろ向きに荷電粒子が放出されたイベントも落としてしまうためこれを避けるために T プレーンとの時間差を用いて後方散乱のイベントを選別する。

A プレーンは上流下方のコンクリート内の反応より飛来する粒子を排除するために検出器の上流側下方に設置されている。

3.4 空芯電磁石スペクトロメーター

カロリメーターを貫通する μ 粒子の電荷と運動量は後方に設置した μ 粒子スペクトロメーターで測定することが出来るが、ハドロン、電子および約 2GeV/c 以下の運動量の μ 粒子はカロリメーターで止められてしまう。これらの粒子の電荷と運動量を測定するためにターゲットモジュールの下流に空芯電磁石とファイバートラッカーとからなるスペクトロメーターを設置した。この装置による電荷と運動量の測定は特に τ から μ 以外の崩壊モードの探索の際に必要となる。

空芯電磁石は Figure 3.13 に示したような形状をしており、アルミ板を 1 辺が 1.5m、高さ(厚さ)が 0.75m の三角柱の形に巻いたコイルが 6 組ならべられている。各コイル内では外辺と平行で一様な 0.12T の磁場が作られる。電磁石はターゲットモジュールと同じクールボックス内に収め、また強制空冷によって 5°C に温度調整し、温度上昇を抑えるためにコイルの電流はニュートリノビームのスピルの間だけ流した。

空芯電磁石の前後にはファイバートラッカーを設置し、電磁石を通過する荷電粒子の入射位置と出射位置を測定して運動量を求めた。このトラッカーにもターゲットトラッカーと同じ 500 μ m ϕ のシンチレーティングファイバーと読み出し光学系を用いた。ファイバートラッカーの並んだ形状から DT (=Diamond Tracker) と呼び、ターゲットトラッカーと区別する。

空芯電磁石スペクトロメーターのビーム軸方向の物質量は平均 1.35g/cm² で 0.056 カスケード長に相当する。ファイバートラッカーの位置測定精度と物質による多重散乱から求められる運動量測定精度は

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(2.2\% \times p(\text{GeV}/c))^2 + (22\%)^2} \quad (3.1)$$

である。

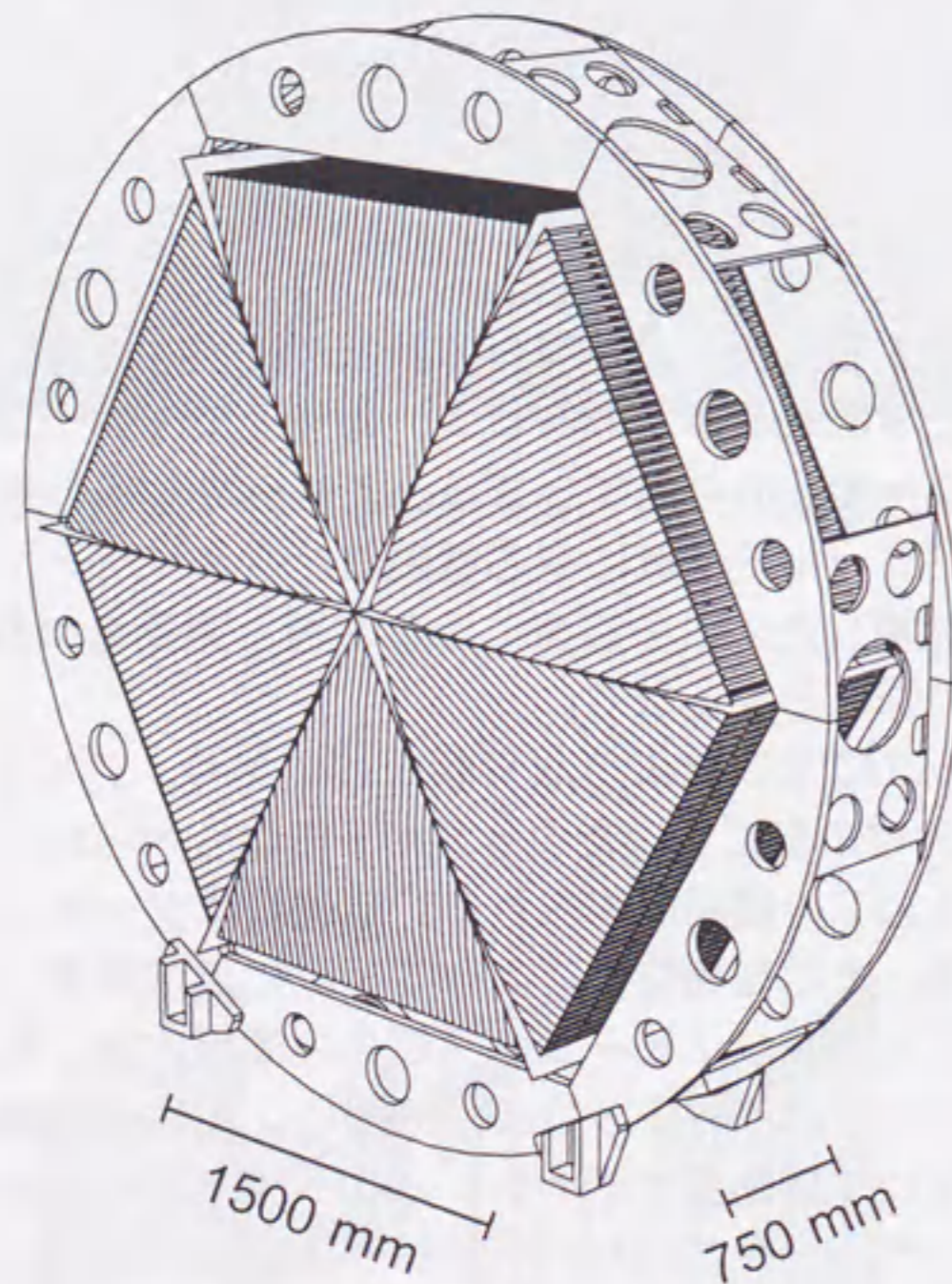


Figure 3.13: 空芯電磁石

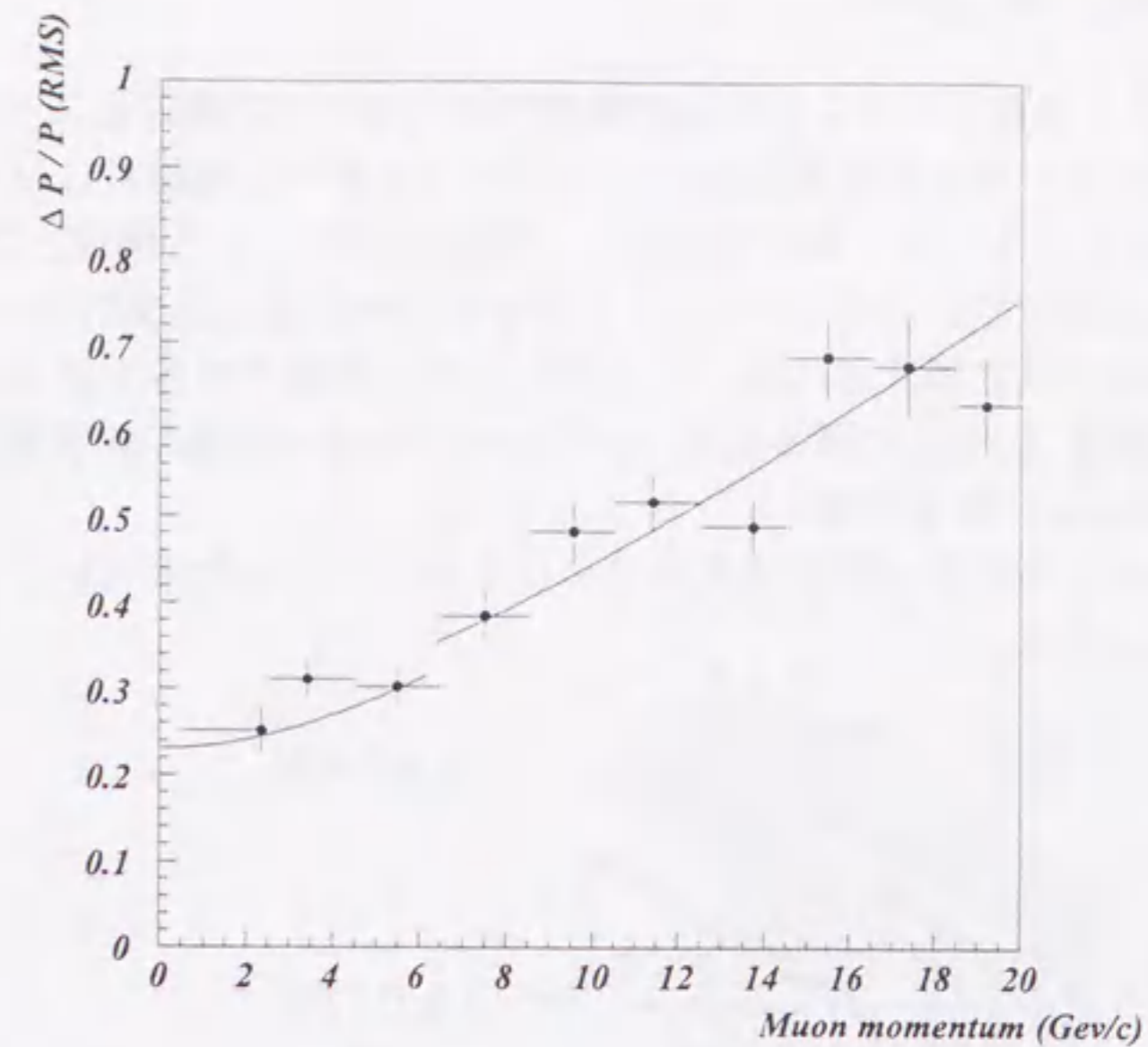


Figure 3.14: 空芯電磁石スペクトロメーターの測定精度

3.4.1 空芯電磁石スペクトロメーターの改良

μ 粒子以外の粒子の運動量と電荷の測定効率を上げるため、空芯電磁石スペクトロメーター周りのトラッキング装置は4年間の実験の途中で改良のための様々な試みがなされた。95年のrunの開始前にはDTの前後にインターフェイスエマルジョンと同様な厚型ベースにエマルジョンを薄塗りした乾板を挿入し、エマルジョンの高い位置分解能と完璧な3次元再構成を利用して宇宙線やビーム付随の μ 粒子の飛跡をDTとエマルジョンとで比べることでDTのアラインメントの補正を行った。ここで挿入したエマルジョンプレートをET(Emulsion Tracker)と呼ぶ。

また、96-97年にはRunの最中にもETを用い、DTによってプレディクションされた飛跡をETで探すことで空芯電磁石スペクトロメーターの位置の測定精度(=運動量測定精度)の向上を図った。

さらに、97年にはハニカムチェンバーと呼ばれる薄型のドリフトチェンバーをDTの下流に設置し、飛跡の立体再構成、位置測定精度の向上を図った。ET、ハニカムチェンバーによる測定結果は本論文の解析には用いていないが、今後の解析には貢献することが期待される。

3.5 カロリーメーター

ニュートリノ反応の2次粒子のエネルギーを測定するために空芯電磁石スペクトロメーターの下流にカロリーメーターを設置した。カロリーメーターは電磁カロリーメーター (EM), ハドロンカロリーメーター前段 (HAD1), 後段 (HAD2) から構成され, EM 部, HAD1 部は鉛の中に 1mmφ のシンチレーティングファイバーが埋め込まれており, HAD2 部は鉛とシンチレーター板で構成される。シンチレーターの信号は各モジュールの両端に設置した光電子増倍管 (PMT) で読み出す。カロリーメーター全体の物質量は 144 放射長, 5.2interaction length に相当する。

カロリーメーターのエネルギー測定精度をエネルギーのそろったテストビームを用いて測定し, 電子については

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(13.8 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + (-0.2 \pm 0.4)\% \quad (3.2)$$

π 粒子については

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(32.3 \pm 2.4)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + (1.4 \pm 0.7)\% \quad (3.3)$$

が得られた。

3.6 μ 粒子スペクトロメーター

貫通力の強い μ 粒子を認識し, 運動量と電荷を測定するために μ 粒子スペクトロメーターを CHORUS 検出器の最後段に設置した。このスペクトロメーターは CDHS, CHARM II 実験で使用された物をさらに再利用した。

直径 375cm, 厚さ 2.5cm の円盤状の鉄板に銅線のコイルを巻きつけた鉄心電磁石を 20 枚 1 モジュールで 6 モジュール並べ, 各モジュール間と前後に計 7 組トラッカーを設置した。電磁石には 700A の電流を流し, 1 モジュールあたり 0.85T·m の強さで負電荷の μ 粒子をフォーカスする向きの磁場を発生させる。

トラッカーは各モジュール 7 層のドリフトチェンバーと 8 層のストリーマーチューブプレーンから構成され, ドリフトチェンバーにはアルゴンとエタンの混合気, ストリーマーチューブにはアルゴンとイソブタンの混合気を用いた。

μ 粒子スペクトロメーターの運動量測定精度を 71GeV/c の μ 粒子を用いてテストし, 19% の測定精度であると確認した。

3.7 エマルション解析装置

本実験ではエマルション解析のほとんどの部分を全自動エマルション解析装置を用いて行った。この装置は稼働面積約 33cm×34cm の X-Y ステージと顕微鏡の光学系, 読みだし用の CCD カメラ, 飛跡認識用のエレクトロニクスからなり, これらをステージ 1 台

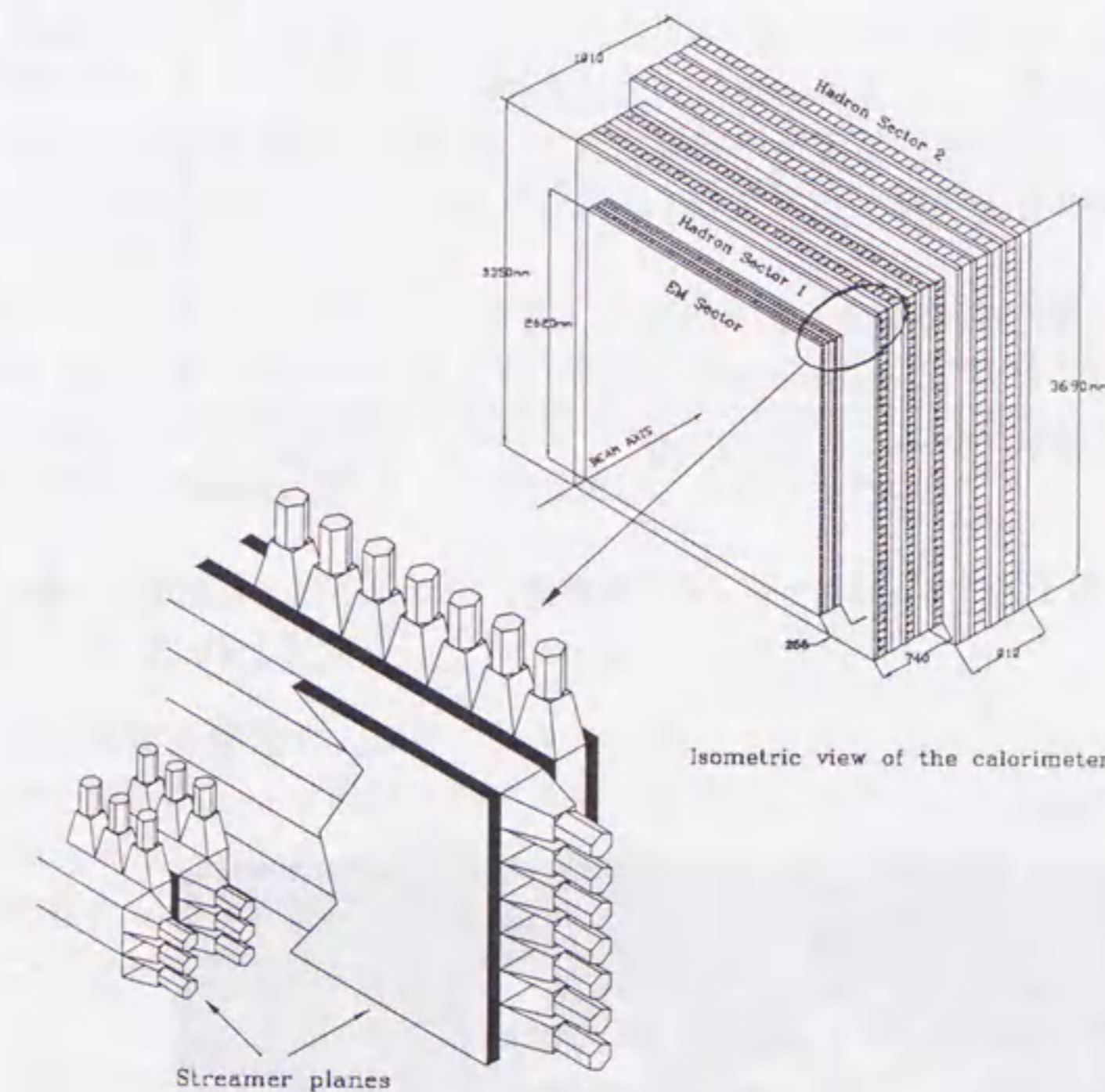


Figure 3.15: カロリーメーター

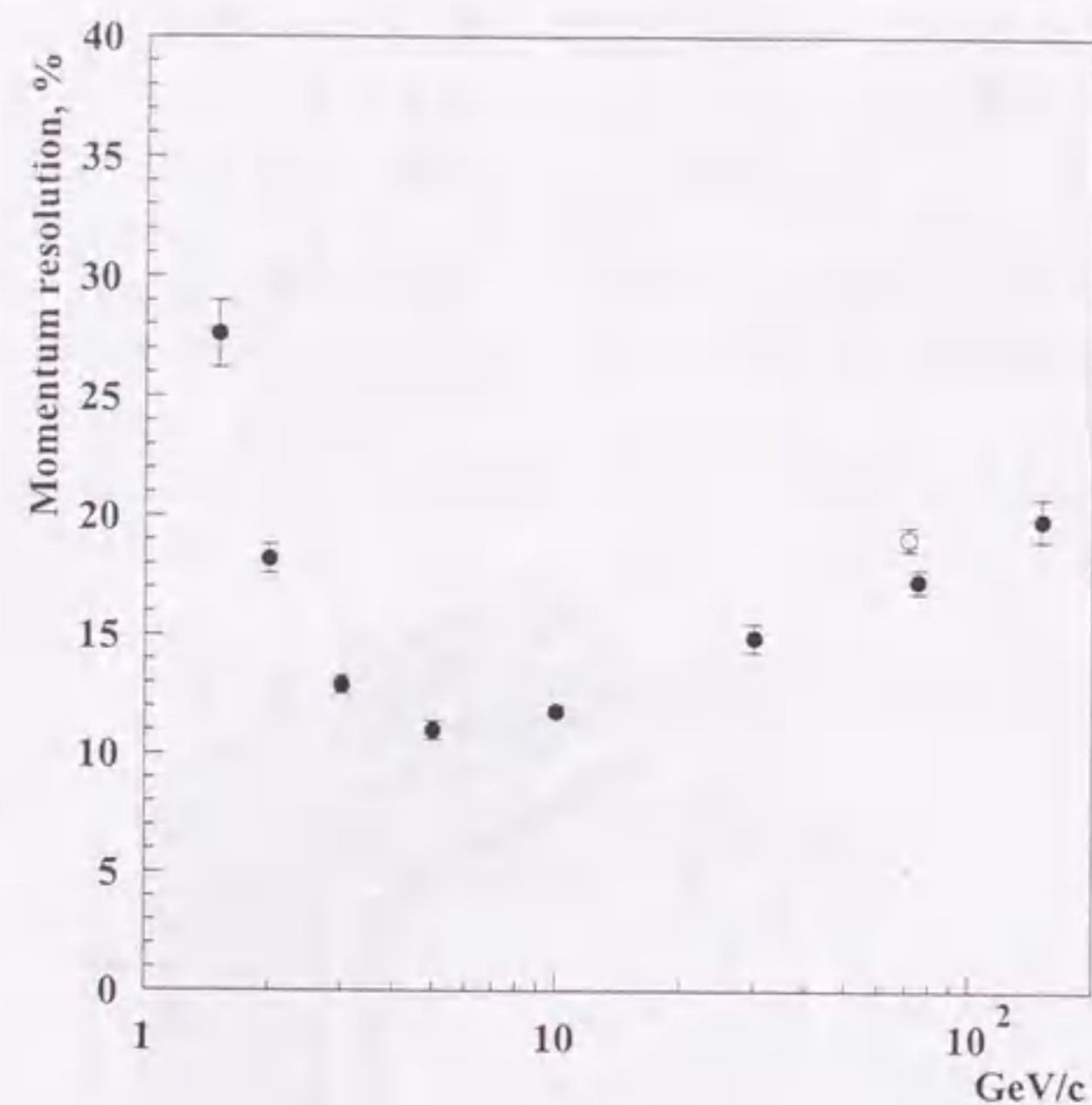


Figure 3.16: μ 粒子スペクトロメーターの測定精度。○:テストビーム測定値, ●:MC



Figure 3.17: 名古屋大学のエマルション解析装置室

につき1台のPC/ATコンピュータでコントロールする。名古屋大学物理F研の解析装置室には7台の全自動解析装置が稼働しており、これらで取り出した飛跡認識結果やエマルシヨンの画像データ等はネットワークを介してホストコンピュータのハードディスクに記録される。off-lineの解析はホストコンピュータに接続されたPCを用いた。

全自動解析装置の飛跡認識の原理をFigure 3.18に示す。装置は予測した飛跡の周囲でエマルシヨンの断層映像を顕微鏡に取り付けたCCDカメラを用いて取り込む。この時のカメラの視野は約 $150\mu\text{m} \times 130\mu\text{m}$ であり、焦点面の深さを約 $8\mu\text{m}$ ずつずらしながら16枚の映像を取り込む。顕微鏡の被写界深度も約 $8\mu\text{m}$ なので、この行程で $150\mu\text{m} \times 130\mu\text{m} \times 120\mu\text{m}$ の体積のエマルシヨンの3次元のhit情報を取り込んだことになる。取り込んだデータは粒子の飛跡の他にエマルシヨンのノイズによるhitを大量に含んでいるが、予想される飛跡の角度に応じて少しずつスライドさせて16層のhitを重ね合わせると目的の角度の飛跡は鋭いピークとなって現れ、角度と位置を求めることができる。この方法によりある角度の飛跡を探索する場合には全自動解析装置は画像を取り込み、飛跡を認識し、出力までの処理時間は1視野あたり約0.3秒である。解析装置に関しては[12]に詳しく述べられている。

この作業をこれまでのエマルシヨンの実験では人が顕微鏡を覗いたりCRTを見ながら認識していたが、熟練した者でも1視野の飛跡の認識には数秒かかっていた。また、人が行う場合には24時間続けて解析することも出来ないため全自動解析装置の導入により非常に高速に解析を進めることが出来るようになった。

3.8 モンテカルロシミュレーション

実験の精度、感度を議論する際にモンテカルロシミュレーションと実験のデータを比較することが必要になる。本論文で用いるモンテカルロイベントの生成には、ニュートリノビームのシミュレーションにCHORUSと同じビームラインを用いたNOMAD実験と共同で開発したGBEAMを用いた。ニュートリノと核子との反応の計算に深非弾性散乱にはイベント生成にJETSET、 τ 粒子の崩壊のシミュレーションにTAUORAを用いて3世代のニュートリノ反応をシミュレートできるようにしたJETTAを、準弾性散乱および共鳴散乱にはSOUDAN-II実験で大気ニュートリノ反応のシミュレーションのために開発したRSQをCHORUS実験用にエネルギーレンジを高エネルギー領域まで拡張したRESQUEを用いた。また、検出器のシミュレーションにはGEANTをベースにしたEficassを用いた。

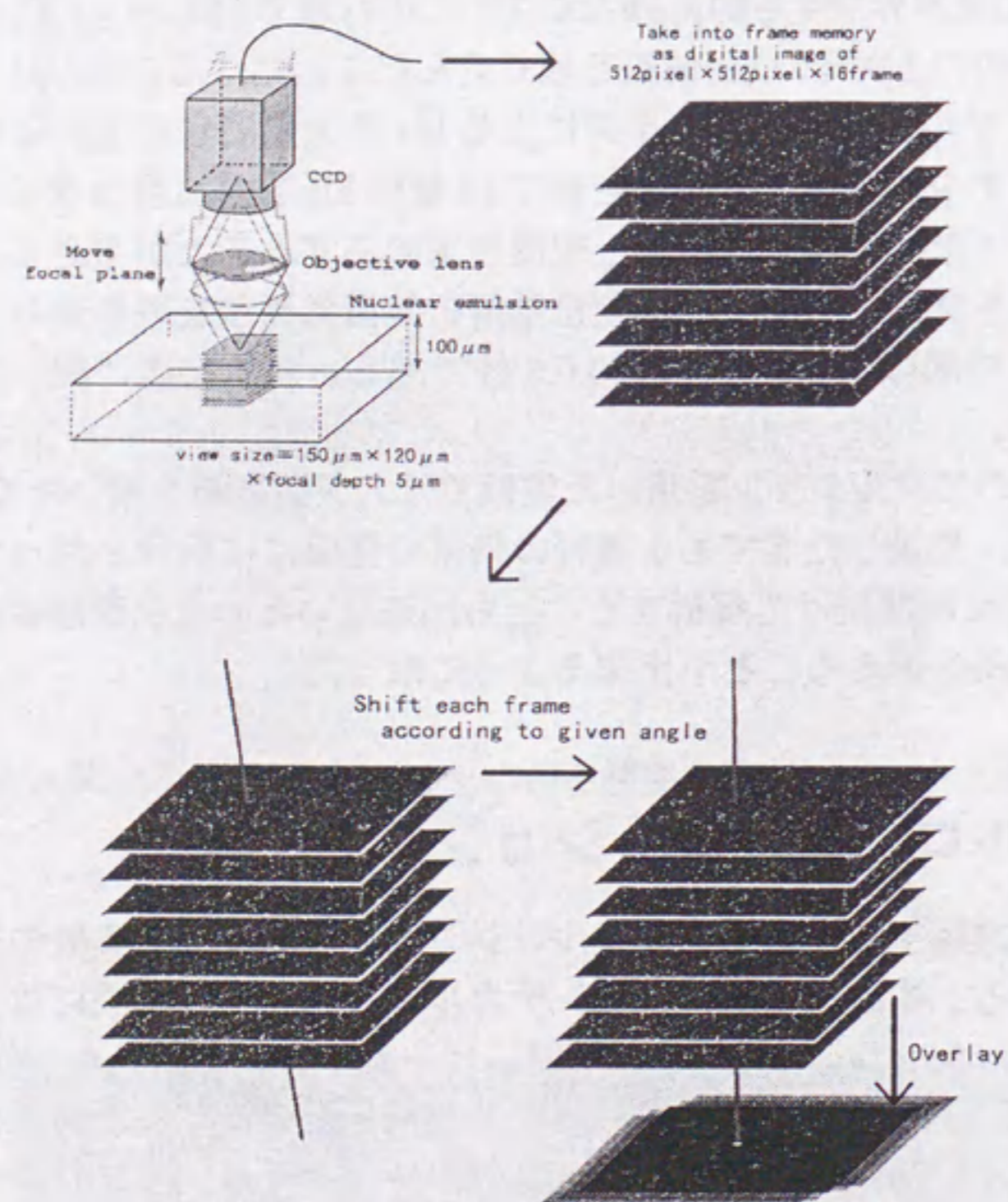


Figure 3.18: 全自動解析装置の飛跡認識の原理。顕微鏡の焦点面を約 $8\mu\text{m}$ ずつ移動しながら CCD カメラで画像を取り込み、16 層 (合計約 $100\mu\text{m}$ の深さに相当) の画像を探したい飛跡の角度に合わせて各層をずらして重ね合わせ、重なり大きな部分を検出する。

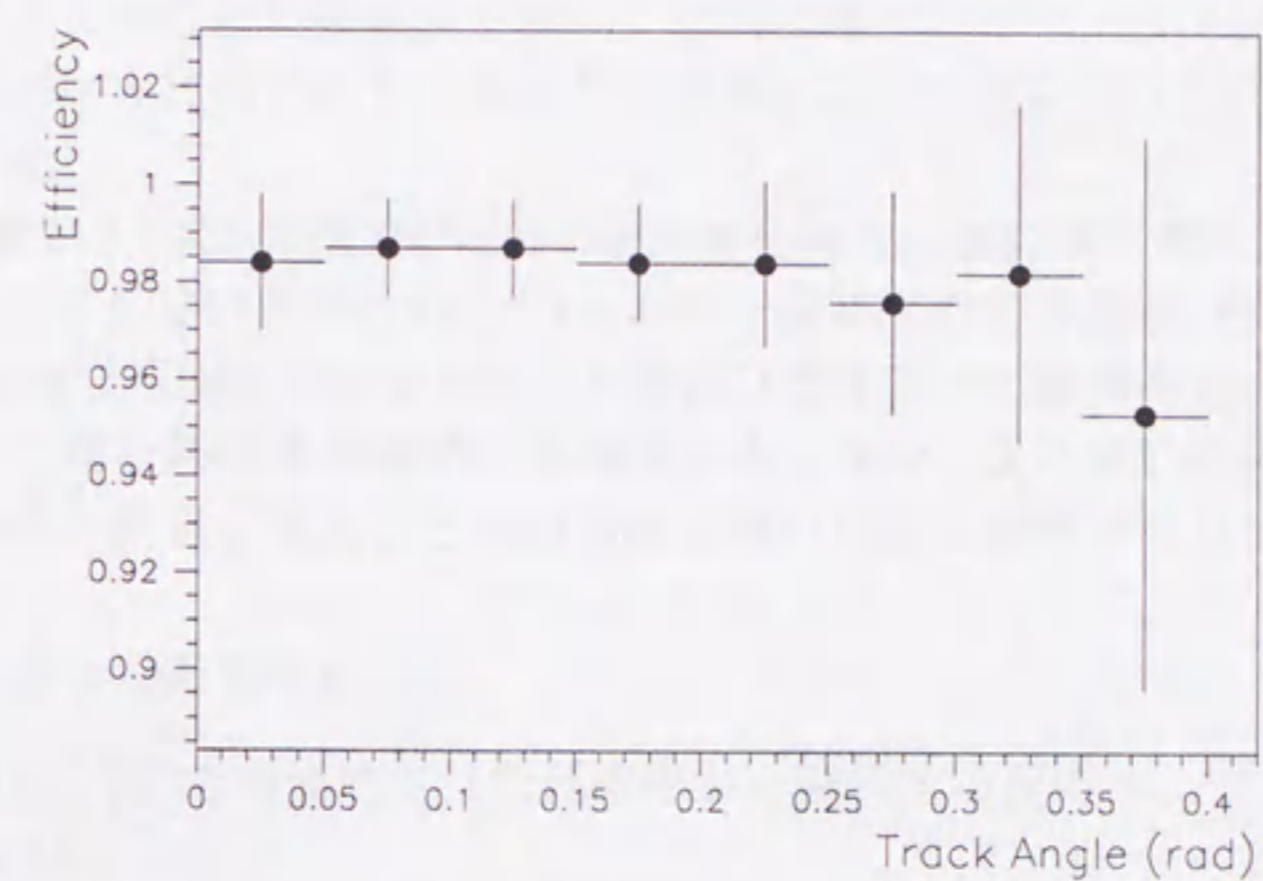


Figure 3.19: 全自動解析装置の飛跡認識効率。顕微鏡の視野内に存在する飛跡の 98% 以上を検出することができる。

4章 ニュートリノ反応の解析

ニュートリノ振動の探索は2.1章で述べたようにエマルション内のニュートリノ反応を見つけ、 ν_τ C.C. 反応によるものか、 ν_μ C.C. 反応によるものかそれ以外かに区別することによって行う。 ν_τ C.C. 反応の約85%は特徴的な $\tau^- \rightarrow X^-$ 崩壊による折れ曲がった飛跡(kink)がエマルション中に記録されていると考えられる。

E531実験ではドリフトチェンバーで再構成された飛跡をエマルションモジュールの下流側から1枚ずつ人手により顕微鏡を覗いて追いつけてニュートリノ反応にたどり着き、ニュートリノ反応から放出されている粒子の飛跡をすべて逆に追いつけてkinkを探すという方法を用いた。

CHORUS実験ではE531の最大100倍の統計量を扱う。E531と同じ解析方法を用いては時間がかかりすぎてしまうため、ニュートリノ反応にたどり着き、明らかに $\tau^- \rightarrow X^-$ のkink状飛跡を持つ可能性のあるイベントを選び出すまでの作業を全自動解析装置に肩代りさせることで解析時間を飛躍的に短縮させた。また、ほとんどの過程を自動的に処理することで解析を担当する人ごとの判断の違いによる解析クオリティのバラツキを抑えた。

解析は次のような段階を踏んだ。

1. トリガーされ、TTで再構成された反応中から解析する反応およびトラックを選ぶ。(scanning selection)
2. TTによって予測された飛跡の位置、角度を用いてインターフェイスプレートで飛跡を検出、測定する。(インターフェイスプレート解析)
3. インターフェイスプレートで測定した飛跡の角度、位置より標的エマルションの再下流面での予測位置で飛跡を探し、下流から順にニュートリノ反応点または粒子の崩壊点に達するまで飛跡を上流側へ追いつける。(scanback法による反応点探索)
4. τ 粒子の崩壊を見つけるための幾何学的解析を行い、 τ の可能性のある反応を選択する。同時に ν_μ C.C. 反応を同定してカウントする。(全自動崩壊探索)
5. (4)で選択された反応を人手を用いて解析し、最終判断を下す。(manual scan)

(1)から(4)までの解析はエマルション半モジュール分ずつまとめて全自動解析装置を用いて行い、最終段階の(5)のみ人手で反応毎に解析を行った。段階(5)は人手によるため、1反応のチェックに10数分～1時間程度かかってしまい、また1日24時間解析を続けることもできない。この解析方法において、合計の解析時間を短く抑えるためには(5)の段階にまわる反応数を最小限に抑えねばならず、一方で ν_τ 反応の検出効率を高く維持するためには ν_τ 反応は最大限(5)まで残る必要がある。CHORUS実験のエマルション解析では、この解析負担対検出効率を高くすることが必要であった。一方、エマルション解析

に用いる事の出来た全自動解析装置は解析を進める間に大きく改良, 増強され, その解析速度は解析開始時に比べ10倍以上高速になったため, 解析能力に見合うように全自動解析の方法も次々と改良された。本章ではエマルジョン解析をした時期をTable 4.1のように分けて解析方法を論じる。

Table 4.1: 解析期間

期間 I	1995年	~ 1996年 5月
期間 II	1996年6月	~ 1996年 10月
期間 III	1996年 11月	~ 1997年 4月
期間 IV	1997年 5月	~ 1997年 10月
期間 V	1998年 11月	~ 1998年 6月

4.1 ニュートリノ反応再構成

CHORUS実験でトリガーされたイベントにはエマルジョン中のニュートリノイベントのほか, 多くのjunk イベント等も含まれる。エマルジョンの解析を始める前にこれらのイベントの中から効率よく ν_τ 反応探索を進められるようイベントを選択する必要がある。イベントの選択にはトリガーされたイベントの中からカウンターの情報を組み合わせて用いた。

トリガーされ, テープに記録された反応はoff-line 処理によりTT上の飛跡の検出, DTでの運動量, カロリーメーターでのエネルギーの測定, μ 粒子スペクトロメーターでの μ 粒子の検出及び運動量の測定結果を組み合わせエマルジョンの解析用のデータセットが作成される。Figure 4.1, 4.2に再構成されたニュートリノ反応の代表的な反応のイベントディスプレイを示す。前者は μ 粒子スペクトロメーターに装置を突き抜ける μ 粒子の信号が見られ, 後者はそのような粒子は無く, 全ての粒子がカロリーメーターまでに止められている。

エマルジョン中でのニュートリノ反応はほとんどが ν_μ 反応であり, そのうちの約70%がC.C. 反応で μ^- 粒子をとめない, 残りがN.C. 反応で μ^- は伴わないと考えられる。

標的エマルジョン内に反応点が再構成された反応のうち, μ 粒子が検出されたものをC.C.-like 反応, 検出されないものをN.C.-like 反応と今後区別して扱う。それぞれのタイプの ν_τ 反応のうち, $\tau^- \rightarrow \mu^-$ チャンネルはC.C.-like 反応, それ以外のチャンネルはN.C.-like 反応に含まれると考えられる。

μ 粒子のIDに失敗すると ν_μ C.C. 反応や ν_τ 反応の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ チャンネルはN.C.-like に分類されてしまう。あとで述べるようにC.C.-like の解析の方が解析方法が簡単でまた ν_τ の検出効率も高いため可能な限り μ 粒子の認識効率は高い方が望ましい。Figure 4.4に再構成された μ 粒子の測定された運動量の分布を示す。モンテカルロによる分布と比較すると μ 粒子の運動量の低い(約5GeV/c以下)領域で再構成の効率が悪くなっていることがわかる。低運動量の μ 粒子は μ 粒子スペクトロメーターに届く前にカロリーメーターに止められてしまうのが主因である。

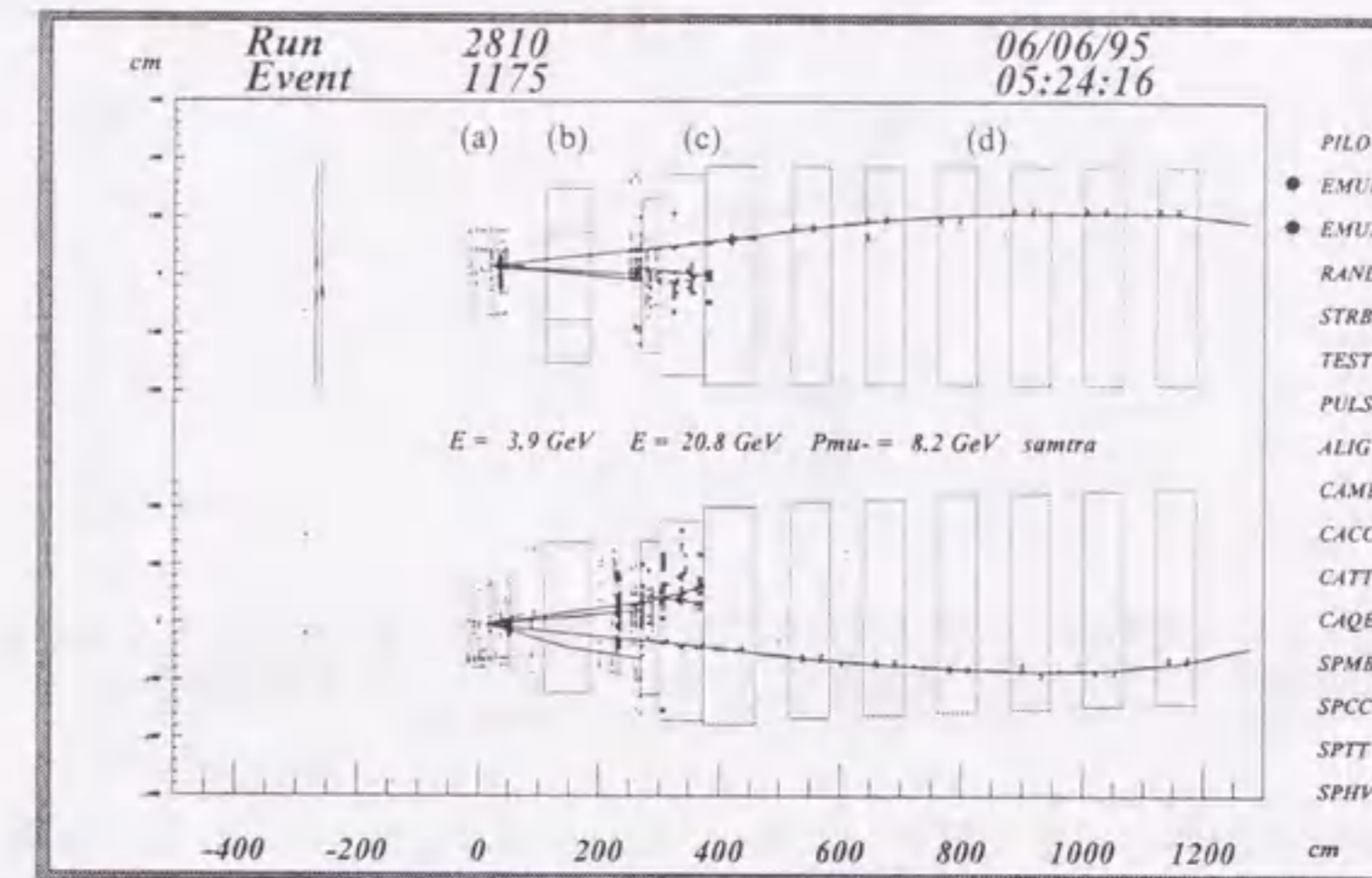


Figure 4.1: C.C.-like 反応のイベントディスプレイ。最下流に設置された μ 粒子スペクトロメーターをつきぬける μ 粒子を捉えている。図中, (a) 標的モジュール, (b) 電磁石スペクトロメーター, (c) カロリーメーター, (d) μ 粒子スペクトロメーター。

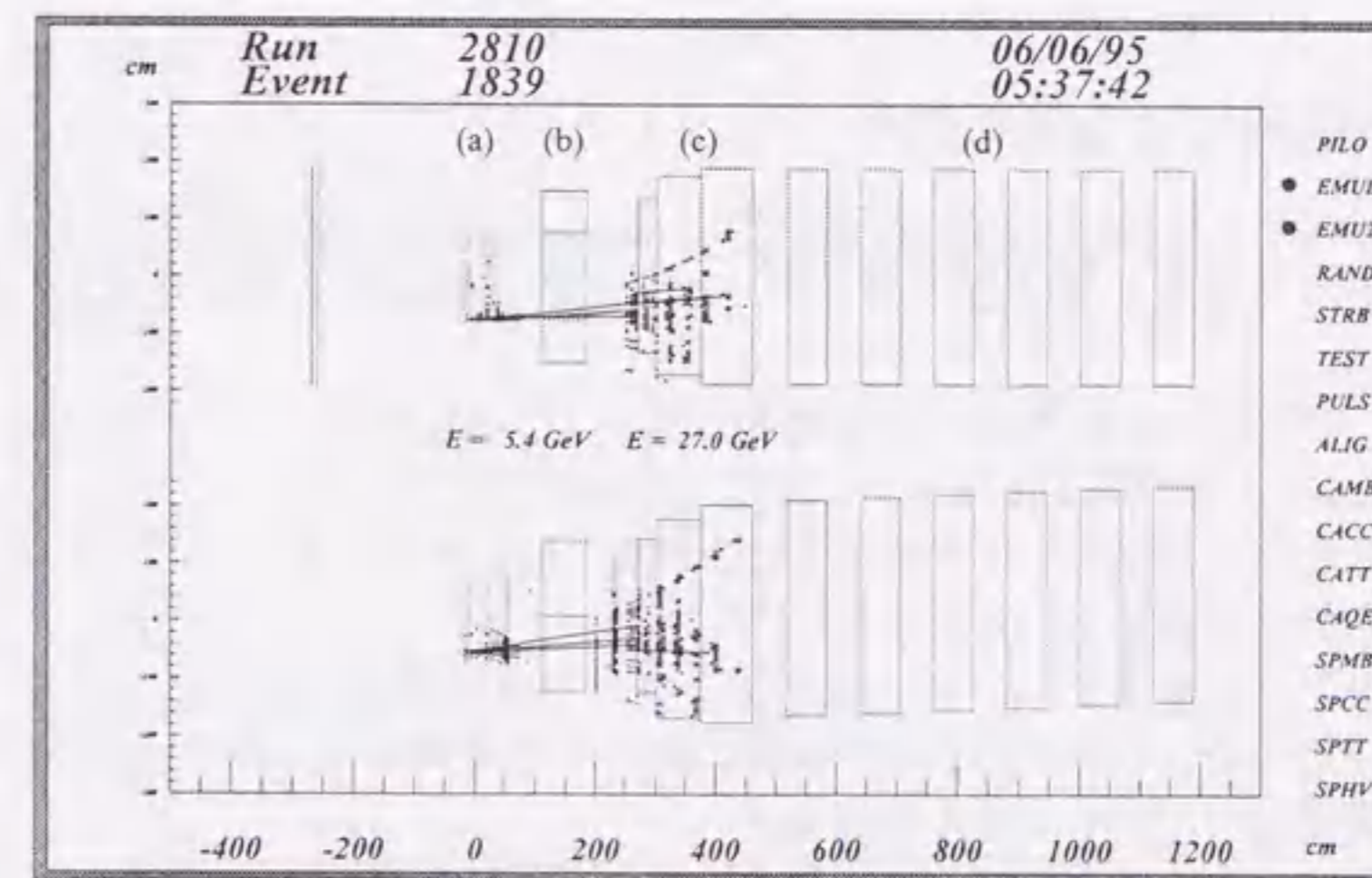


Figure 4.2: N.C.-like 反応のイベントディスプレイ。ニュートリノを除くすべての粒子はカロリーメーターで止められ, μ 粒子スペクトロメーターには信号が無い。

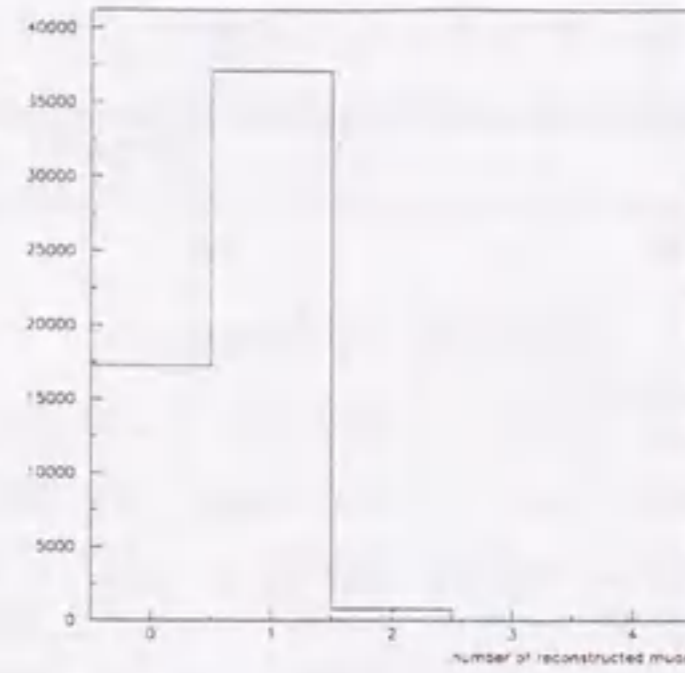


Figure 4.3: エマルション標的内に再構成された反応に付随する μ 粒子の数。0 本の反応を N.C.-like サンプル, 1 本の反応を C.C.-like サンプルとして解析を行った。

一方, ニュートリノ振動によって期待される ν_τ 反応では Figure 4.5 に示したように ν_μ C.C. 反応よりも μ 粒子の運動量分布は小さな部分に集中すると予想され, 特に Δm^2 の小さな領域ではこの傾向が顕著になる。

低運動領域の μ 粒子の検出効率を高めるために μ 粒子スペクトロメータに届いていない荷電粒子に対して, カロリメータ中のシャワーの発達度合を用いて μ 粒子の識別を行った。このようにして識別した μ 粒子は Figure 4.4 の網掛け部分であり, μ 粒子の検出効率を約 7% 向上できた。

4.1.1 反応再構成による解析効率

モンテカルロイベントを用いて, 反応再構成による ν_μ 反応, ν_τ 反応の解析効率を見積もった。今後断らない限り ν_τ のモンテカルロイベントは $\Delta m^2 \rightarrow \infty$ として生成したものをを用いた。

シミュレーターで生成した ν_μ 反応, ν_τ 反応のうち, C.C.-like サンプル, N.C.-like サンプルとして再構成された割合を Table 4.2 に示す。table 中, ν_μ C.C. 反応, ν_τ C.C. の $\tau \rightarrow \mu$ チャンネルでは C.C.-like 反応として再構成された割合, 他のチャンネルでは N.C.-like 反応として再構成された割合を $\langle A^{rec} \rangle$ とした。

このシミュレーション結果では, $\tau \rightarrow \mu$ チャンネルでは再構成の効率が ν_μ C.C. 反応に比べて低くなっている。この原因としては先に述べた低運動量の μ 粒子の拾い出しを行ってもまだ影響が残っていると考えられる。

4.2 反応選択

実験の proposal 段階ではカロリメータの情報を用いて missing Pt 等を用いて再構成された反応から 1/10 程度に絞ってエマルションの解析を行うことを予定していたが,

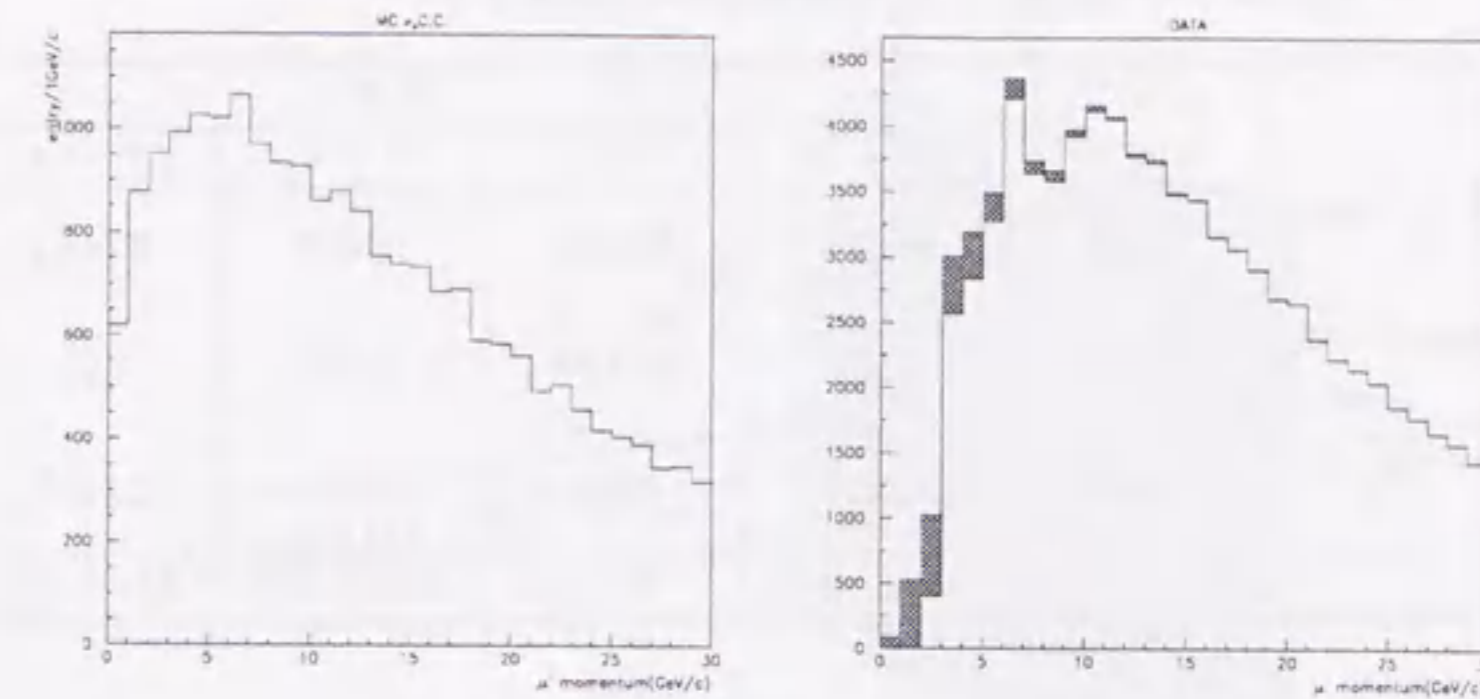


Figure 4.4: μ^- 粒子の運動量。左:MC truth, 右:DATA, 白いヒストグラムが μ 粒子スペクトロメータによって再構成された μ 粒子, 網掛け部分がカロリメータによって認識された μ 粒子。

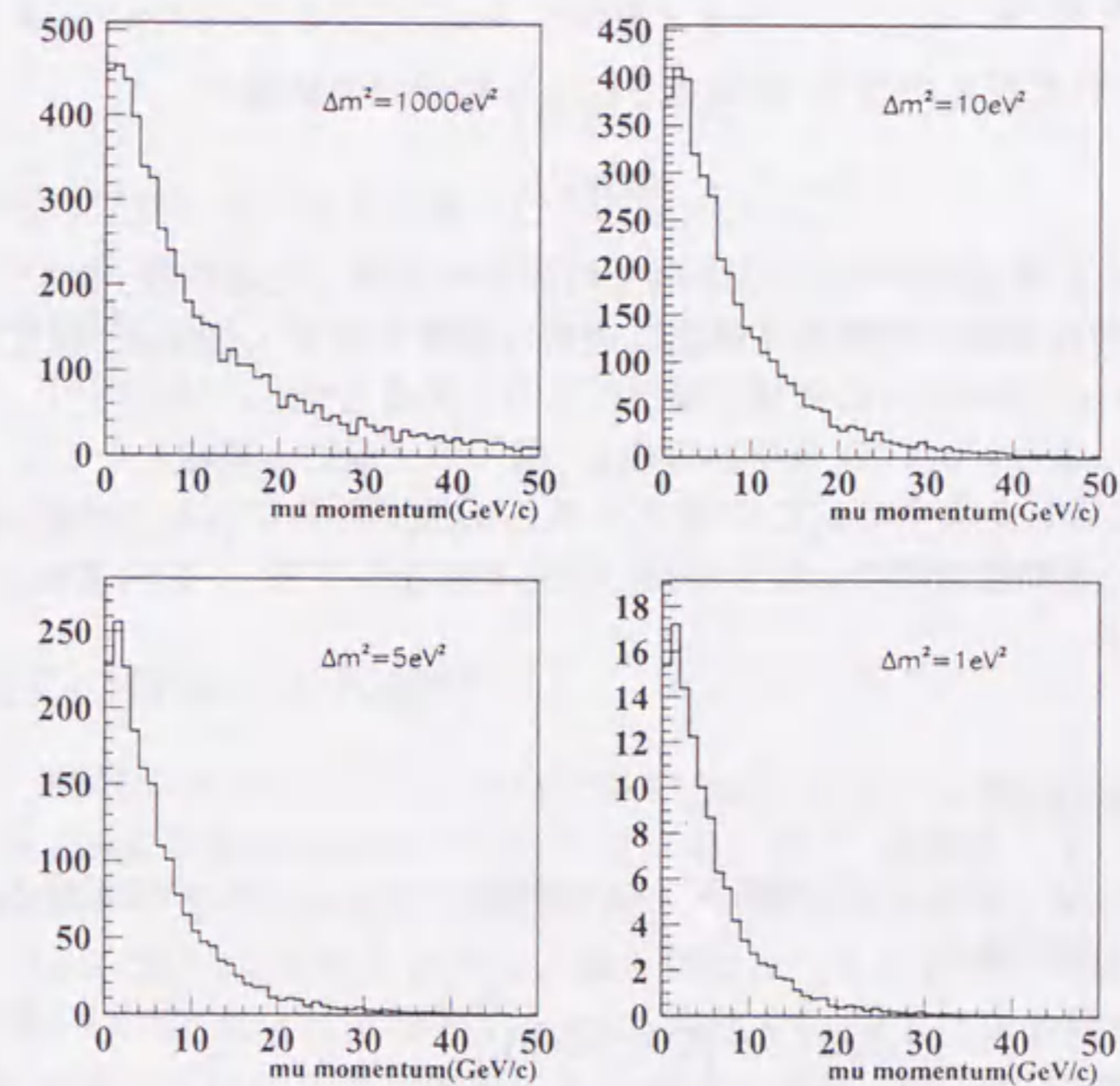


Figure 4.5: τ^- 粒子の崩壊生成物の μ^- 粒子の運動量分布。各図はそれぞれ $\Delta m^2 = 1000eV^2 (\approx \infty)$, $10eV^2$, $5eV^2$, $1eV^2$ の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動による ν_τ の運動量分布を仮定した。

Table 4.2: MCによる再構成効率の見積もり

	$\nu_\mu C.C.$	$\nu_\mu N.C.$	$\nu_\tau C.C.$		
			$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	$\tau \rightarrow e$
Evs interacted in the emulsion	26966	8090	28183	78363	27487
Evs reconstructed as C.C.-like	23014	157	21750	2234	493
Evs reconstructed as N.C.-like	2546	5522	4506	64274	22332
$\langle A^{rec} \rangle$	$.853 \pm .002$	$.683 \pm .004$	$.772 \pm .003$	$.820 \pm .003$	$.812 \pm .005$

高速なエマルシヨンの全自動解析装置が開発されたために運動力学的反応選択なしで十分に解析を進めることが出来るようになったため、 ν_τ 探索の可能なイベントは可能な限り全て解析を行う方針を用いた。(minimum-bias解析)

前章のようにC.C.-like, N.C.-likeと分けた反応中から、それぞれ以下のような条件で解析を行う反応を選び出した。

4.2.1 C.C.-like 反応

μ^- 粒子が再構成された反応のうち、再構成された μ 粒子の運動量が

$$0 < P_\mu < 30 \text{ GeV}/c \quad (4.1)$$

の反応を解析した。 μ の運動量が $30 \text{ GeV}/c$ 以上の反応を除外した理由は、まず、エマルシヨンをを用いた解析では飛跡の角度測定精度は通常の測定では $\sigma \sim 6 \text{ mrad}$ 程度であり、 $\tau^- \rightarrow \mu^-$ の崩壊を $P_t > 250 \text{ MeV}/c$ の閾値で検出しようとする $30 \text{ GeV}/c$ 以上の μ 粒子では角度測定のエラーによって $\nu_\mu C.C.$ 反応からの μ^- 粒子が大量に τ 候補になってしまう。

一方、Figure 4.5に示したように $\nu_\mu C.C.$ 反応よりも ν_τ 反応からの μ 粒子は低い運動量分布が期待され、高い運動量領域の μ 粒子を持つ反応を解析しても ν_τ 探索領域はほとんど広がらないと言える。

4.2.2 N.C.-like 反応

μ 粒子が再構成されない反応では、再構成された飛跡(ハドロンもしくは電子と考えられる)の電荷が負での運動量が

$$1 \text{ GeV}/c < P_h < 20 \text{ GeV}/c \quad (4.2)$$

の飛跡を選択して解析を行った。1ニュートリノ反応に複数の飛跡が(4.2)を満たす場合には全て解析対象とした。 $20 \text{ GeV}/c$ 以上のハドロン、電子は電荷の測定精度が悪いため除外した。 $1 \text{ GeV}/c$ 以下のハドロンは多重散乱による角度変化が大きく、スペクトロメーターからターゲットトラッカー、エマルシヨンまでの接続の信頼性が低いために除外した。

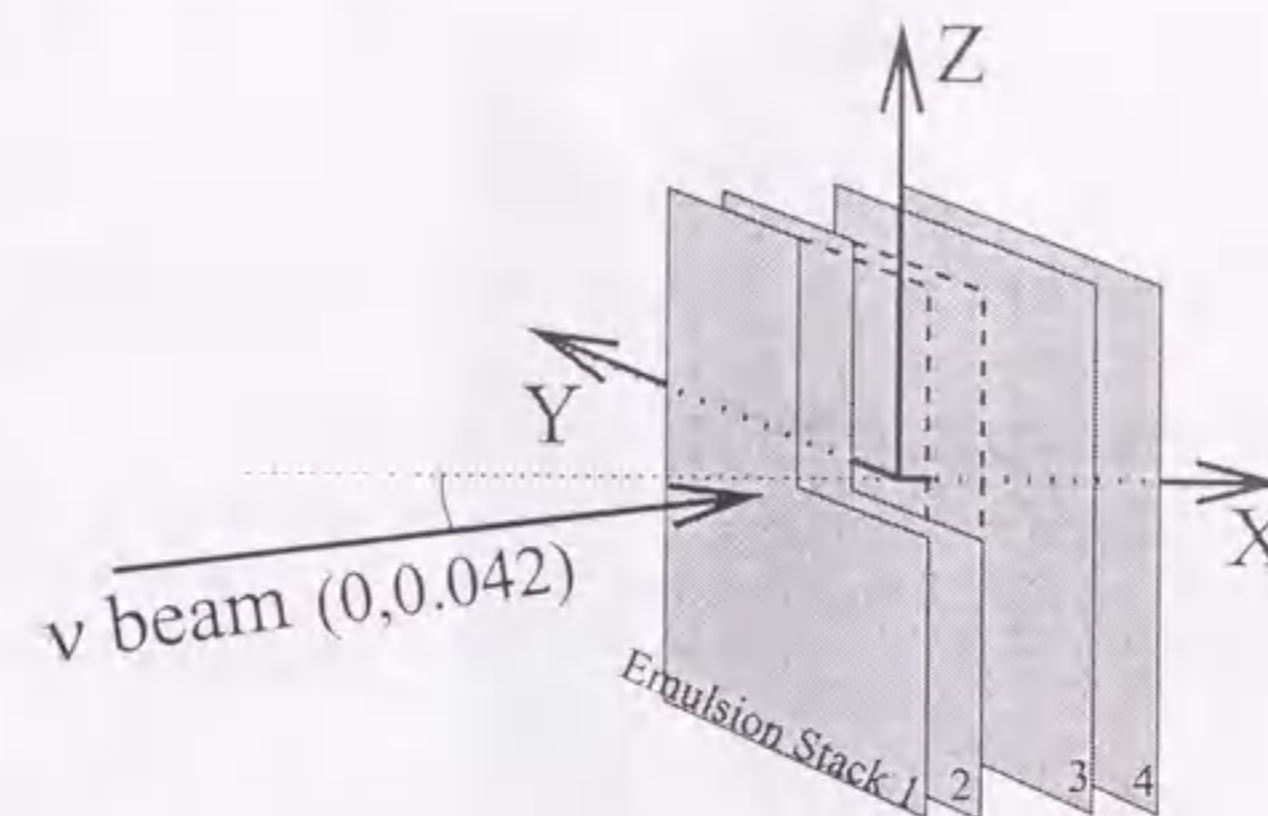


Figure 4.6: 座標系の定義。座標原点は4stacksあるエマルシヨンチェンバーのちょうど中央に取る。角度はX軸に対するY方向, Z方向の $\tan \theta$ を用い, ニュートリノビームの角度は $(A_y, A_z) = (0, 0.042)$ となる。

4.2.3 飛跡の角度による選択

飛跡のX軸(Figure 4.6参照)に対する角度 θ を用い,

$$\tan \theta > 0.4 \quad (4.3)$$

以上の大角度の飛跡は解析効率が悪いために除外した。

また、Figure 3.10のように角度 $(-0.080, 0)$ の周辺の角度領域ではエマルシヨンに蓄積された飛跡の密度が高く、解析の障害となったため $(-0.080, 0)$ からの角度差を θ_{X7} と定義し,

$$\theta_{X7} < 0.05 \quad (4.4)$$

となる飛跡も除外した。

4.2.4 反応の位置による選択

CHORUS実験のエマルシヨンチェンバーはFigure 3.3に示したようにビーム軸に沿って4stacks, 各stackを8modulesに分けられている。また、顕微鏡ステージの稼働範囲から、各moduleを上下で半分に分けて解析を行う。再構成された反応の位置にしたがって解析を行うstack及びmoduleを決める。具体的にはTTによって再構成されたビーム軸方向の位置(Xの値)によって解析するstackを決定し、TTによる飛跡の予測位置(Y, Zの値)が各moduleのCSの解析範囲に入る飛跡を選択した。CSの解析範囲を決定するためにはまず標的エマルシヨンの解析範囲を決定し、(標的エマルシヨンのエッジから約2cm中に入った長方形の領域)これより各辺1cmずつ広げてCSの解析範囲とした。(Figure 4.7)以上の反応選択を総称してC.C.-like反応に対する反応選択を 1μ selection, N.C.-like反応に対する反応選択を 0μ selection とする。

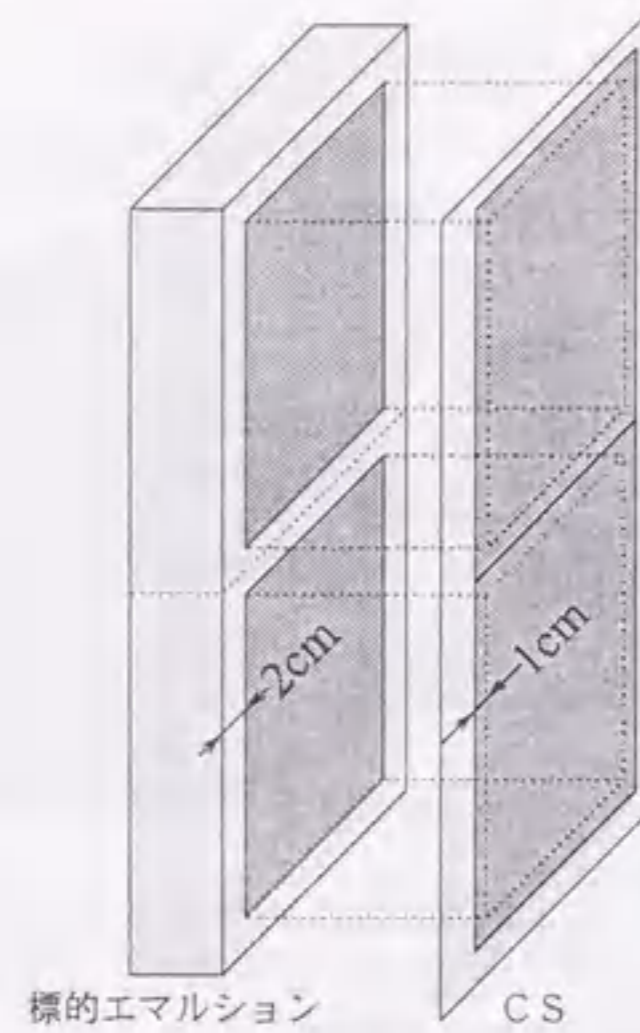


Figure 4.7: 標的エマルジョンおよび CS の解析範囲。再構成され、各 selection によって選ばれた飛跡のうち CS 上への投影点が図中濃色部に入る飛跡を探索した。

4.2.5 反応選択による解析効率

モンテカルロイベントを用いて、反応選択による ν_μ 反応, ν_τ 反応の解析効率を見積もった。

シミュレーターで生成した ν_μ 反応, ν_τ 反応の C.C.-like サンプル, N.C.-like サンプルとして再構成されたイベント中, 1μ selection, 0μ selection で選択された割合を Table 4.3 に示す。 ν_μ C.C. サンプルに対して $\tau \rightarrow \mu$ チャンネルでは 1μ selection で選択される割合が大きい。この事は、 μ 粒子の運動量に対するカット ($P_\mu < 30 \text{ GeV}/c$) が低い運動量に分布する $\tau \rightarrow \mu$ による μ 粒子を濃縮することによると考えられる。

Table 4.3: MC による選択効率の見積もり

	ν_μ C.C.	ν_μ N.C.	ν_τ C.C.		
			$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	$\tau \rightarrow e$
Evts reconstructed as C.C.-like	23014	157	21750	2234	493
Evts reconstructed as N.C.-like	2546	5522	4506	64274	22332
Evts selected by 1μ selection	14348	51	16038	947	152
Evts selected by 0μ selection	1227	2396	2148	37482	10796
$\langle A^{sel} \rangle$	$.623 \pm .004$	$.412 \pm .005$	$.736 \pm .003$	$.581 \pm .005$	$.478 \pm .007$

4.3 インターフェイスプレートの解析

4.3.1 チェンジャブルシート (CS) の解析

前章のように選択した飛跡を TT で再構成された位置, 角度の情報をもとにまず CS 上で飛跡を探索した。

CS のエマルシオンプレートを顕微鏡ステージに固定し, CS に焼きつけられた X 線マークを顕微鏡を通して TV 画面に映し, 人がその中心を指定してステージ上での位置を測定する。この座標値とあらかじめ求められている X 線銃の座標値とを用いて TT で再構成した飛跡の座標系と顕微鏡ステージ上で飛跡を探索する位置との変換パラメータを作成する。

この際, エマルシオンプレートをステージに乗せ, 固定し, X 線マークの座標測定をするまでの作業にかかる時間 (約 20 分) を節約するためにエマルシオンプレートの乗せ替え回数を最小限にとどめる必要があった。このため, エマルシオンの解析は一旦エマルシオンプレートを顕微鏡ステージにセットしたらそのプレートに記録されていると考えられる飛跡 (通常 1000 本 ~ 10000 本) を並行して探索, 測定するという方法を用いた。

全自動解析装置での飛跡探索は, 飛跡の予測位置の周辺で顕微鏡の 1 視野 (有効面積 $120\mu\text{m} \times 90\mu\text{m}$) ずつ飛跡を探して次の視野へ移動という手続きを繰り返す。連続した視野を探索する際には 1 視野当たり約 0.3 秒かかる。解析の高速化のためには 1 飛跡当りの探索する視野数を最小限に抑える必要があった。

X 線マークを測定したことにより飛跡の予測位置が決まるが, この段階では飛跡の予測位置と実際に見つかる位置の間には TT の位置及び角度精度に加えて CS をサポートしていたハニカム板と TT との間には CS の交換の毎に Y, Z 方向 (shift) に約 $500\mu\text{m}$, X 方向 (gap) も約 $500\mu\text{m}$ のずれを生じている。したがって, まず, 各 stack の TT-CS 間の shift, gap の error を考慮して 100tracks 程度を $1560 \times 1170\mu\text{m}^2$ ($13 \times 13 = 169$ 視野) にわたって探索 (scan) した。

全自動解析装置は視野内に予測した角度に近い (CS の scan では角度差 $\Delta\theta_Y, \Delta\theta_Z$ がともに約 40mrad 以下) 飛跡を検出するとその飛跡の角度, 場所とパルスハイトを出力する。Figure 4.8 に最初の約 100 飛跡を測定した際の飛跡の予測位置, 角度と CS で検出した飛跡とのずれの一例を示す。この分布から, TT の予想座標と CS で検出される座標との間に明らかなずれが見られる。この scan 結果を用いて飛跡の予想位置に補正を加え, 残りの飛跡は $1320 \times 990\mu\text{m}^2$ ($11 \times 11 = 121$ 視野) を探索した。Figure 4.9 に補正後の予測した飛跡と検出した飛跡のずれを示す。

4.3.2 候補の選択

CS の測定結果には目的の飛跡以外に, Figure 3.10 に示したようなバックグラウンドの飛跡, さらに荷電粒子の飛跡ではないエマルシオンのノイズも含まれている。これらの中から, 目的の飛跡を選び出し, CS で測定した飛跡の角度と場所を用いて SS での飛跡の予想位置と角度を求める。CS で検出した飛跡中から SS の解析へ送るための選択条件は,

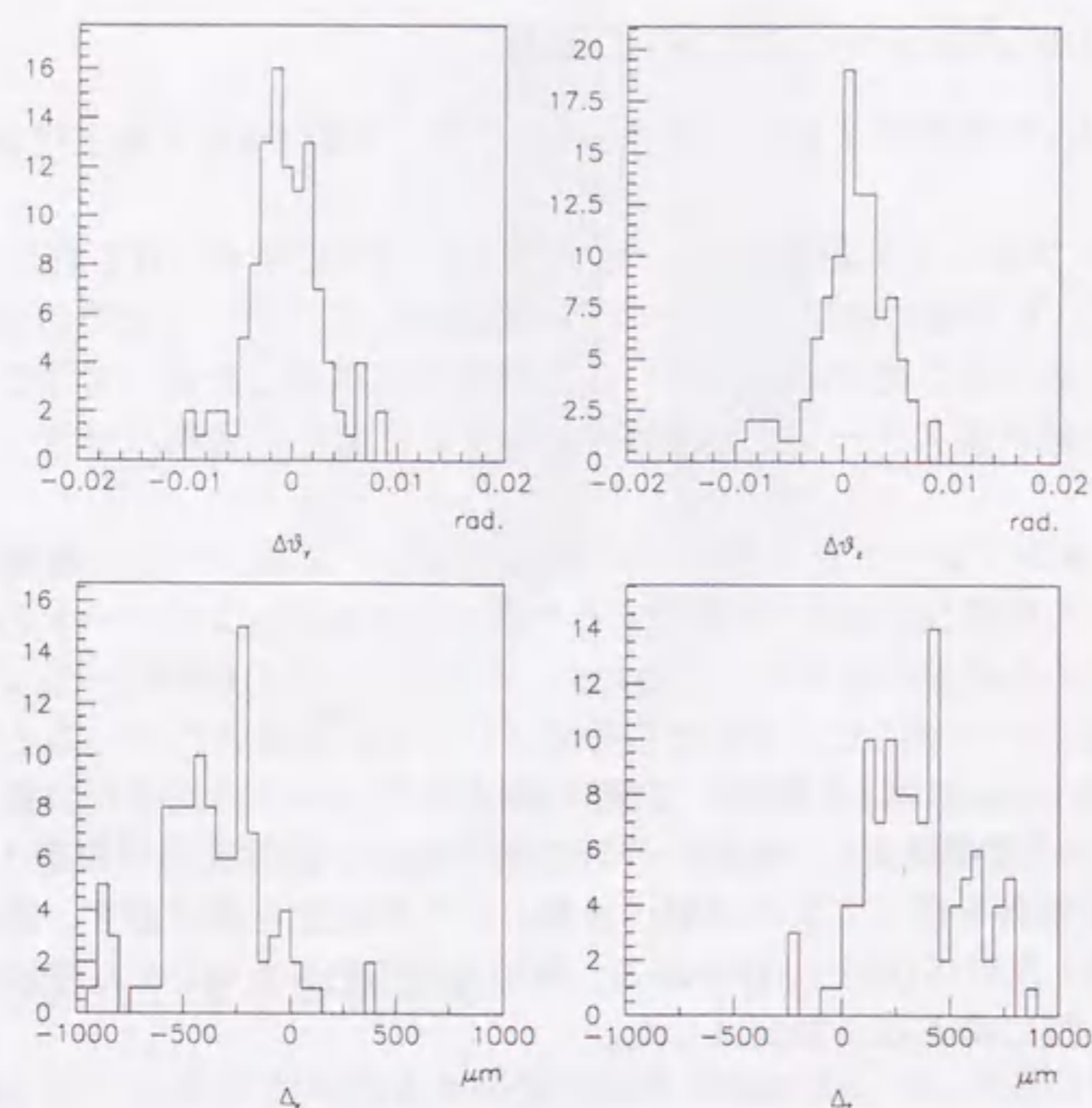


Figure 4.8: CS scanにおいて、CSの位置のずれの補正前のTTによる予想とCSで検出した飛跡の(上)角度、(下)位置のずれ。位置のずれでy方向に約 $300\mu\text{m}$ 、z方向に約 $300\mu\text{m}$ のずれが見られる。同じCSプレートの残りの飛跡のscanのはこのずれを補正して行った。

$$PH \equiv \min(N_{hit_{down}} \times N_{hit_{up}}) \geq 10 \quad (4.5)$$

および

$$\Delta\theta \equiv \sqrt{(\tan\theta_y^{cand} - \tan\theta_y^{pred})^2 + (\tan\theta_z^{cand} - \tan\theta_z^{pred})^2} \leq 0.015 \quad (4.6)$$

とした。パルスハイトによるカットはエマルシオンのノイズを除去するため、角度によるカットはバックグラウンド飛跡を除去するために働く。このカットによって本物の飛跡を落としてしまう確率は約5%と見積られる。

4.3.3 Good-Stop 法

CSのscanは先に述べた探索領域の中央からscanを開始し、渦巻き状に次第に領域の外周部へと顕微鏡の視野を移動しながら探索を続けるが、目的の飛跡は探索領域の中央

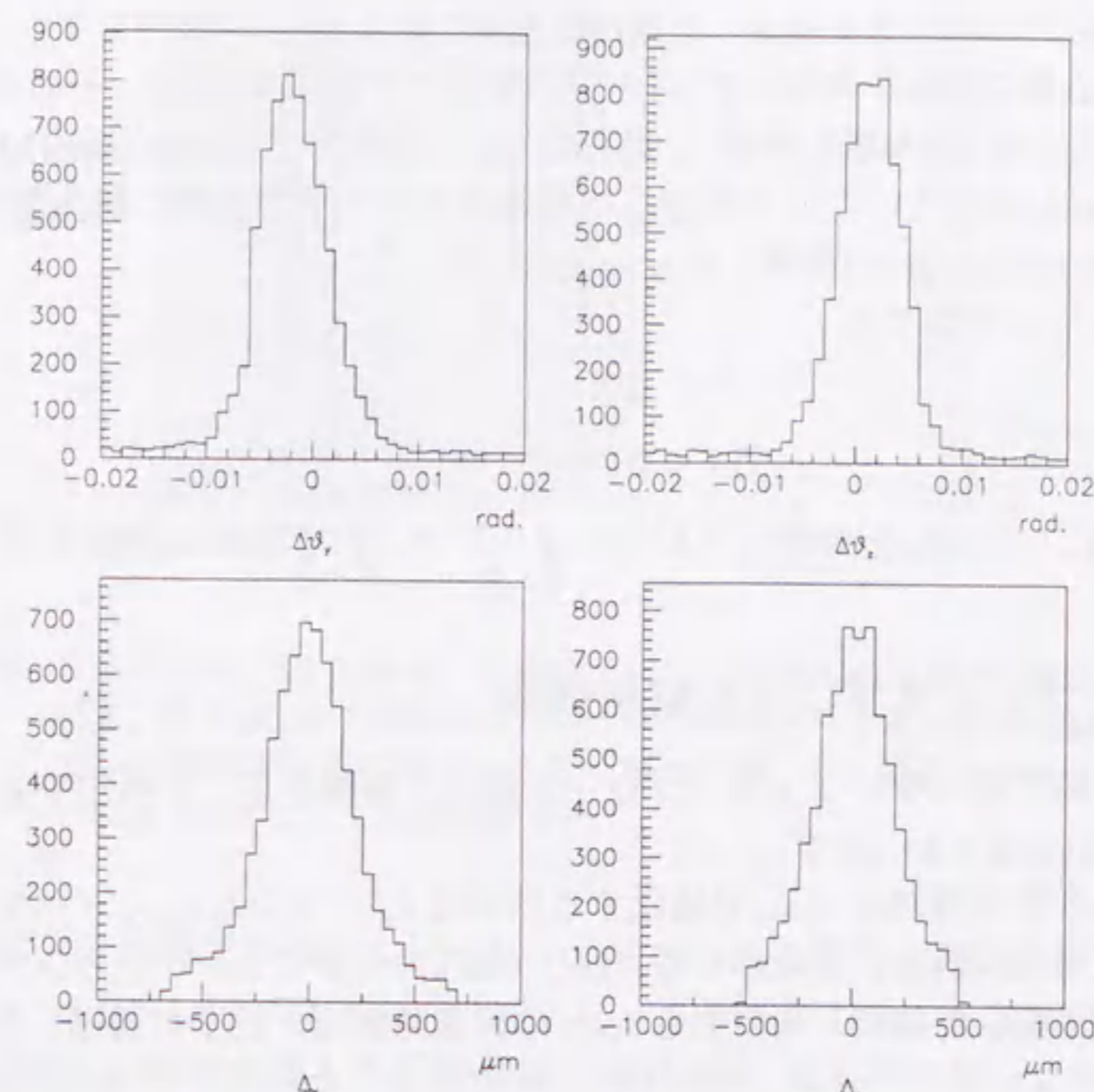


Figure 4.9: 位置補正後のCS scanの角度、位置のずれの分布。Figure 4.8で見られたずれが正しく補正されている。

部で見つかる可能性が高い。そして、一度目的の飛跡を検出した場合にはその飛跡についてさらに探索を続けるのは意味がなく、解析時間の無駄となる。

解析期間II以降ではCS、SSのscanの際、設定した領域全部の探索を終える前に(4.5)、(4.6)よりも厳しい

$$PH \geq 13 \quad (4.7)$$

$$\Delta\theta \leq 0.006 \quad (4.8)$$

という条件を満たす候補を検出した場合、当該飛跡のscanをその時点で中断し、次の飛跡の探索へと移行した。この厳しい条件にも関わらず、目的の飛跡よりも先にバックグラウンドの飛跡を検出して(4.7)、(4.8)を満たしてしまい、scanを中断してしまう確率は0.2%と見積られる。

4.3.4 スペシャルシート (SS) の解析

CSで検出した飛跡についてCSで測定した飛跡の場所と角度を用い、標的エマルジョンのサポート用のハニカム板の厚みを考慮してSS上での飛跡の予測位置を求め、その周囲を探索した。SSの解析の際にもCS解析と同様に、最初の100本程度は $1320 \times 990 \mu\text{m}^2$ ($11 \times 11 = 121$ 視野)の探索領域でscanを行い、ここで検出した飛跡を用いて予想位置の補正を行い、残りの飛跡は $840 \times 630 \mu\text{m}^2$ ($7 \times 7 = 49$ 視野)のscanを行った。

ここで検出したトラックのうち、

$$PH \geq 10 \quad (4.9)$$

$$\Delta\theta \leq 0.015 \quad (4.10)$$

を満たす候補を選択し、これらを対象にバルクエマルジョン内で反応点探索を行った。

4.3.5 インターフェイスプレート解析効率

MCイベントを用いてインターフェイスプレート解析で飛跡を正しく検出する効率を見積もった結果をFigure 4.4に示す。

CS,SSに実際に存在する飛跡をscanで検出する効率は ν_μ イベントと ν_τ イベントとで原理的に差はないと考えられる。したがって、MCではCSのシミュレーションでは選択された飛跡のTTで予測した位置、角度からscanの許容範囲内を粒子が通過したかどうかを調べた。SSのシミュレーションでも同様にCSで検出した飛跡から求めたSS上のscan範囲内を粒子が通過したかどうかを調べた。したがって、CSで検出できないとされる原因はTTの再構成がうまく行かなかった場合、SSで検出できないとされる飛跡はSSとCSとの間で粒子が崩壊または物質との衝突で方向を変えた場合であると考えられる。

Table 4.4: MCによるインターフェイスプレート解析効率の見積もり

	$\nu_\mu C.C.$	$\nu_\mu N.C.$	$\nu_\tau C.C.$		
			$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	$\tau \rightarrow e$
Evts selected by $1\mu/0\text{mu}$ selection	14348	2396	16038	37482	10796
Evts found at CS	11626	1484	12608	16979	1498
Evts found at SS	11625	1458	11925	15935	1200
$\langle A^{CS} \rangle$	$.809 \pm .004$	$.616 \pm .010$	$.784 \pm .004$	$.462 \pm .006$	$.148 \pm .009$
$\langle A^{SS} \rangle$	$1.000^{+.000}_{-.001}$	$.982 \pm .004$	$.946 \pm .002$	$.939 \pm .004$	$.800 \pm .021$

4.4 標的エマルジョンのアライメント補正

標的エマルジョンには歪みの補正のためにFDマークを焼き付けた(3.2.1章参照)。しかし、FDマークの焼き付けは各プレートをバラバラにしながら行ったため、マークのパターンは同一であっても各プレート間でshiftを持っている。各プレート間のshiftを補

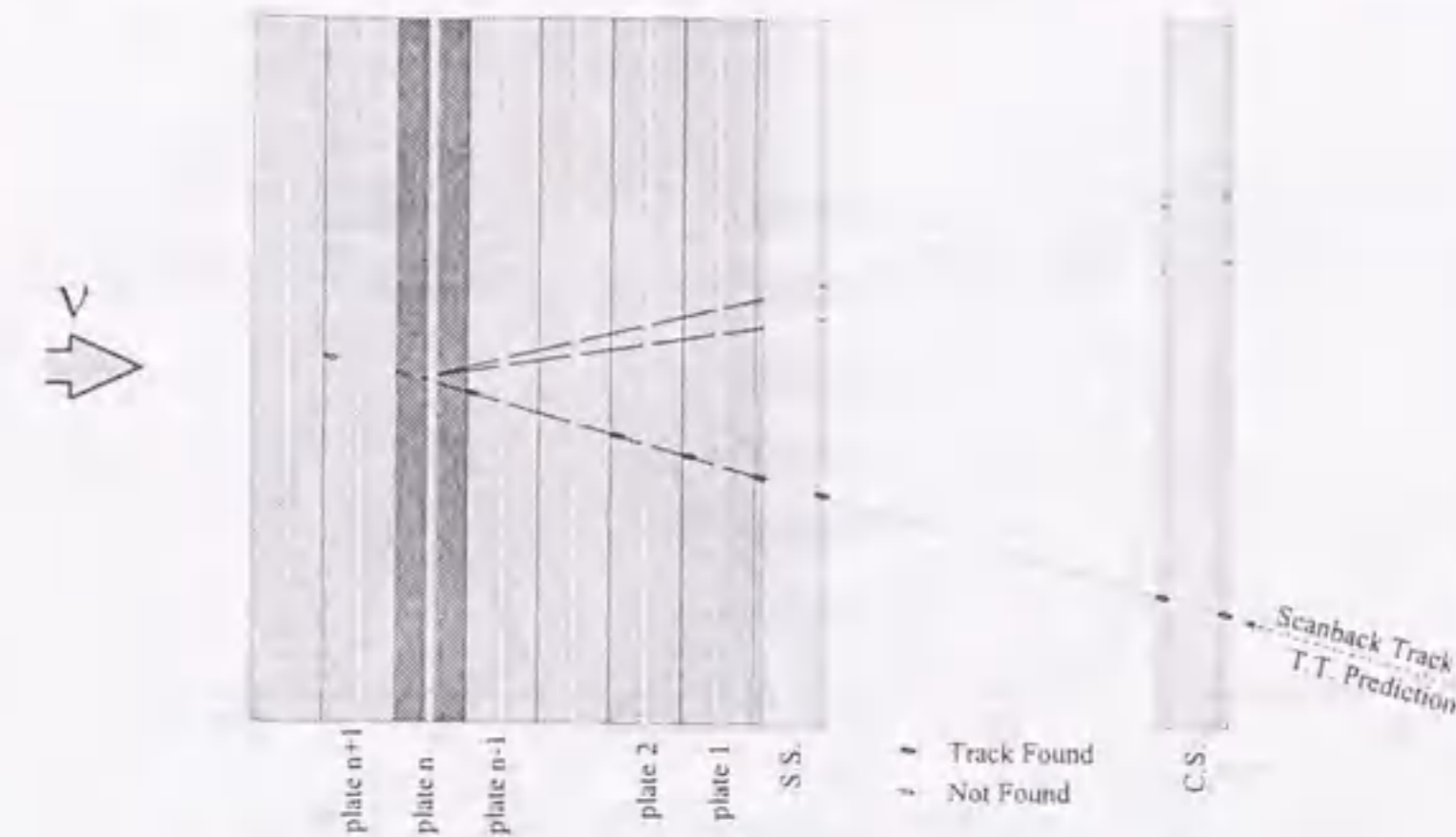


Figure 4.10: 反応点探索. SSで検出した飛跡をバルク乾板内を下流のplateから順に追いつける。あるplateで飛跡を見つけた場合にはさら1枚上流のplateで飛跡を探す。2plate連続で飛跡が見つからなくなった時、その最初のplate(図中plate n)をvertex plateとして崩壊探索を行う。

正するために、SSの解析の際にニュートリノ反応による飛跡の測定を行うと同時に各SS上数箇所で $1.5\text{mm} \times 1.5\text{mm}$ の領域内でX7ビームライン(Figure 3.10参照)起源の飛跡を約100本測定し、SSで測定した飛跡集団と同じ角度、場所のパターンを持つ飛跡集団を各標的エマルシオンプレート内で探しだし、これらの相関を用いて各エマルシオンプレート間のFDマークのパターンのずれを求めた。この工程により36枚の標的エマルシオンに焼き付けたFDマーク全ての座標値が定められ、標的エマルジョン内での飛跡の解析には常に最も近いFDマークを位置の基準として用いることが出来る。

4.5 反応点探索

SSで検出した飛跡を標的エマルジョン内で下流側のplateから順に反応点に達するまで追いつけた。この作業は以下のような手順で行った。

SSで検出した飛跡を、標的エマルジョンの一番下流側のplate(plate 1と呼ぶ。SSに接するplateである。)の上流側 $100\mu\text{m}$ の場所で探索する。このとき、4.4章で述べた方法で標的エマルジョンのアライメントは補正されており、目的の飛跡に最も近い3箇所のFDマークを測定することで飛跡は必ず顕微鏡の1視野内に見つかる。

plate 1で検出した飛跡をplate 2で探す。plate 2での飛跡の予想位置を計算する際にはplate 1で測定した飛跡の位置とSSで測定した飛跡の角度を用いて外挿する。このときplate 1で測定した角度を用いないのは標的エマルジョンでは現像時の歪みによって飛跡の角度も変化してしまっており、FDマークの測定では角度の歪みの補正はできない。このため、SSで測定した角度を用いた方が信頼性が高いためである。

plate 2で飛跡を検出したら更に上流へ次々と同様な探索を続ける。

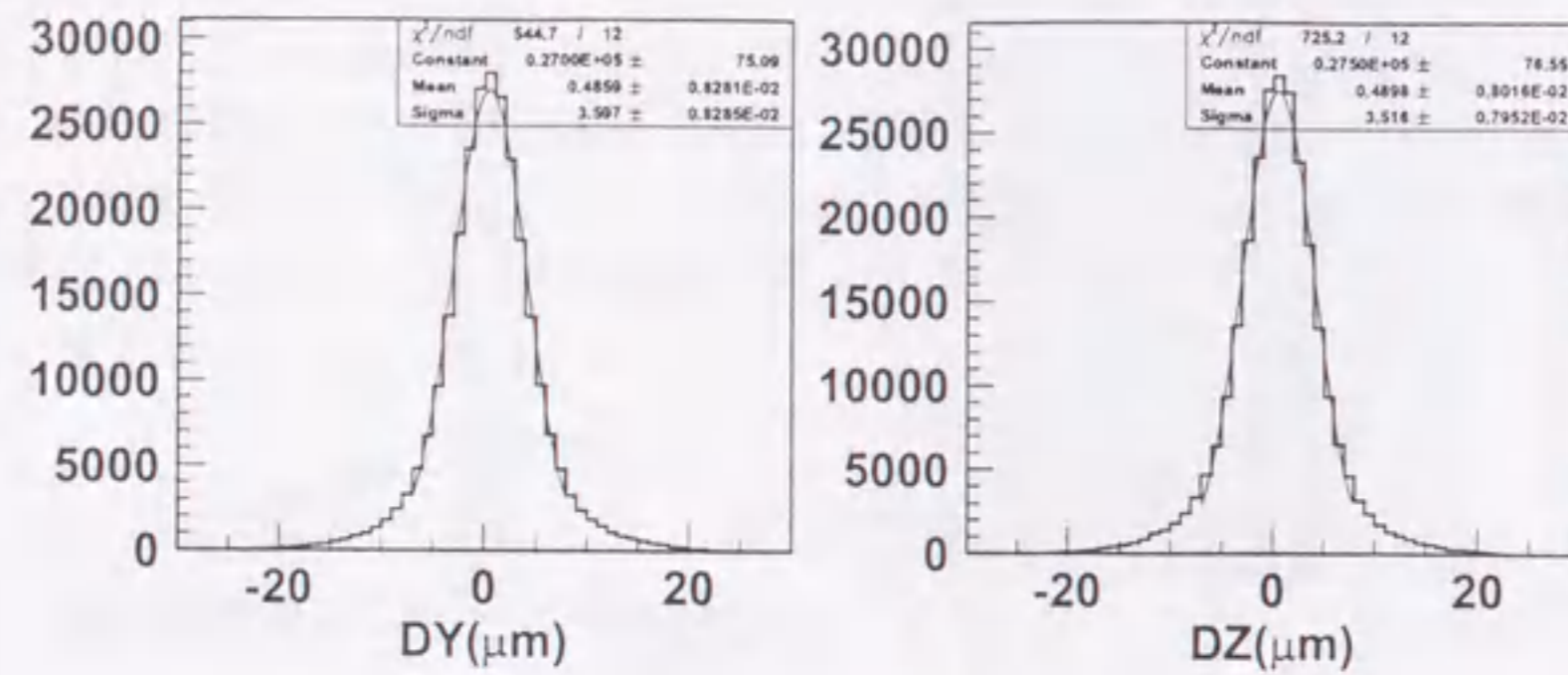


Figure 4.11: 標的エマルジョン内の scanback 時の飛跡の予測位置と検出位置の各 projection でのずれ。

ニュートリノ反応のある plate の上流面では飛跡は見つからなくなるため、飛跡が見つからなくなった plate を vertex plate と定める。このとき、全自動解析装置の inefficiency (約 2%) によって検出できなかった plate で解析が止まる非効率を防ぐためにある plate で飛跡が見つからない場合にはもう 1plate 上流まで飛跡の探索を続け、2plate 連続で飛跡が見つからない場合に最初の plate を vertex plate とした。

一連の標的エマルジョン内での飛跡探索の際の飛跡を「見つけた」とする条件は以下のカットを用いた。

$$\Delta\theta_y \equiv |\tan\theta_y^{SS} - \tan\theta_y^{Pl.n}| \leq (0.025 + 0.05 \cdot \theta_{X7}) \quad (4.11)$$

$$\Delta\theta_z \equiv |\tan\theta_z^{SS} - \tan\theta_z^{Pl.n}| \leq (0.025 + 0.05 \cdot \theta_{X7}) \quad (4.12)$$

$$\Delta y \equiv |y^{Pl.n-1} - y^{Pl.n}| \leq (15 + 50 \cdot \theta_{X7})(\mu m) \quad (4.13)$$

$$\Delta z \equiv |z^{Pl.n-1} - z^{Pl.n}| \leq (15 + 50 \cdot \theta_{X7})(\mu m) \quad (4.14)$$

以上の条件は目的の飛跡以外のバックグラウンドの飛跡の混入率が $0.05 < \theta_{X7} < 0.4$ の全角度領域で 2% に抑えられるように設定した (Figure 4.12)。

反応点探索の際にバックグラウンド飛跡などにより複数の候補を見つけた場合には両方の飛跡をそれぞれ追上げた。このとき複数の地点で追上げた飛跡が見つからなくなることもあり得るが、その時にはそれぞれの plate を vertex plate として崩壊探索を行った。

4.5.1 反応点探索による解析効率

Table 4.5 に反応点探索で反応が生き残る割合をモンテカルロイベントにより見積もった結果を示す。ここでは、インターフェイスプレートの解析が成功した反応中、反応点

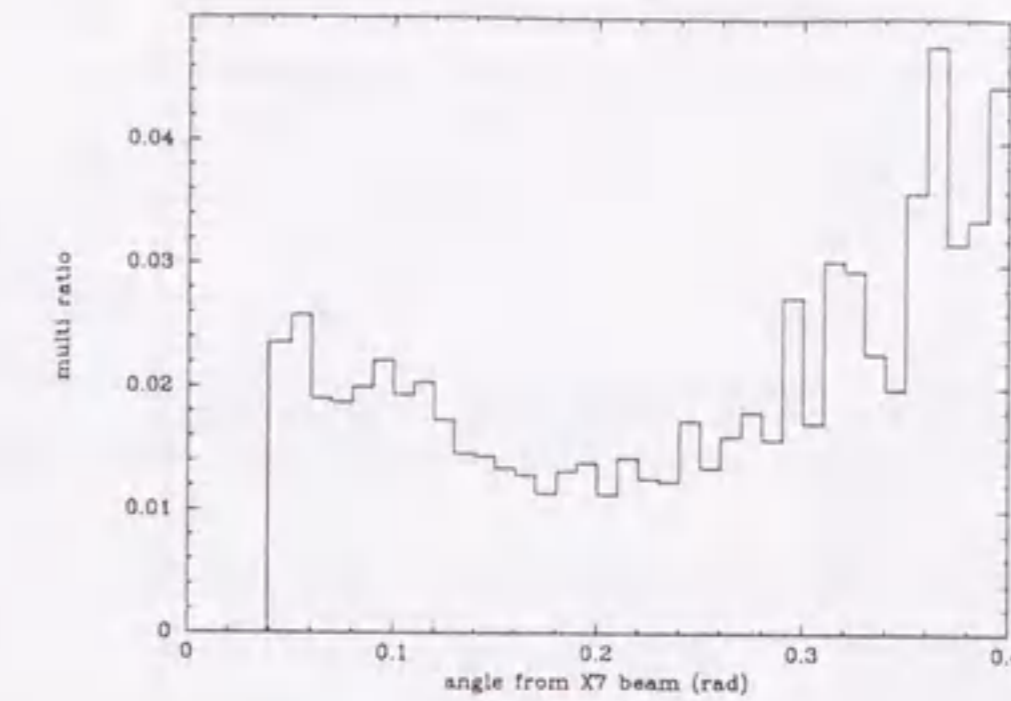


Figure 4.12: scanback location 時のバックグラウンド率

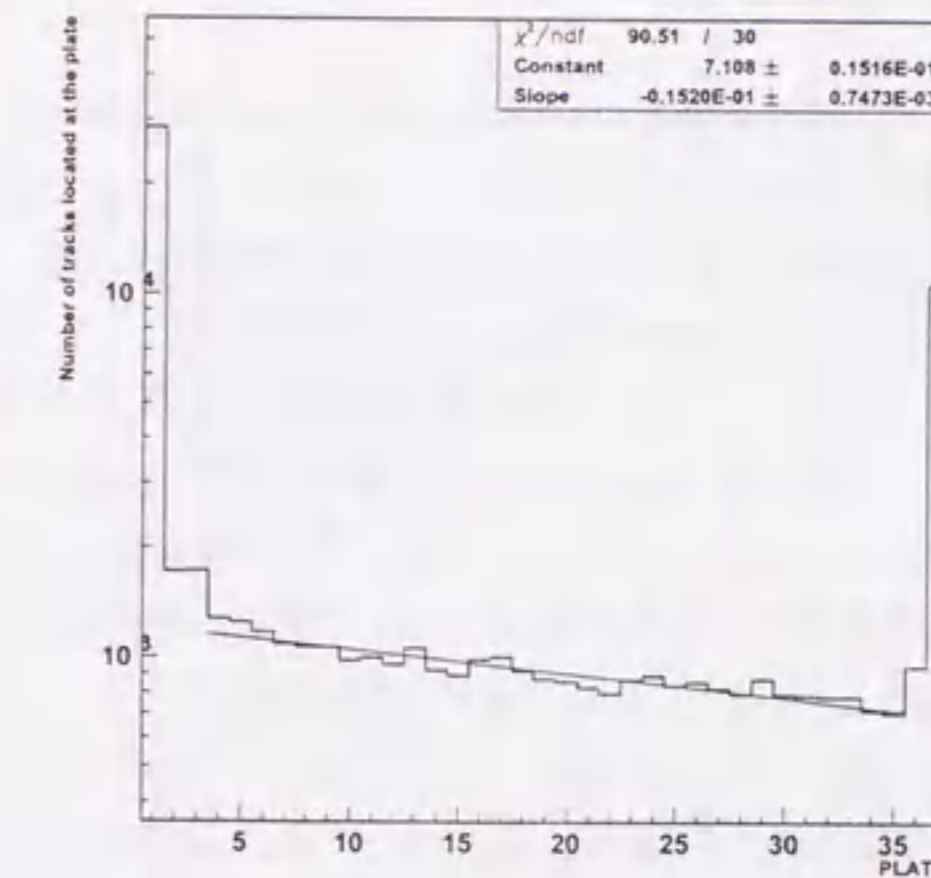


Figure 4.13: scanback location を行い、追上げた飛跡が見つからなくなった plate (vertex plate) の分布。plate 1 は SS で見つけた飛跡が plate 1 で見つからなかったもの。SS の解析の際に見つけた飛跡の選択の際の Pulse height に対する条件を甘く設定しており、SS のエマルジョンのノイズによる (fake) 飛跡を追上げ、plate 1 で見つからなかったケースが考えられる。plate 37 となっているものは SS から plate 36 上流まで飛跡が突き抜けてしまったもの。更に上流にあるエマルジョンや他の物質中でのニュートリノ反応からの飛跡を追上げてしまったと考えられる。plate 2,3 が多くなっているのは前記の SS でのノイズに対して plate 1 または 2 でバックグラウンドの飛跡がさらに偶然近くに見つかったと考えられ、plate 36 が多いのは plate 36 で飛跡が見つからなかったものは 2plate 連続で見つからないというアルゴリズムによらず、plate 36 の上流側で見つからなかっただけで vertex plate とされるためと考えられる。

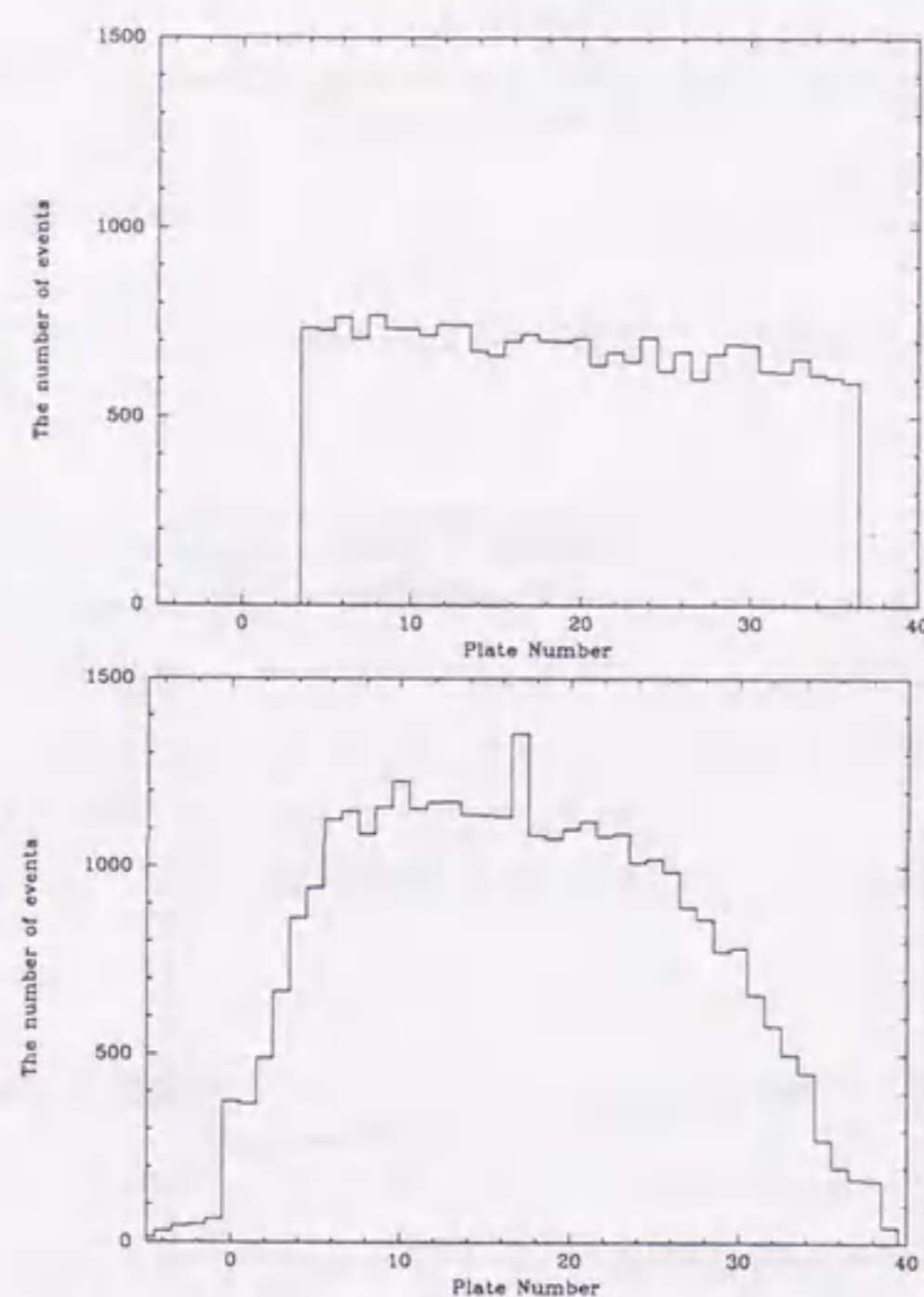


Figure 4.14: ニュートリノ反応の(上)scanback locationにより見付き、ニュートリノ反応が確認された位置(下)TTによる予測位置。横軸は標的エマルシオンのplate番号で表した。

Table 4.5: MCによる反応点探索成功率の見積もり

	$\nu_\mu C.C.$	$\nu_\mu N.C.$	$\nu_\tau C.C.$		
			$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	$\tau \rightarrow e$
Evts found at SS	11625	1458	11925	15935	1200
Evts located in plate 3~36	10298	1275	10902	14479	1016
$\langle A^{loc} \rangle$	$.886 \pm .003$	$.872 \pm .009$	$.914 \pm .003$	$.909 \pm .005$	$.849 \pm .023$

が解析を行ったエマルションチェンバーのplate3ないし36に存在する割合を求めた。 ν_τ の $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow h$ チャンネルでは ν_μ 反応よりも $\langle A^{loc} \rangle$ が大きく見積もられた。このことの原因としては、 ν_τ の反応では、エマルションチェンバーのplate1-3の反応の多くはSSよりも下流で $\tau \rightarrow X$ の崩壊が起こり、そのような反応ではすでにSSの解析で飛跡が見つけられず標的エマルシオンの解析まで生き残らないことが考えられる。

4.6 崩壊探索

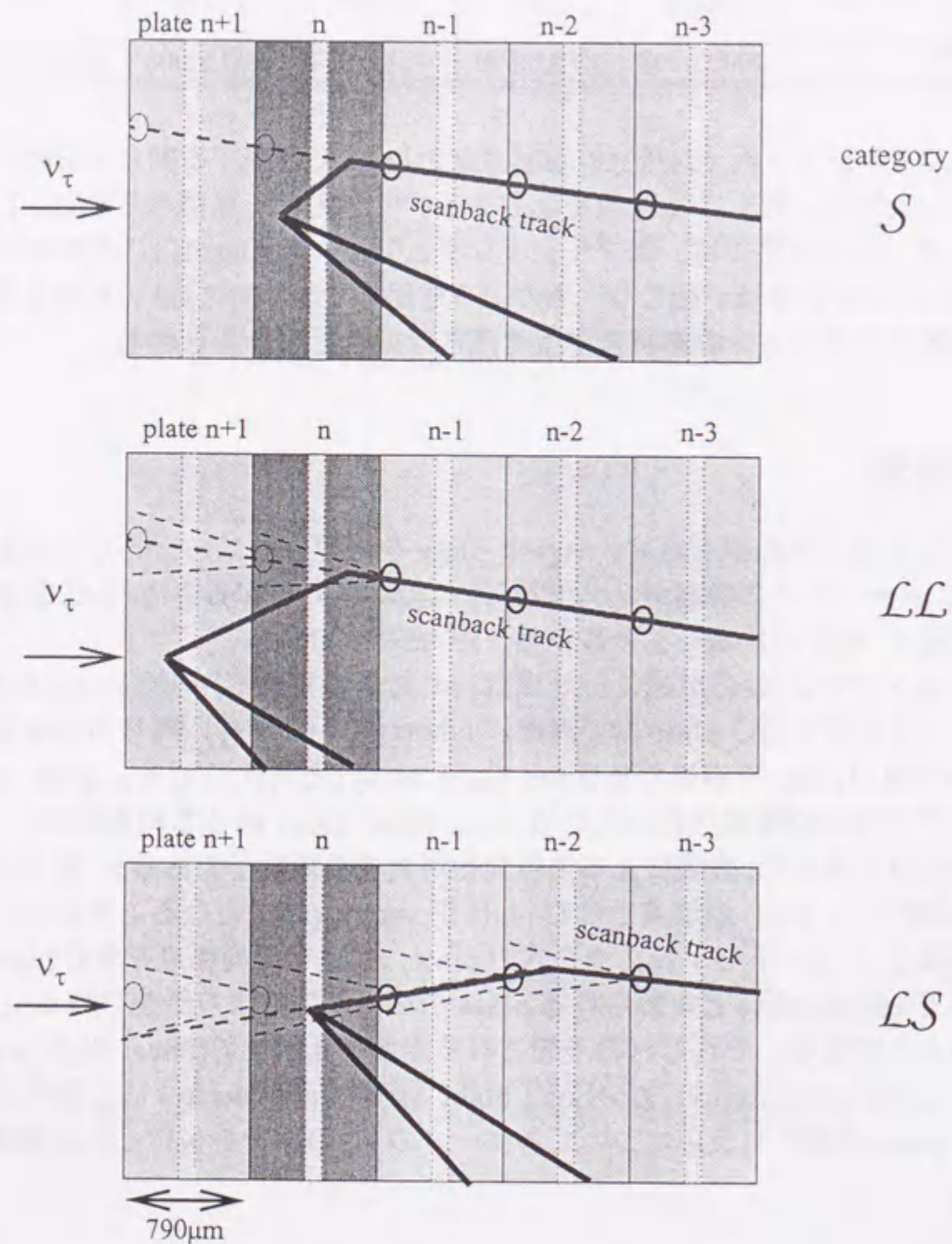
以上のようにして反応点探索を行い、vertex plateを決定したニュートリノ反応それぞれについて、ニュートリノの種類が ν_μ なのか ν_τ なのかを同定する為に、 $\nu_\tau C.C.$ 反応によって放出される τ^- 粒子の崩壊をエマルション中で探索した。

標的エマルション中で ν_τ 反応が起こった場合、 τ^- 粒子の飛程(平均約1mm)から、約30%はニュートリノ反応と同じplate内で崩壊し(short flight decay)、残り70%はニュートリノ反応より下流のplateで崩壊する(long flight decay)と考えられる。また、(4.11)-(4.14)式の条件下で反応点探索を行ったため、long flight decayのうち約86%は τ^- 粒子の娘粒子を追い上げて来たが、崩壊による角度変化が大きく親粒子である τ^- 粒子は追い上げの条件から外れてしまい、崩壊点を含むplateがvertex plateとなると考えられる。

以上をまとめると、ニュートリノ反応点を含むplate、 τ^- 粒子の崩壊点を含むplate、反応点探索によってvertex plateと定められるplateの相対関係により予想される ν_τ 反応をTable 4.6のようになる。それぞれの予想される崩壊の振舞を S (Short flight decay), $\mathcal{L}\mathcal{L}$ (Long flight Large angle decay), $\mathcal{L}\mathcal{S}$ (Long flight Small angle decay)と以降呼ぶことにする。vertex plateを定めた反応について各ケースの τ^- の振舞を仮定した崩壊探索を行った。

Table 4.6: 予想される τ^- の崩壊点とニュートリノ反応点の含まれるplateの関係

崩壊 plate	vertex plate	category	予想される割合 (r^i)		
			$\tau^- \rightarrow \mu^-$	$\tau^- \rightarrow h^-$	$\tau^- \rightarrow e^-$
= 反応 plate	= 反応 plate (= 崩壊 plate)	S	$.303 \pm .005$	$.284 \pm .009$	$.198 \pm .028$
\neq 反応 plate	= 崩壊 plate	$\mathcal{L}\mathcal{L}$	$.522 \pm .006$	$.545 \pm .009$	$.458 \pm .034$
\neq 反応 plate	= 反応 plate	$\mathcal{L}\mathcal{S}$	$.102 \pm .003$	$.082 \pm .005$	$.105 \pm .020$

Figure 4.15: 予想される τ^- の崩壊の振舞

τ の崩壊の探索は反応点探索された各イベントについて以下に述べる複数の手法の全自動解析装置を用いて τ 粒子の崩壊を探索した。各手法は上に述べた少なくとも1つのケースについて感度を持ち、各イベントについて複数の手法を組み合わせで用いた。この時の組み合わせは解析時期によって異なり、各解析時期ごとの組み合わせの詳細は次章で述べる。

4.6.1 崩壊検出効率

τ の崩壊のケース毎に検出される過程が異なることから、明らかに各ケースの崩壊検出効率は異なると考えられる。そこで、以降の議論では各ケース毎に検出効率の評価を行い、最終的には以下の式を用いて各解析時期の崩壊検出効率をもとめる。

$$\langle \eta_{\text{kink}} \rangle_{\Delta m^2} = \eta_{\Delta m^2}^{\text{def}} \cdot \eta_{\Delta m^2}^{\mu} \cdot \left\{ r_{\Delta m^2}^S \cdot \eta_S + r_{\Delta m^2}^{LL} \cdot \eta_{LL} + r_{\Delta m^2}^{LS} \cdot \eta_{LS} \right\} \quad (4.15)$$

ここで、 $\eta_{\Delta m^2}^{\text{def}}$ は2.3章で述べた ν_{τ} 認定の条件を満たす割合、 $\eta_{\Delta m^2}^{\mu}$ はカウンタによる μ 粒子の識別の信頼性であり、それぞれ Δm^2 に依存する。また、 r^S, r^{LL}, r^{LS} は予想される τ 崩壊の割合であり、これも Δm^2 に依存して変化する (Figure 4.16 に示す)。

$\eta_S, \eta_{LL}, \eta_{LS}$ は各ケースの崩壊検出効率であり、本章でこれを求める。このとき、各ケースの割合 r は Δm^2 による ν_{τ} のエネルギー分布の変化にしたがって変化するが各ケース内では既にトポロジーの同様な崩壊となるので検出効率 η はほとんど変化がないと考えられる。

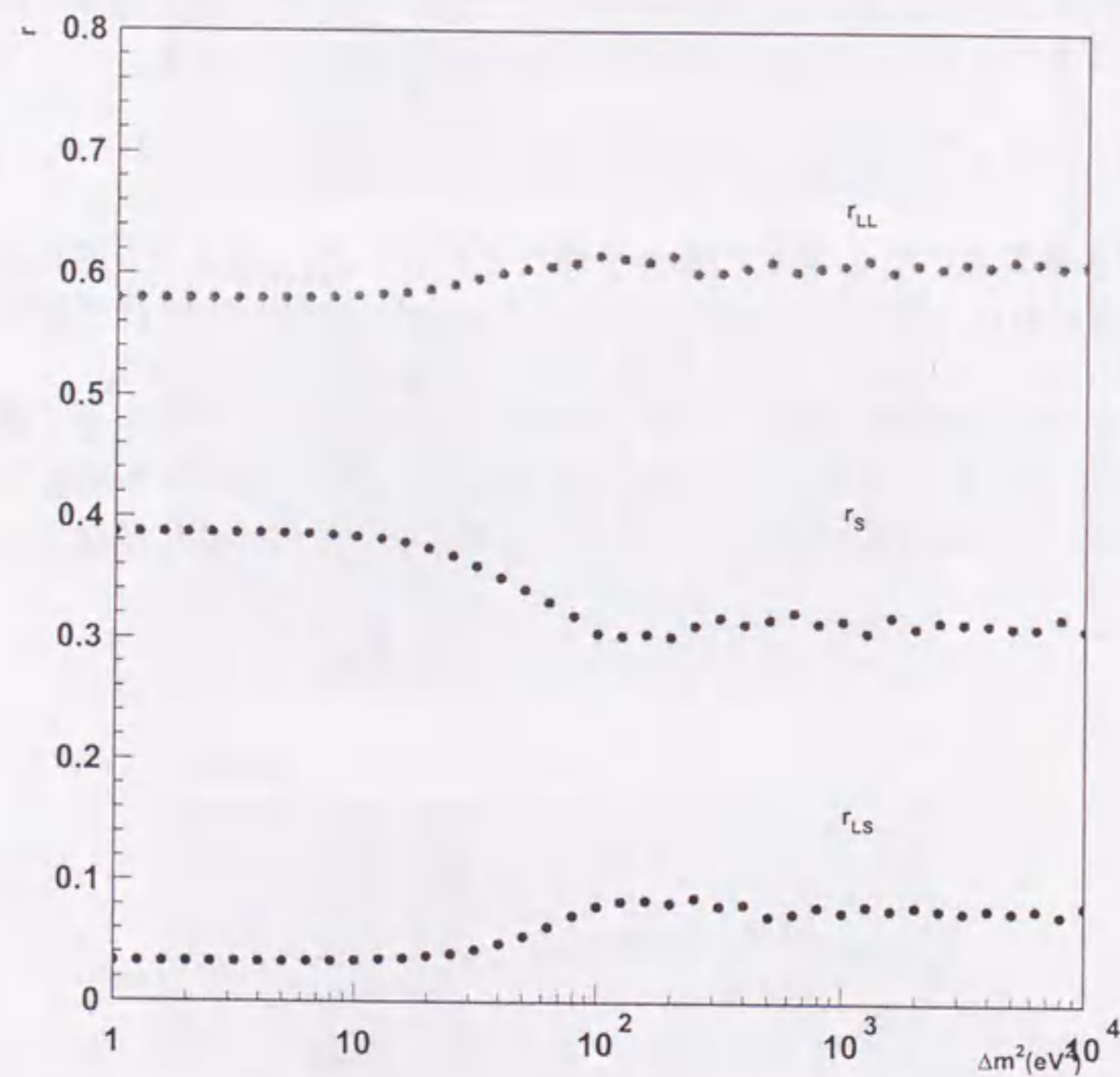


Figure 4.16: r_s, r_{LL}, r_{LS} の Δm^2 依存性

4.6.2 IP法による崩壊探索

深非弾性散乱タイプのイベントに対して、vertex plate の1枚下流の plate の上流面で scanback track とともに TT で再構成された飛跡に近い角度 (角度差 $\Delta\theta < 40\text{mrad.}$) の飛跡を探し、飛跡を見つけた場合にはここで測定した場所、角度を用いて scanback track との最接近距離 (IP=Impact Parameter) を計算した。

ν_μ 反応では、ニュートリノ反応から放出される荷電粒子は反応点からまっすぐ飛来するため、飛跡同士の IP は測定エラーの範囲で 0 になる一方、 ν_τ 反応による τ^- 粒子の崩壊後の娘粒子が scanback track となっており、ニュートリノ反応と同じ plate で崩壊していた場合 (in plate decay) にはこの測定による scanback track と他の飛跡の間では有限な IP を持つと考えられる。

Figure 4.18(上) に IP を測定した結果を示す。横軸に2本の飛跡が最接近となった場所と飛跡を測定した場所 (plate n-1 の最上流面) との距離、縦軸に最接近となった2飛跡間の距離を示した。また、Figure 4.18(下) にはケース S の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の MC イベントの IP を求めた結果を示す。DATA では、ほとんどのイベント (約 90%) は図の実線 ($IP = 2 + 0.006 \times dx$) より下の部分に集まる。実線以下のサンプルの IP の広がりには IP を求める際の飛跡の測定誤差が場所所で約 $1\mu\text{m}$ 、角度で約 6mrad として解釈することのできる広がりである。実線より下の位置つまり $IP < 2 + 0.006 \times dx$ となったイベントはニュートリノ反応点が期待通り vertex plate に存在し、かつ vertex plate 内では scanback track に kink はないと結論した。また、IP が実線より上の部分になったイベントは ν_τ イベントの可能性ありとしてさらに詳しい解析を行った。

このとき、MC による $\tau \rightarrow \mu$ イベントでは実線より上の部分に 59% のイベントが残る。したがって IP 法によるケース S に対する崩壊探索の効率 $\eta^{IP} = 59\%$ と評価される。

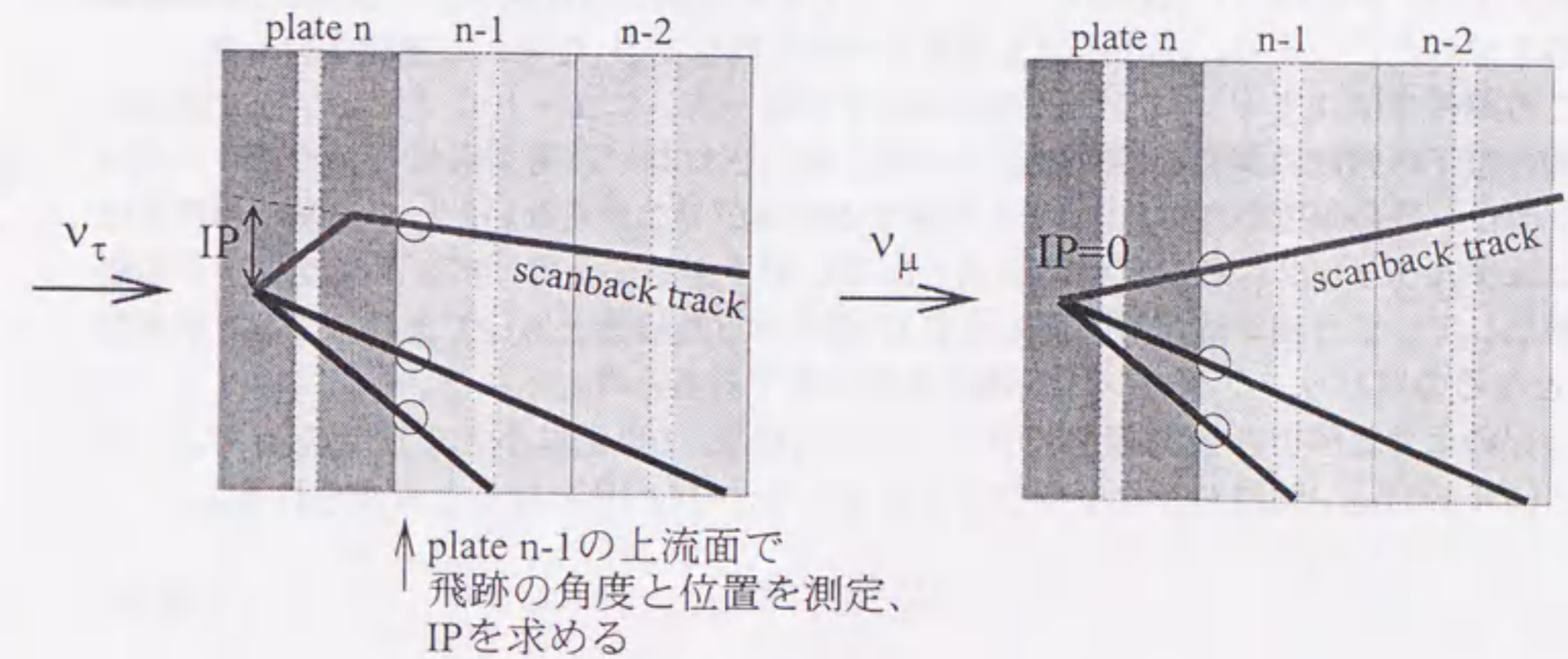


Figure 4.17: IP法による崩壊探索

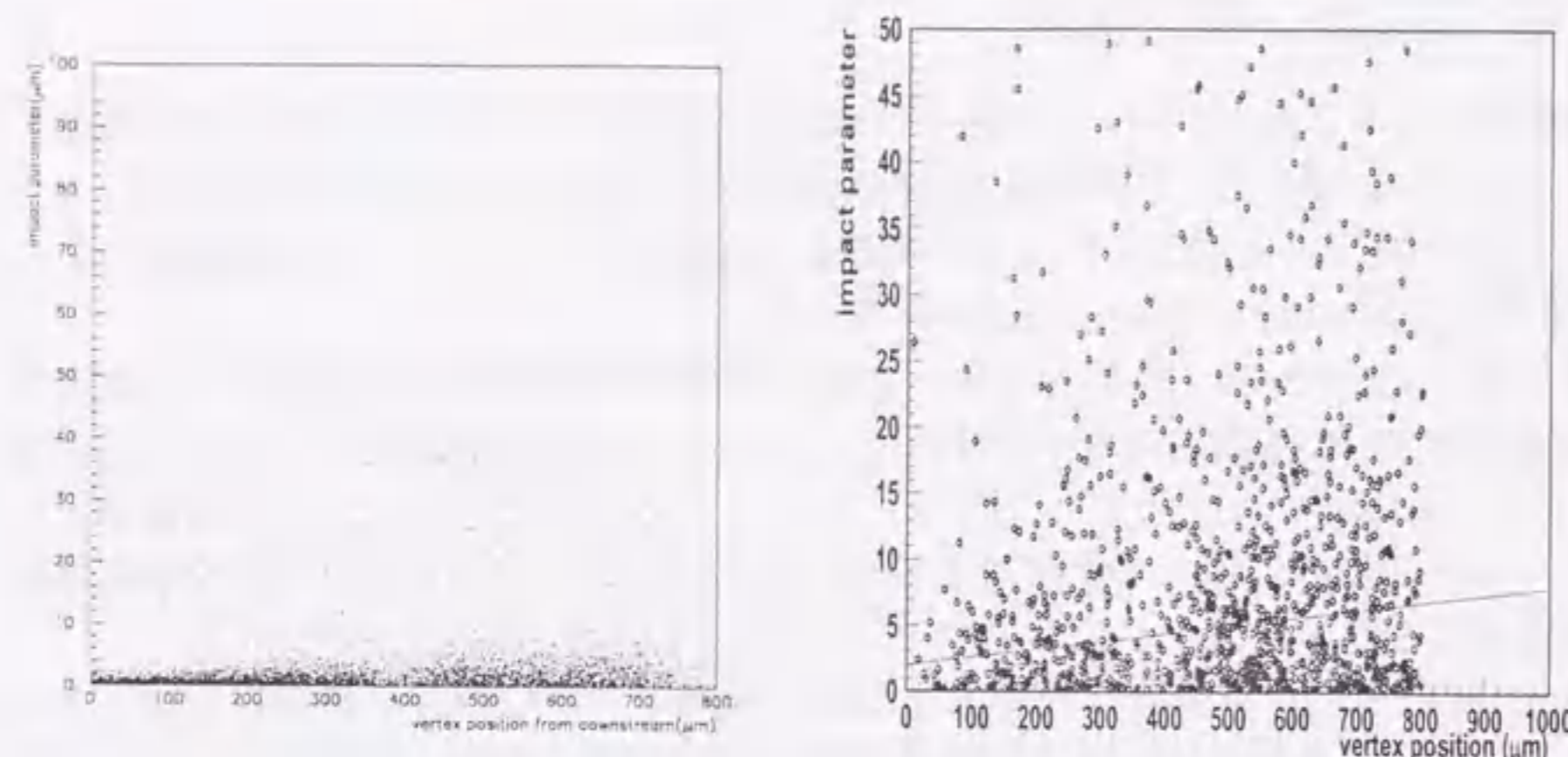


Figure 4.18: IP 測定結果。(左:DATA, 右:MC, $\tau \rightarrow \mu$) 下図のうち, 実線より上の部分の反応が検出可能であり, 検出効率 $\eta^{IP} = 59\%$ と見積もられる。

IP 法におけるバックグラウンド 飛跡による非効率

IP 法による崩壊探索の際, ν_τ 反応からの飛跡を用いて最接近距離を求めると IP がカットを超えて検出されるはずの場合でも, エマルジョンに記録されたバックグラウンドの飛跡を検出してしまい, この飛跡とスキャンバック飛跡との間で小さな IP となってしまって kink の検出ができなくなる非効率と考えられる。

このような非効率を評価するため, ニュートリノ反応点が plate4 ないし 36 の間に確認されたイベントを用い, plate2 にニュートリノ反応点があると仮定して IP 法による崩壊探索を試みた。つまり, plate1 の上流面で飛跡を探して IP を求める解析を行った。

この解析ではスキャンバック飛跡は検出される一方, ニュートリノ反応から放出される他の粒子の飛跡は探索範囲外になるために検出されないと考えられる。つまり, バックグラウンドの飛跡がなければ IP を計算する飛跡が見つからないとして通常の解析ではマニュアルチェックへと送られる結果となるはずである。一方, バックグラウンド飛跡を検出してしまう確率は実際の反応点で IP 法を行った場合と同じであり, ここで小さな IP となるのはバックグラウンド飛跡によるのみであると考えられる。

上記のような解析を 2683 反応に対して行った結果, 160 回は小さな IP となった。つまり, $(6.0 \pm 0.5_{stat})\%$ はバックグラウンドによって小さな IP となると考えられる。

$$\eta_{BG}^{IP} = 0.94 \quad (4.16)$$

4.6.3 Image 解析による崩壊探索

準弾性散乱のようにニュートリノ反応から scanback track 以外の荷電粒子が放出されていないイベントでは IP 法を用いた崩壊探索は機能しない。このようなイベントの kink を検出するために, vertex plate の scanback track 周辺のエマルジョンの画像をエマルジョンプレートの支持体をはさんだ上流側と下流側それぞれを 48 フレームずつに分けてコンピューターに取り込み, (このとき各層の間隔はおよそ $350/(48-1) \approx 7.4\mu\text{m}$ となる) scanback track の飛跡を抽出して飛跡の折れ曲がりを探した。

scanback track の飛跡の抽出は取り込んだ画像の最下流面約 $50\mu\text{m}$ を用いて角度で $\pm 50\text{mrad}$, 場所で $\pm 50\mu\text{m}$ の許容範囲で scanback track の飛跡を探し, 見つけた場合にはその場所からさらに上流側へと飛跡を探して延長した。エマルジョン層の途中で飛跡が見つけられなくなった場合にはその点で大角度の kink の可能性があるので $\pm 200\text{mrad}$ の許容範囲で飛跡をさらに探し, 見つけたら延長することを, 延長できなくなる, またはエマルジョン層の最上流面にたどり着くまで繰り返した。支持体の上流側と下流側は独立して飛跡の抽出を行った。

抽出した飛跡に沿って kink 点を仮定し, 仮定した kink 点の上流側と下流側のそれぞれ $50\mu\text{m}$ ずつを用いて飛跡の角度差を求めた。Figure 4.21 にイメージ解析結果の 1 例を示す。ここでは, CHARM 粒子の崩壊による kink を持つイベントを用いた。エマルジョンの上流側, $Z=150\mu\text{m}$ の地点で $\Delta\theta = 0.07\text{rad}$ の kink が検出された。一方, 下流側の Image では $\Delta\theta < 0.02$ に収まっていることがわかる。

これまでの崩壊探索では $\Delta\theta > 0.03\text{rad}$ となったイベントについて手動精密解析を行った。イメージ解析では 1 枚のエマルジョンプレート中, 上流側及び下流側の表面と指示体に近いそれぞれ約 $50\mu\text{m}$ の領域を除いた部分にある kink を見つけ出すことができ, $\tau \rightarrow \mu$ 崩壊の検出効率は $\eta^{MG} = 30\%$ と評価される。

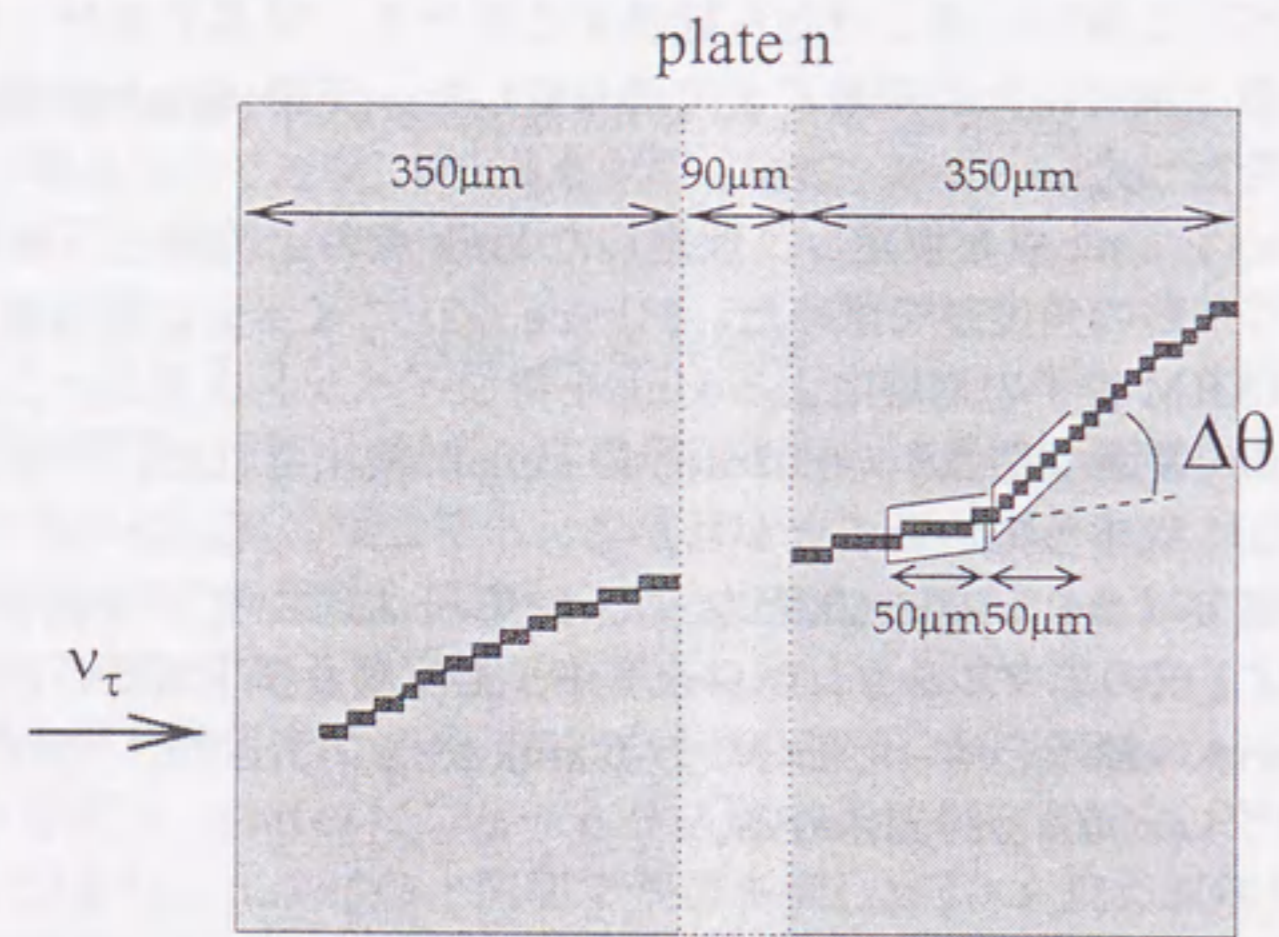


Figure 4.19: Image 解析による崩壊探索方法。エマルジョン 1plate 分の飛跡の画像を取り込み、飛跡の位置を抽出、飛跡上の各点についてその前後 50 μm ずつの飛跡の角度変化を求めた。

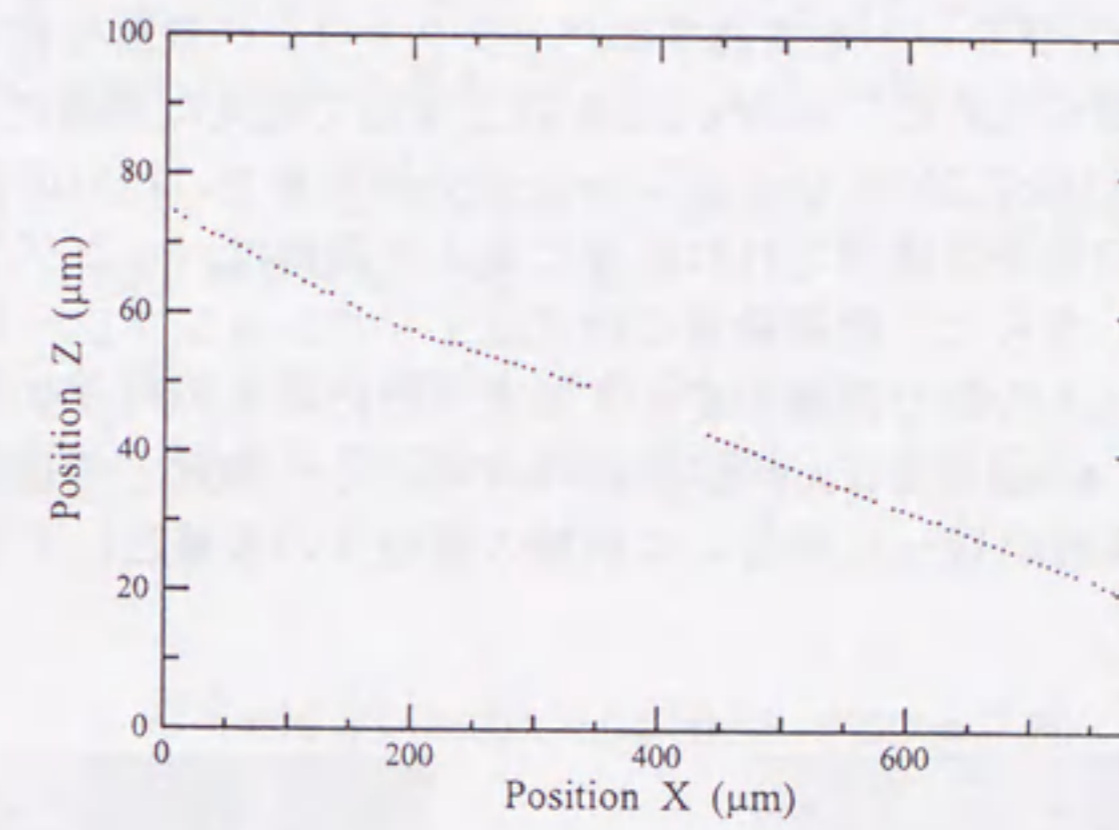
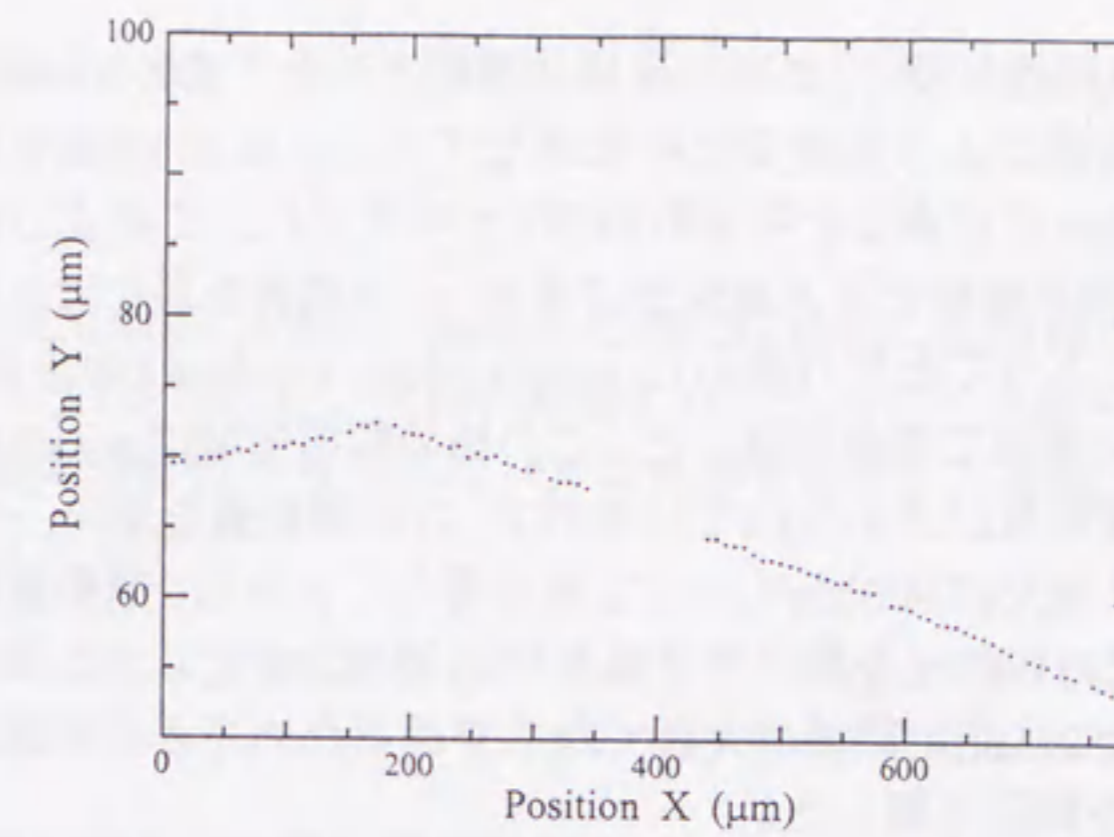


Figure 4.20: イメージ解析により抽出した飛跡

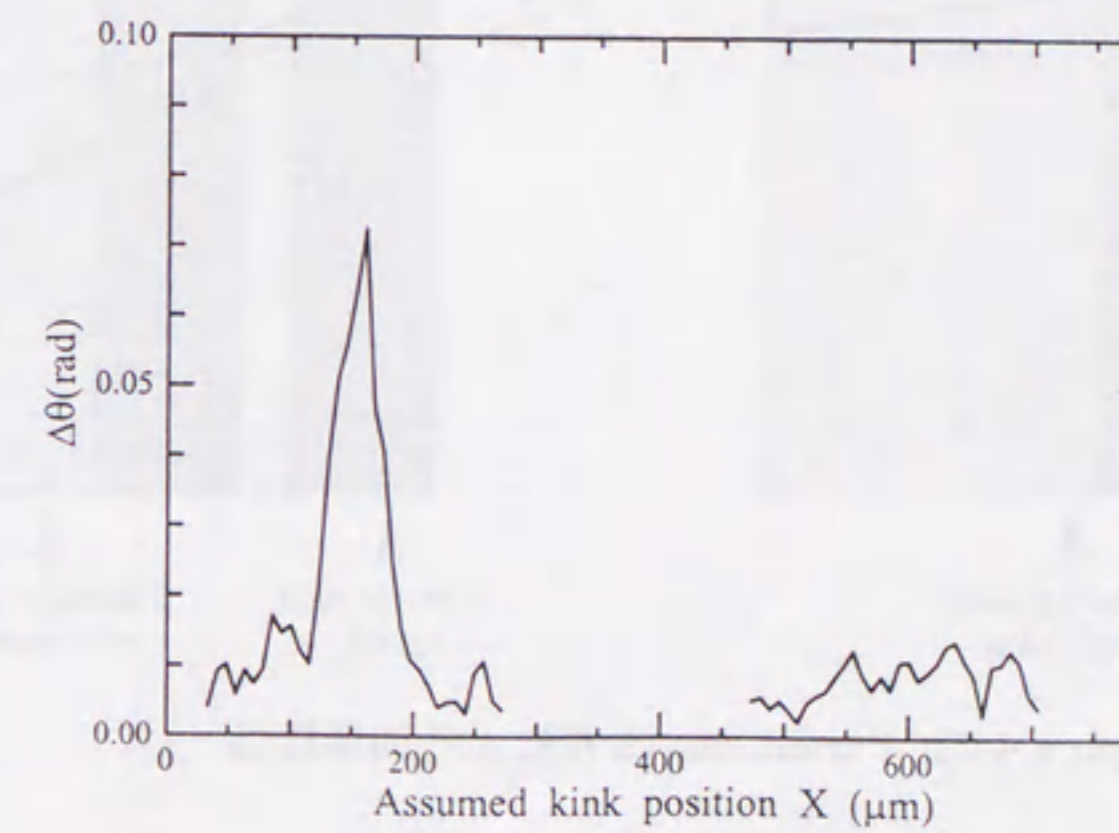


Figure 4.21: イメージ解析による kink 探索結果。飛跡に沿って約 8 μm おきに kink 点を仮定し、各点の上下流側各 50 μm の飛跡の断片の角度差を求めた。このイベントでは Z=150 μm の地点で $\Delta\theta = 0.07\text{rad}$. の kink を検出している。

4.6.4 Parent search 法による崩壊探索

ν_τ 反応による τ^- 粒子の飛程が長く、ニュートリノ反応よりも下流の plate まで飛んでから崩壊するもののうち、崩壊による角度変化の大きなイベントは scanback 法の飛跡の追いつけは崩壊点を含む plate で止まると考えられる (ケース $\mathcal{L}\mathcal{L}$)。このようなイベントの場合、vertex plate の上流面を解析すると親粒子である τ^- の飛跡を見つけられるはずである。そこで、反応点探索によってたどり着いた vertex plate (plate n) の上流側 $100\mu\text{m}$ を反応点探索の時よりも広い領域で飛跡を探した。この時の解析領域は scanback track は後方のカウンターによって運動量が求められているので、この運動量を用い、 $\tau^- \rightarrow X^-$ 崩壊の横方向運動量変化 Pt は最大約 $900\text{MeV}/c$ まで取り得ることから、運動量測定エラーを考慮して $Pt < 1\text{GeV}$ までの親粒子を検出できるだけの領域設定とした。また、scanback track の運動量が低い場合には測定領域が大きくなりすぎるため、さらに親粒子の角度として 250mrad 。以下と言う制限も課した。

Parent Search 法によって vertex plate の上流面で捉えられる信号は目的とする崩壊の親粒子の他に、エマルジョンプレートを貫通するバックグラウンド飛跡も含まれる。バックグラウンド飛跡を取り除くために、vertex plate の上流面で捉えた飛跡に対し、vertex plate の1枚下流 (plate n-1) のエマルジョンプレートの上流面までこれらの飛跡が続いているかを調べ、もしここで飛跡が確認されれば先に捉えた飛跡はバックグラウンド飛跡であるとして取り除いた。さらに、低運動量の粒子はエマルジョンプレート中で多重散乱を受け plate n と plate n-1 の間で角度を変えてしまうために先のバックグラウンド除去では残ってしまうため、scanback track と plate n で検出した飛跡との最接近距離 d を求め、 $d < 15\mu\text{m}$ となる飛跡が残った場合には崩壊の親粒子の候補として手動による精密解析を行った。

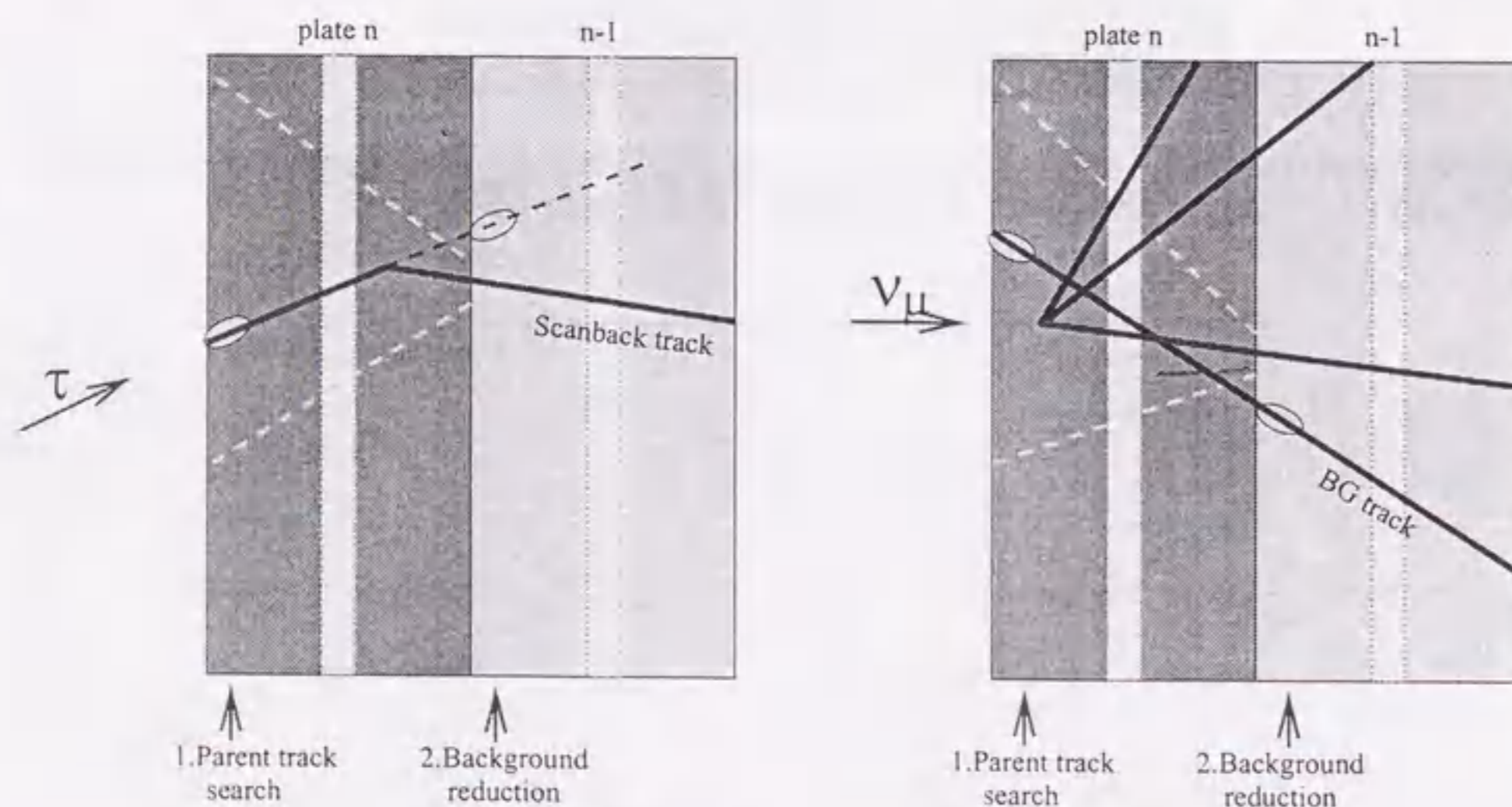


Figure 4.22: Parent search 法による崩壊探索

Parent Search 法による kink 検出効率 (η^{PS})

Parent Search 法による $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の検出効率を以下の式にしたがって求めた。

$$\eta^{PS} = \eta_{par} \cdot \eta_{ang} \cdot \eta_{bg} \cdot \eta_{FV} \cdot \eta_{IP} \quad (4.17)$$

η_{par} : 親の飛跡の検出効率。Parent Search の際には検出した飛跡に対しパルス高のカット $P.H. > 13$ を課した。実際の飛跡のパルス高分布を Figure 4.23 に示す。これより、親の飛跡のうち 93% はパルス高のカットを越え、検出されると考えられる。 $\eta_{par} = 93\%$

η_{ang} : 親の飛跡の角度として $\tan \theta < 0.25$ を課した。Figure 4.24 にモンテカルロによる親の飛跡の角度を示す。これより、 τ の 98% は $\tan \theta < 0.25$ を満たす。 $\eta_{ang} = 98\%$

η_{bg} : 突き抜け飛跡を除去する際に親の飛跡とバックグラウンドの飛跡が偶然 2plate 間でつないでしまう場合が考えられる。バックグラウンド飛跡の密度分布より、6% が chance-coincidence となると考えられる。 $\eta_{bg} = 94\%$

η_{FV} : エマルジョンプレートの上流 $50\mu\text{m}$ 内で崩壊が起こった場合には自動測定で親が検出されない。 $\eta_{FV} = 1 - 50/790 = 93\%$

η_{IP} : スキャンバック飛跡と親の飛跡との最接近距離カット $d < 15\mu\text{m}$ を満たす効率。Figure 4.25 にモンテカルロによる最接近距離の分布を示す。この分布より、 $\eta_{IP} = 99\%$

したがって、

$$\eta^{PS} = 0.93 \cdot 0.98 \cdot 0.94 \cdot 0.93 \cdot 0.99 = 0.78 \quad (4.18)$$

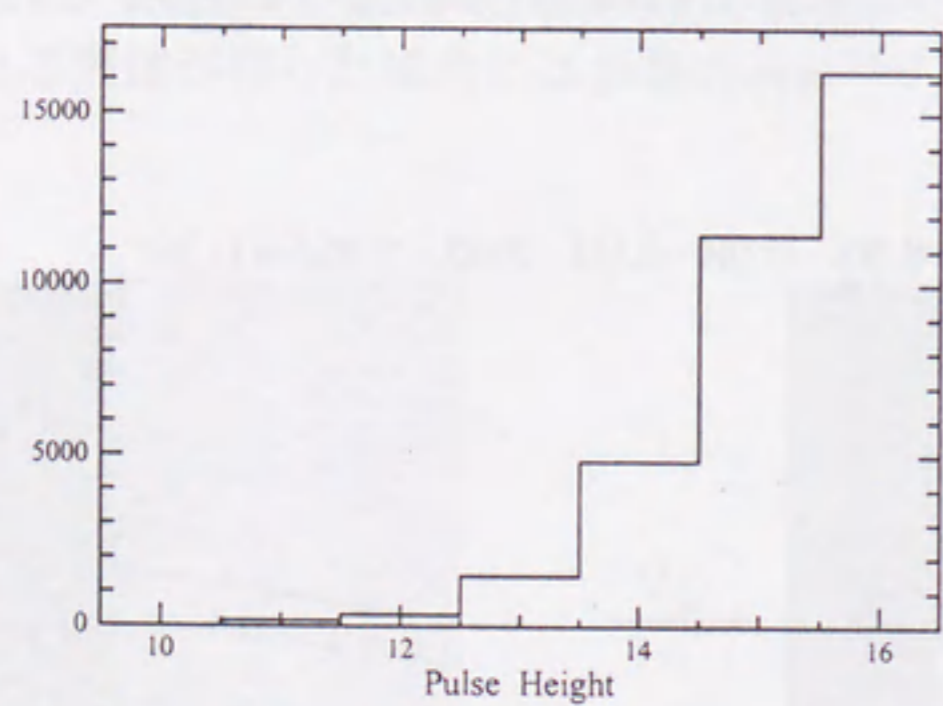


Figure 4.23: 自動測定された飛跡のパルスハイト分布。P.H.> 13のカットを用いると飛跡の93%が検出できる。

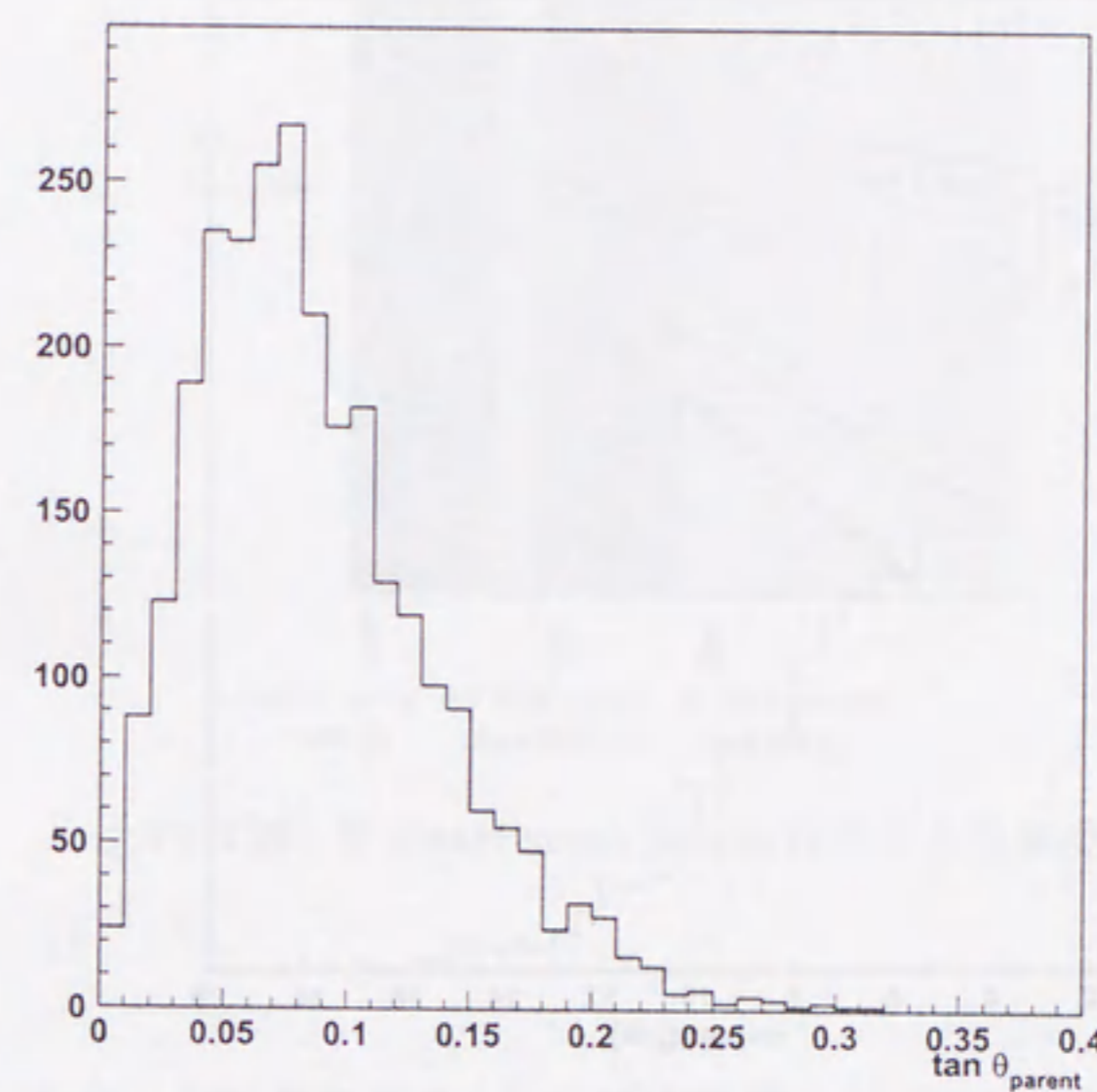


Figure 4.24: MCによるケースLLの $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の親粒子の角度分布。 $\theta_{parent} < 0.25$ のカットによる選択効率は約99%。

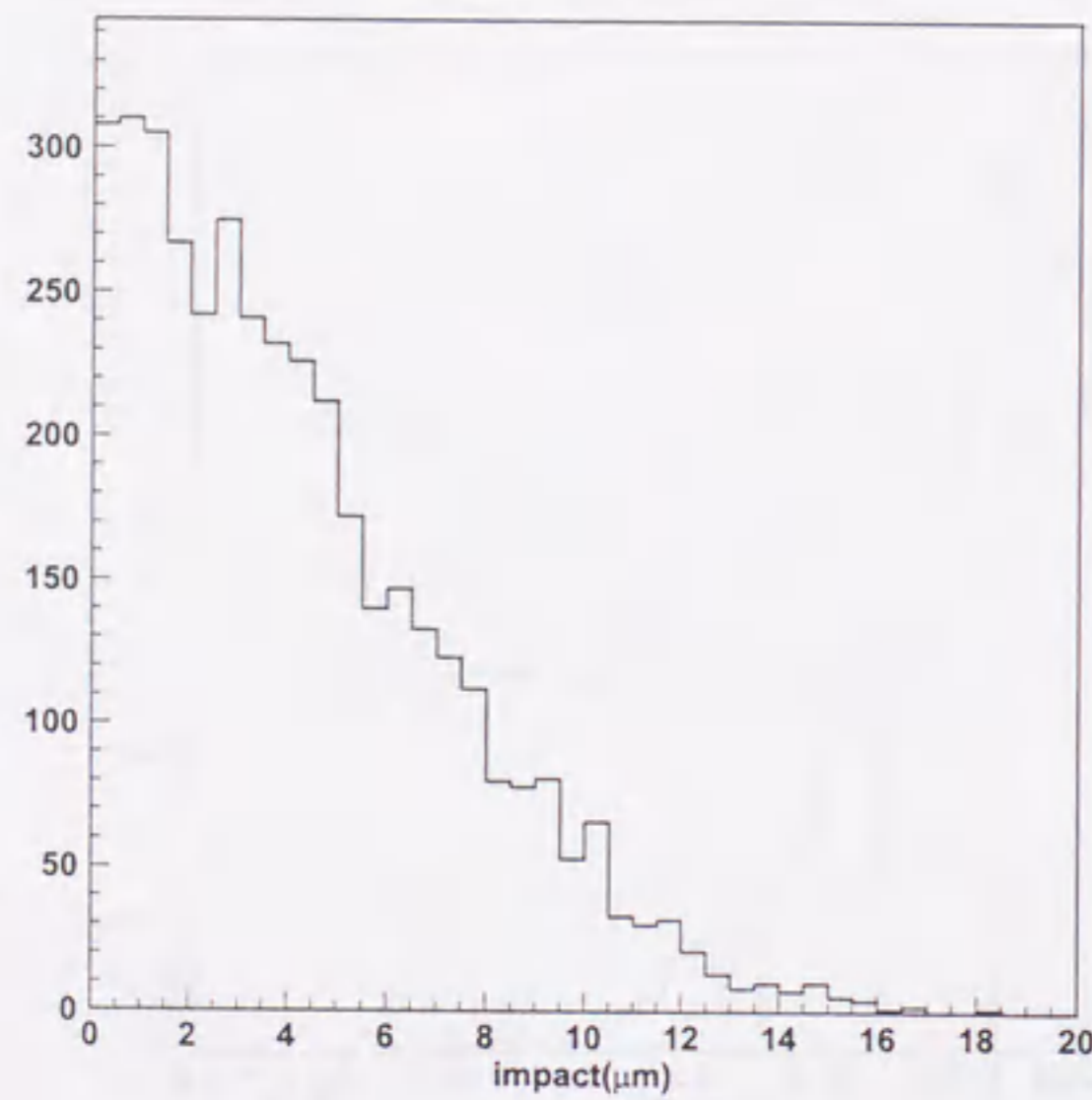


Figure 4.25: MCによるParent Search法によって求められた τ^- 粒子と μ^- 粒子の最近距離の分布。2枚のエマルシオンプレート間で角度測定精度6mrad., 位置測定精度 $1\mu m$ として試算した。 $d < 15\mu m$ のカットによる選択効率は約99%。

4.6.5 半プレート Parent Search 法

Parent Search法の検出効率とイベントの選別能力(manual checkに回る反応数を低く抑える能力)が非常に高いことが明らかになったため, ケースSの崩壊もParent Search法で検出することを考えた。つまり, vertex plateのベースのすぐ下流側 $100\mu m$ の場所で親粒子を探索する手法を開発した。この方法ではケースSのイベント中, 反応点がベース内またはベースより上流に位置し, 崩壊点がベースより下流に位置するイベントを検出することができる。

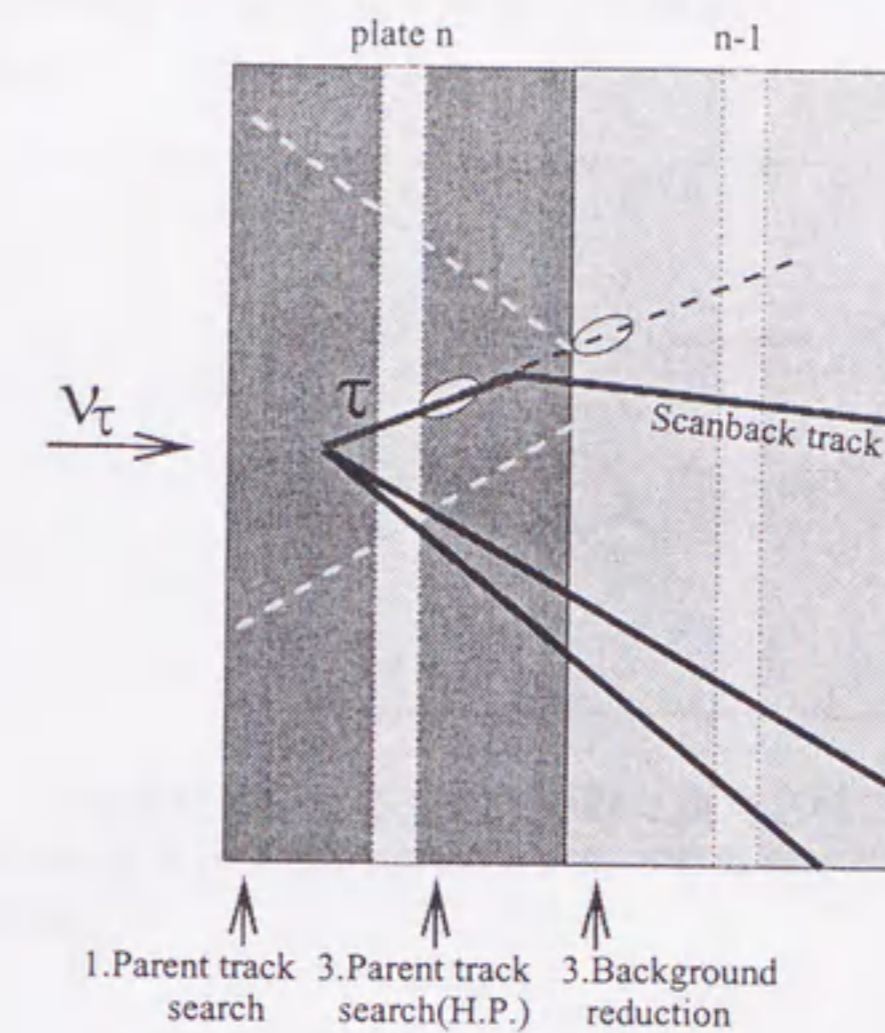


Figure 4.26: 半plateParent search法による崩壊探索

半プレート Parent Search法によるkink 検出効率

半プレート Parent Search法による $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の検出効率はParent Search法と同様に求められる。

$$\eta^{HPS} = \eta_H \cdot \eta_{par} \cdot \eta_{bg} \cdot \eta_{IP} \quad (4.19)$$

η_H : ケースSの崩壊のうち, 半プレート Parent Search法で検出可能なトポロジーを持つ割合。つまり, 反応点がプレート上流側, 崩壊点が下流側の上流部 $50\mu m$ を除いた位置になる割合。 $\eta_H = 32\%$

η_{par} : 親の飛跡の検出効率。 $\eta_{par} = 93\%$

η_{bg} : 突き抜け飛跡を除去する際, Parent Searchと比べ, 比較する2点間の距離が約半分であるため判断基準を厳しくすることが出来る。このため, バックグラウンド飛跡につないでしまう非効率は低くなる。 $\eta_{bg}^S = 97\%$

η_{IP} : 親の飛跡と Scanback 飛跡との間での最接近距離カットを満たす効率。 $\eta_{IP} = 98\%$

したがって,

$$\eta^{HPS} = 0.32 \cdot 0.93 \cdot 0.97 \cdot 0.98 = 0.28 \quad (4.20)$$

4.6.6 P_T 法による崩壊探索

τ^- の飛程が長く、また崩壊角の小さな ν_τ 反応では τ^- の崩壊の娘粒子を scanback し崩壊点の上流へと続く τ^- の飛跡も反応点探索の飛跡追い上げの条件 (4.11)-(4.14) に入り、反応点まで追い上げられると考えられる (ケース LS)。

このような崩壊を検出するために、反応点探索で定めた vertex plate より 1 枚下流の plate の上流面の scanback track の角度と SS での角度を比較し、角度差 $\Delta\theta$ と後方のカウンターで求めた scanback track の運動量 P をもちいて崩壊の横方向運動量 $P_T \equiv P \cdot \sin \Delta\theta$ を求めた。 P_T の測定の結果、250 MeV/c を超えた事象については manual scan によって精密に再測定を行った。

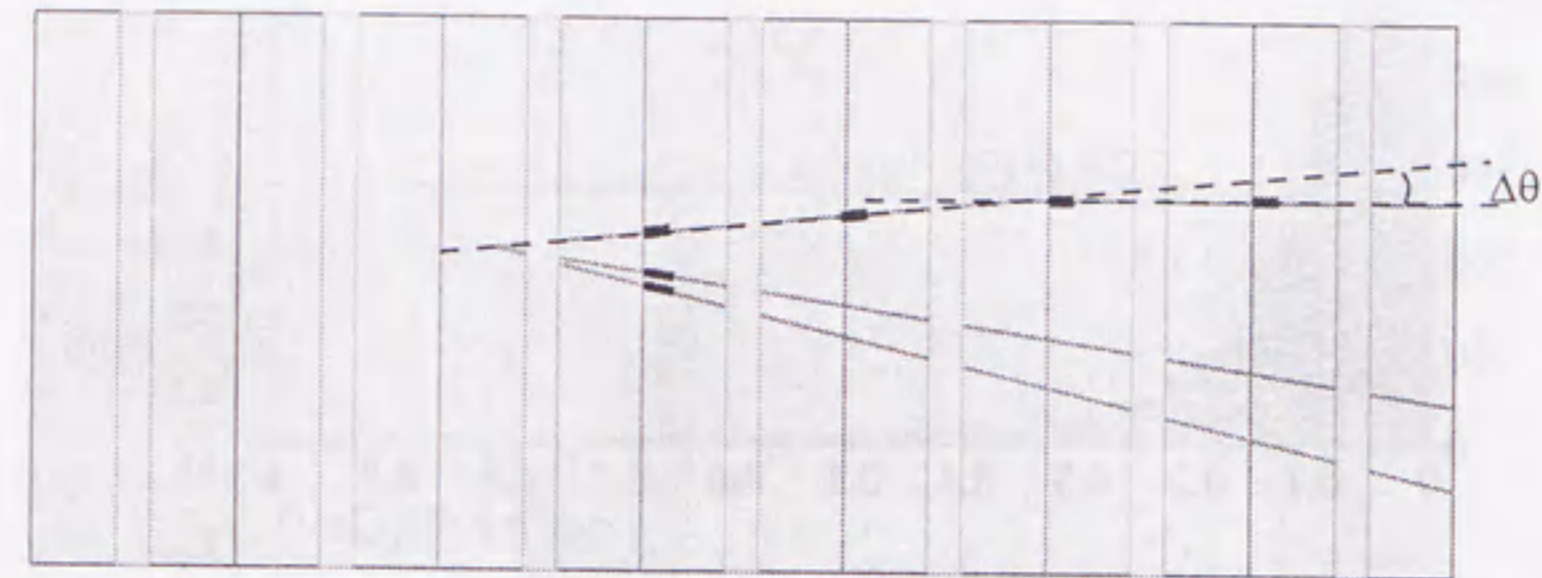


Figure 4.27: P_T 法による崩壊探索。反応点探索の際に測定されている飛跡の場所と角度を用いて飛跡の角度変化を求め、カウンターで再構成された運動量と組み合わせて P_T を求める。

P_T 法による崩壊検出効率

モンテカルロによって P_T 法による測定をシミュレートした結果を Figure 4.29 に示す。ここでは、エマルジョン内での飛跡の角度測定精度として測定値に基づいた値 $\sigma = 6 \text{ mrad}$ をもちいてばらつかせた。この評価の結果により、ケース LS の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊のうち 74% は $P_T > 250 \text{ MeV}/c$ となり、manual scan へと回されることが考えられる。

$$\eta_{LS}^{P_T} = .74 \quad (4.21)$$

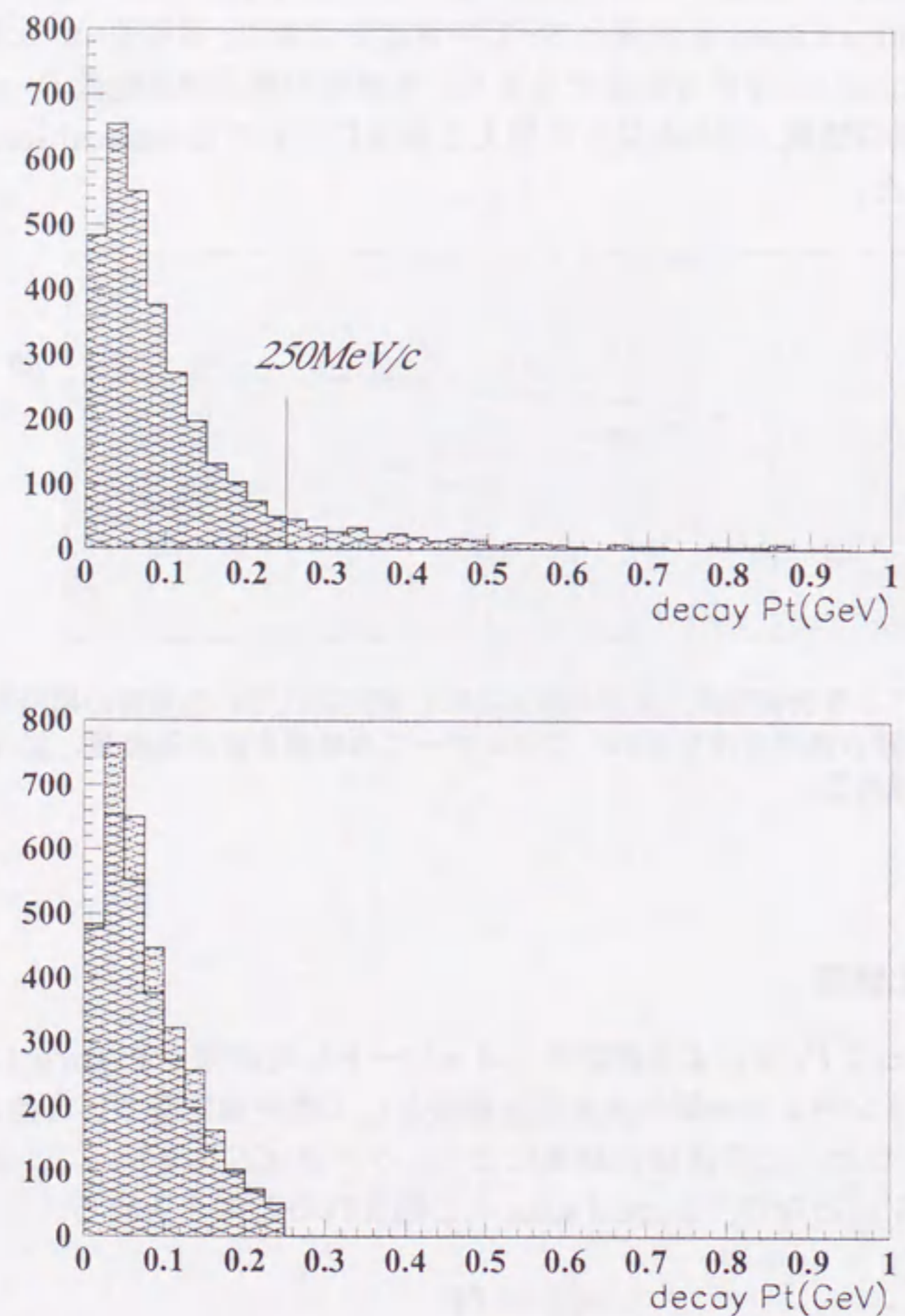


Figure 4.28: P_T 法によって測定された scanback 飛跡の P_T 。(上) 自動測定の結果。250 MeV/c を超えた事象は manual scan で再測定した。(下) 再測定の結果、すべての事象で $P_T < 250 \text{ MeV}/c$ となった。

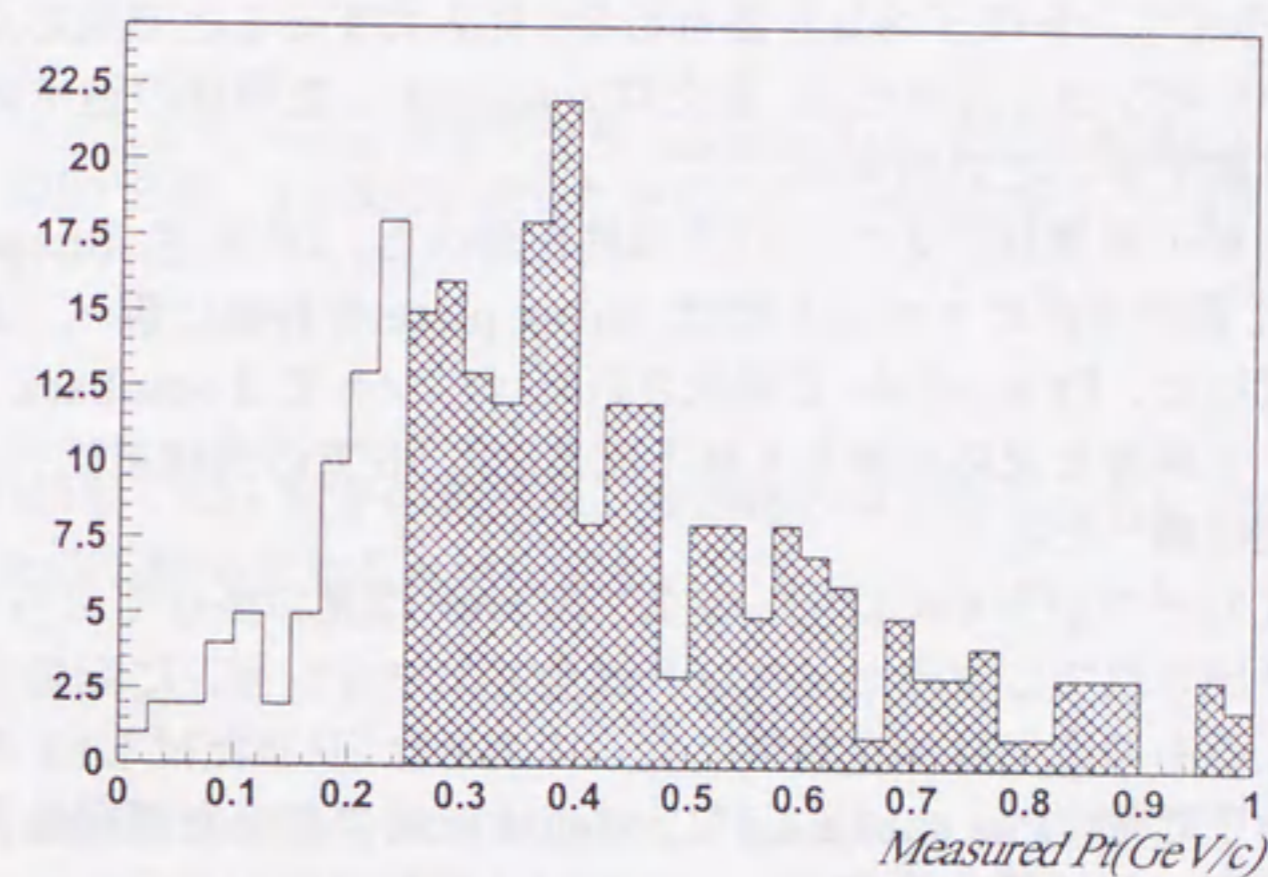


Figure 4.29: モンテカルロによる $\tau^- \rightarrow \mu^-$ の P_T 法によって測定された P_T 分布。ケース LS の崩壊のうち 74% は自動測定によって $P_T > 250 \text{ MeV}/c$ となると見積もられる。

Table 4.7: IP 法によって manual scan へと回された原因の調査結果

	Large IP	No Vertex
Charm 粒子の崩壊	3	2
測定エラーによるしみだし	3	0
μ^- 以外の飛跡が反応点にない	7	3
反応点探索ミス	8	5

4.7 精密再測定

自動解析によって kink の可能性があるとして判断されたイベントは manual scan 用顕微鏡ステージを用いて人手によって再び測定を行い、最終的な判断を下した。

manual scan 用顕微鏡ステージは PC によってステージの制御、座標の読み取りをすることができ、目的とするイベントのイベント番号を PC に入力することで反応点探索時の情報をデータベースから呼び出して反応点、または scanback した飛跡の途中の任意の場所へ顕微鏡の視野を移動することが出来る。

精密再測定では全自動の崩壊探索の出力の正当性を調べた。IP 測定、Image analysis、Parent search によって選択されたイベントでは vertex plate を詳細に調べ、kink が本当に存在しているか確認した。Pt analysis で選択されたイベントでは scanback track の反応点から放出されている角度と反応点から 5 枚下流または SS での角度を比べ、途中で角度変化がないかを詳細に調べた。

現在まで解析を終えたイベント中には $\tau^- \rightarrow X^-$ の kink は見つかっておらず、全自動崩壊探索によって選り出されてしまったイベントは全てエマルジョンに記録されたバックグラウンド飛跡によるものまたは測定精度によって大きな IP または kink 角に見えてしまったイベントばかりであった。Table 4.7 に manual scan に回った原因のあるサブサンプルについて詳細に調べた結果を示す。

manual scan の kink 検出効率 (η^{man})

manual scan は崩壊探索の最終段階であり、 τ 粒子の崩壊がどのケースであったとしても manual scan によって kink が確認されることによって信号の検出となる。

manual scan の検出効率を評価するに当り、過去に数多く行われたエマルジョン実験で経験的に知られている値である、kink の角度変化 $\Delta\theta$ が飛跡の角度 θ の 1 割以上、かつ、 $\Delta\theta > 10\text{mrad}$. であれば検出可能であるという値を用いた。

$$\begin{aligned} \Delta\theta_{kink} &> 0.1\theta \\ \Delta\theta_{kink} &> 10\text{mrad}. \end{aligned} \quad (4.22)$$

ケース S の崩壊では IP のカットを超えた $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の $\Delta\theta$ 対 θ の分布は Figure 4.30 の様になり、モンテカルロで生成した 500 反応中すべて (4.22) を満たす。

$$\eta_{man}^S > 1 - 2.3/500 = .995(90\%C.L.) \quad (4.23)$$

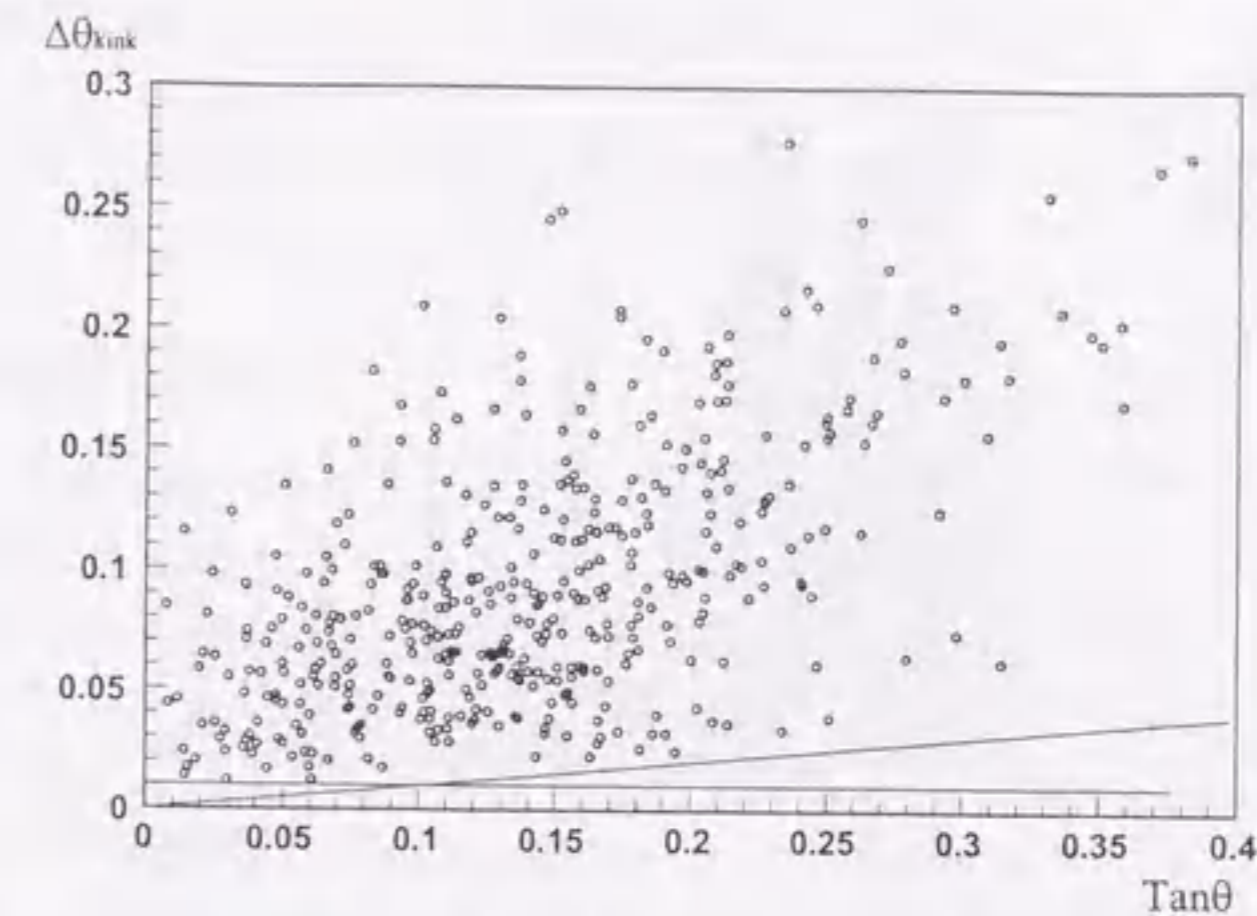


Figure 4.30: ケース S の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊のうち、manual scan まで生き残ると考えられるものの $\Delta\theta$ - θ 分布。500 反応生成した中ですべて manual scan では検出できると考えられる。

ケース LL の崩壊では τ 粒子の飛距離、崩壊時の角度変化ともに十分にあり、manual scan では崩壊を必ず検出することが出来る。

$$\eta_{man}^{LL} = 1 \quad (4.24)$$

ケース LS の崩壊では崩壊の角度が小さく、manual scan の際には kink を直接観測することは難しい。LS の崩壊の候補として manual scan に回されたイベントに対しては、ニュートリノ反応点の可能な限り近くと 5 プレート以上離れた場所で飛跡の角度を測定し、Pt を求め直した。また、5 プレートの間で scanback 時に飛跡の乗り違えが起こっていないかを確認した。この過程中、Pt を求め直す際に角度測定のエラーによって小さな Pt となってしまった場合には τ の信号を見落とすことになる。Figure 4.31 にケース LS の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊のうち Pt 法によって manual scan へ回ると考えられる反応に対し、manual scan で Pt を求め直すシミュレーションを行った結果の Pt 分布を示す。ここでは manual scan による飛跡の角度測定精度として実験値より 6mrad. を用いた。この結果より、manual scan ではケース LS の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊に対して 93% の検出効率で manual scan は kink を検出できると評価される。

$$\eta_{man}^{LS} = .93 \quad (4.25)$$

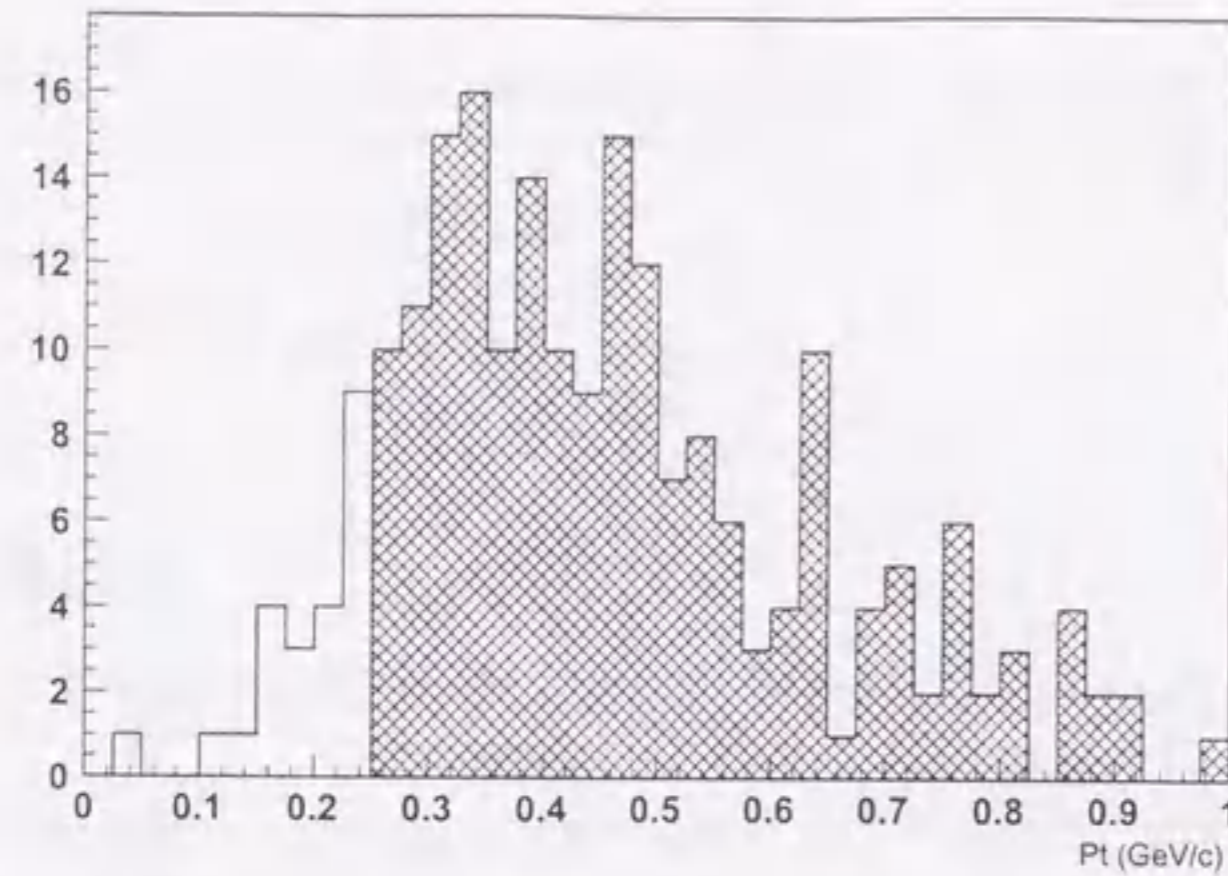


Figure 4.31: ケース LS の manual scan による Pt 再測定のシミュレーション結果。90%は $P_T > 250 \text{ MeV}/c$ として検出されると考えられる。

4.8 検出効率の検証

前章でモンテカルロシミュレーションを用いて求めた τ 崩壊の検出効率を検証するために τ 探索と同様の方法を用いてチャーム粒子の崩壊とハドロンのエマルジョン中での2次衝突を検出し、これらの検出効率をモンテカルロによって求めたものと比較をした。

4.8.1 チャーム粒子の検出

CHORUS 実験のエネルギー領域では ν_μ C.C. 反応のうち約5%でチャーム粒子が生成され、生成されたチャーム粒子のうち約10%は μ^+ を伴う。このようなイベントではカウンターでニュートリノ反応点からの μ^- 粒子とチャーム粒子の崩壊による μ^+ の双方が検出されるはずである (dimuon イベント)。また、標的エマルジョン中でのチャーム粒子の崩壊はチャーム粒子の飛程、崩壊 Pt とともにニュートリノ振動による τ^- 粒子の場合と似通っており、 μ^- 粒子を scanback track として ν_τ 探索を行うのと同じ手法を用いて dimuon イベントの μ^+ を scanback track としてその kink を探索するとチャーム粒子の μ^+ への崩壊を検出することが出来ると考えられる。

1995年照射分のニュートリノ反応のうち、dimuon イベントの μ^+ を scanback track として期間 III の 1μ サンプルと同様の解析を行い、反応点探索によって 284 イベントが標的エマルジョン中で検出され、これらに対して反応点探索を行い、8 イベントでチャーム粒子の崩壊を検出した。検出されたチャーム崩壊のうち3例を Figure 4.32 に示す。モンテカルロでは反応点探索された 284 反応中、 15.1 ± 1.4 イベントのチャーム粒子を含む反応があると予測され、またこれらに対する反応の検出効率は $(49 \pm 2)\%$ と見積もられる。つまり、モンテカルロでは 7.3 ± 1.1 イベントが検出されると期待され、実際に検出した 8 イベントと比べてよく合う。

さらに、1996年照射分のニュートリノ反応からは17例のチャーム粒子の μ^+ への崩壊が検出された。先に述べた8例と合わせて25例のチャームの崩壊が検出されたのに対し、モンテカルロによる予想値は 22.8 ± 3.9 反応であり、実験値とよく合う。

4.8.2 2次衝突の検出

ニュートリノ反応によって発生したハドロンはエマルジョン中で2次衝突を起こし、その平均自由行程は $\lambda \sim 40 \text{ cm}$ である事は2.6章で述べた。NC-like サンプルの解析ではハドロンの飛跡を scanback track として用いたため、 τ 粒子の崩壊以外に2次衝突点にたどり着いた場合にも kink 候補として手動精密解析の対象となる。

手動解析の段階ではエマルジョンを顕微鏡で観察するとハドロンの2次衝突点からは衝突相手の原子核が破碎された破片がニュートリノ反応点と同じように放出されるのでほとんどの場合その飛跡が確認でき、粒子の崩壊と区別する事が出来る。

2次衝突の発生頻度はハドロンが物質中を飛行した距離に比例するため、その検出頻度はハドロンの飛跡の kink を探索する解析を行った距離に比例すると考えてよい。NC-like サンプルの解析では標的エマルジョン中で合計 55m の飛跡を解析し、kink を探した中で 21 例の2次衝突が検出された。一方モンテカルロでは 55m 中 24 ± 2 例の2次衝突が検出できると計算され、測定値とよく合う。

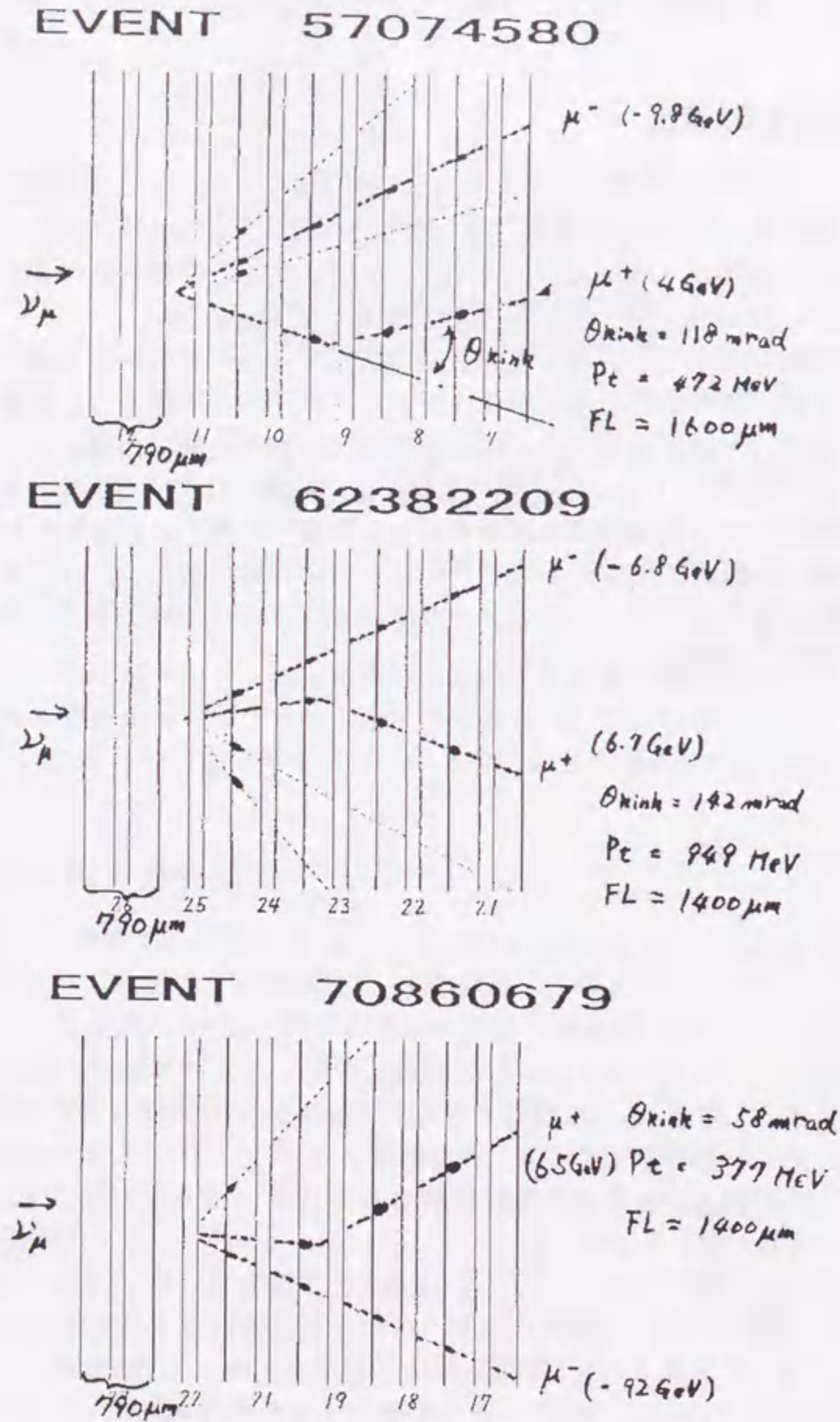


Figure 4.32: Parent Search 法によって検出されたチャーム粒子の崩壊

4.9 解析期間による崩壊探索手法の組合せ

前章でエマルション内の ν_τ 反応探索の方法を述べたが、実際には解析を行う途中で試行錯誤を繰り返しながら解析方法を次第に確立して来た。また、全自動解析装置の開発、増強も並行して行われ、解析の初期段階では解析速度が足りずに不可能であった解析方法も現在では高速な解析装置を多数導入したことにより可能となって来た。ここでは、実験の解析時期を5期に分け、それぞれの時期における導入した解析方法について述べる。

期間 I (~1996年6月): 1994年に照射したビームによる CC-like サンプルから μ^- 粒子を scanback track とし、plate4 ないし 36 が vertex plate となった 2359 反応に対し前章の IP 法、 P_T 法を用いて崩壊探索をした。

TT によって scanback track 以外に 1 本以上飛跡が再構成されたイベントで、 $IP < 2 + 0.006 + dX (\mu\text{m})$, dX は最接近となる位置のエマルシオンプレート下流面からの距離、かつ、 P_T 法により $P_T \leq 250 \text{ MeV}/c$ となったイベントは ν_μ 反応であるとし、残りの大きな IP、または IP を求めるための相方の飛跡がエマルシオンで見つけられなかった場合、また、 P_T 法により $P_T > 250 \text{ MeV}/c$ となった場合には manual scan を行った。また、IP 法の適用できない μ^- のみが TT に最構成されたイベントはすべて manual scan によって精密解析を行った。解析した反応中約 50% が manual scan の対象となった。

期間 I の崩壊検出効率は

$$\begin{aligned} \eta_S &= \eta_S^{\text{man}} \cdot \{r_{IP} \cdot \eta^{IP} + (1 - r_{IP})\} \\ &= .99 \{ .70 \cdot .56 + 0.30 \} \\ &= .69, \end{aligned} \tag{4.26}$$

$$\begin{aligned} \eta_L &= \eta_{LL}^{\text{man}} \cdot \{r_{IP} \cdot \eta^{\text{long}} + (1 - r_{IP})\} \\ &= 1 \cdot \{ .70 \cdot .96 + .30 \} \\ &= .97, \end{aligned} \tag{4.27}$$

$$\begin{aligned} \langle \eta^{\text{kink}} \rangle_{(\infty)} &= \eta^{\text{def}} \cdot \eta^\mu \cdot \{r_S \cdot \eta_S + r_L \cdot \eta_L\} \\ &= .77 \cdot .90 \cdot \{ .30 \cdot .69 + .70 \cdot .97 \} \\ &= .61 \end{aligned} \tag{4.28}$$

と計算される。ここで、 r_{IP} は IP 法の対象となる反応の割合 (カウンターで μ 粒子以外に 1 本以上飛跡が再構成される割合) であり、また、この時期の検出効率の評価の際にはケース LL とケース LS を区別せずにあつかったため、long flight のケース全体での検出効率の評価をおこなった。

期間 II (~1996年10月): 1994年に照射したビームによる CC-like サンプルから μ^- 粒子を scanback track とし、plate4 ないし 36 が vertex plate となった 10694 反応に対し前章の IP 法、 P_T 法を用いて崩壊探索をした。

TTによって scanback track 以外に1本以上飛跡が再構成されたイベントで、 $IP < 2 + 0.006 + dX(\mu m)$, dX は最接近となる位置のエマルシオンプレート下流面からの距離, かつ, P_T 法により $P_T \leq 250 MeV/c$ となったイベントは ν_μ 反応であるとし, 残りの大きな IP, または IP を求めるための相方の飛跡がエマルシオンで見つけられなかった場合, また, P_T 法により $P_T > 250 MeV/c$ となった場合には manual scan を行った。また, IP 法の適用できない μ^- のみが TT に最構成されたイベントはすべて manual scan によって精密解析を行った。解析した反応中約 50% が manual scan の対象となった。期間 II の崩壊検出効率は

$$\begin{aligned}\eta_S &= \eta_S^{man} \cdot \{r_{IP} \cdot \eta^{IP} \cdot \eta^{BG} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta_S^{img}\} \\ &= .99\{.87 \cdot .55 + .13 \cdot .51\} \\ &= .54,\end{aligned}\quad (4.29)$$

$$\begin{aligned}\eta_{LL} &= \eta_{LL}^{man} \cdot \{r_{IP} \cdot \eta^{BG} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta_{LL}^{img}\} \\ &= 1 \cdot \{.88 \cdot .94 + .12 \cdot .66\} \\ &= .91,\end{aligned}\quad (4.30)$$

$$\begin{aligned}\eta_{LS} &= r_{IP} \cdot \eta^{Pt} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{Pt} \cdot \eta^{man} \\ &= .88 \cdot .71 \cdot .95 + .12 \cdot .93 \cdot .92 \\ &= .69,\end{aligned}\quad (4.31)$$

$$\begin{aligned}\langle \eta^{kink} \rangle_{(\infty)} &= \eta^{\tau def} \cdot \eta^\mu \cdot \{r_S \cdot \eta_S + r_{LL} \cdot \eta_{LL} + r_{LS} \cdot \eta_{LS}\} \\ &= .82 \cdot .96 \cdot \{.30 \cdot .54 + .61 \cdot .91 + .09 \cdot .69\} \\ &= .61\end{aligned}\quad (4.32)$$

と計算される。

期間 III (~1997年4月): 1994年に照射したビームによる CC-like サンプルから μ^- 粒子を scanback track とし, plate4 ないし 36 が vertex plate となった 4943 反応のうち TT で 2 本以上の飛跡が最構成されたイベントに対して前章の IP 法, P_T 法を用いて崩壊探索を行い, $IP > 2 + 0.006 + dX(\mu m)$ となったイベントおよび TT で 1 本だけ飛跡が再構成されたイベントに対して Image 解析を用いて崩壊探索を行った。解析した反応中約 15% が manual scan の対象となった。期間 II の崩壊検出効率は

$$\begin{aligned}\eta_S &= r_{IP} \cdot \eta^{IP} \cdot \eta^{BG} \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} \\ &= .87 \cdot .59 \cdot .94 \cdot .99 + .13 \cdot .51 \cdot .99 \\ &= .33,\end{aligned}\quad (4.33)$$

$$\begin{aligned}\eta_{LL} &= r_{IP} \cdot \eta^{BG} \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} \\ &= .88 \cdot .94 \cdot .67 \cdot 1 + .12 \cdot .66 \cdot 1 \\ &= .63,\end{aligned}\quad (4.34)$$

$$\begin{aligned}\eta_{LS} &= r_{IP} \cdot \eta^{Pt} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{Pt} \cdot \eta^{man} \\ &= .88 \cdot .71 \cdot .95 + .12 \cdot .93 \cdot .92\end{aligned}$$

$$= .69,\quad (4.35)$$

$$\begin{aligned}\langle \eta^{kink} \rangle_{(\infty)} &= \eta^{\tau def} \cdot \eta^\mu \cdot \{r_S \cdot \eta_S + r_{LL} \cdot \eta_{LL} + r_{LS} \cdot \eta_{LS}\} \\ &= .82 \cdot .96 \cdot \{.30 \cdot .33 + .61 \cdot .63 + .09 \cdot .69\} \\ &= .43\end{aligned}\quad (4.36)$$

と計算される。

期間 IV (~1998年3月): 1994,5年に照射したビームによる CC-like サンプルから 19080 反応, 1995年に照射したビームによる NC-like サンプルから 7081 反応が plate4 ないし 36 で vertex plate となった。これらのイベントに対し, まず IP 法と Image 解析を行い, $IP < 2 + 0.006 + dX(\mu m)$ となったイベントおよび Image 解析によりイメージ中にニュートリノ反応による核の破片の飛跡が検出された場合には ν_μ 反応と判断した。残りのイベントに対し Parent search 法を用いてケース LL の kink を探索し, 親粒子の飛跡の候補が見つかり, scanback track に対して $IP < 15\mu m$ であった場合には manual scan によって精密解析を行った。解析した反応中約 10% が manual scan の対象となった。期間 IV の崩壊検出効率は

$$\begin{aligned}\eta_S &= r_{IP} \cdot \eta^{IP} \cdot \eta^{BG} \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} \\ &= .87 \cdot .59 \cdot .94 \cdot .99 + .13 \cdot .51 \cdot .99 \\ &= .33,\end{aligned}\quad (4.37)$$

$$\begin{aligned}\eta_{LL} &= r_{IP} \cdot \eta^{BG} \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{img} \cdot \eta^{man} \\ &= .88 \cdot .94 \cdot .67 \cdot 1 + .12 \cdot .66 \cdot 1 \\ &= .63,\end{aligned}\quad (4.38)$$

$$\begin{aligned}\eta_{LS} &= r_{IP} \cdot \eta^{Pt} \cdot \eta^{man} + (1 - r_{IP}) \cdot \eta^{Pt} \cdot \eta^{man} \\ &= .88 \cdot .71 \cdot .95 + .12 \cdot .93 \cdot .92 \\ &= .69,\end{aligned}\quad (4.39)$$

$$\begin{aligned}\langle \eta^{kink} \rangle_{(\infty)} &= \eta^{\tau def} \cdot \eta^\mu \cdot \{r_S \cdot \eta_S + r_{LL} \cdot \eta_{LL} + r_{LS} \cdot \eta_{LS}\} \\ &= .82 \cdot .96 \cdot \{.30 \cdot .33 + .61 \cdot .63 + .09 \cdot .69\} \\ &= .43\end{aligned}\quad (4.40)$$

と計算される。

期間 V (~1998年6月): 1996年に照射したビームによる CC-like サンプルから 30128 反応が plate4 ないし 36 で vertex plate となった。これらのイベントに対し, IP 法, Image 解析を行い, $IP < 2 + 0.006 + dX(\mu m)$ となったイベントおよび Image 解析によりイメージ中にニュートリノ反応による核の破片の飛跡が検出され, さらにイメージ中に kink が見つからない場合には ν_μ 反応と判断した。残りのイベントに対し Parent search 法を用いてケース LL の kink を探索し, また半プレート option を適用して親粒子の飛跡の候補が見つかり, scanback track に対して $IP < 15\mu m$ で

あった場合, manual scan による精密解析を行った。期間 IV では解析した反応中約 5% が manual scan の対象となった。また, 期間 IV の崩壊検出効率は

$$\eta_S = \eta^{HPS} = .28, \quad (4.41)$$

$$\begin{aligned} \eta_{LL} &= \eta^{PS} \cdot \eta^{BG} \cdot \eta_{LL}^{man} \\ &= .79 \cdot .96 \cdot 1 \\ &= .75, \end{aligned} \quad (4.42)$$

$$\eta_{LS} = 0, \quad (4.43)$$

$$\begin{aligned} \langle \eta^{kink} \rangle_{(\infty)} &= \eta^{\tau def} \cdot \eta^{\mu} \cdot \{r_S \cdot \eta_S + r_{LL} \cdot \eta_{LL} + r_{LS} \cdot \eta_{LS}\} \\ &= .77 \cdot .99 \cdot \{.35 \cdot .28 + .56 \cdot .75 + .09 \cdot .00\} \\ &= .37 \end{aligned} \quad (4.44)$$

と計算される。

5章 解析結果

5.1 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ 振動に対する感度

前章で述べた方法によりこれまでに C.C.-like サンプルから 67,204 反応と N.C.-like サンプルから 6,844 反応をエマルジョン中で検出し, 崩壊探索を行ったが ν_{τ} 候補は 1 例も見られなかった。この結果から $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ 振動に対する排除領域を求める。

(2.7) 式は, ニュートリノフラックスを約分でき,

$$\frac{N_{\tau}}{N_{\mu}} = \sin^2 2\theta \cdot \langle P' \rangle_{\Delta m^2} \cdot \frac{\langle \sigma_{\tau} \rangle_{\Delta m^2}}{\langle \sigma_{\mu} \rangle} \cdot \frac{\langle A_{\tau} \rangle_{\Delta m^2}}{\langle A_{\mu} \rangle} \cdot BR \cdot \langle \eta^{kink} \rangle_{\Delta m^2} \quad (5.1)$$

と表せる。前章で述べた各解析時期ごとの N_{μ} と Δm^2 の大きな時の崩壊検出効率をまとめると C.C.-like サンプルの解析に対しては Table 5.1 のようになる。

Table 5.1: C.C.-like サンプルの解析における解析反応数と崩壊検出効率

解析時期	I	II	III	IV	V
$\eta_{(\infty)}^{\tau def}$.77	.82	.82	.77	.77
η^{μ}	.90	.96	.96	.99	.99
$r_{(\infty)}^S$.30	.30	.30	.35	.35
η_S	.69	.54	.33	.00	.28
$r_{(\infty)}^{LL}$.70	.61	.61	.59	.56
η_{LL}	.97	.91	.63	.74	.75
$r_{(\infty)}^{LS}$	-	.09	.09	.06	.09
η_{LS}	-	.69	.69	.00	.00
$\langle \eta^{kink} \rangle_{\infty}$.61	.61	.43	.34	.37
N_{μ}	2359	10694	4943	19080	30128

これより, これまでの C.C.-like サンプルの解析における崩壊検出効率は各解析時期の検出効率を検出したニュートリノ反応数で重みをつけた平均では $\langle \eta^{kink} \rangle_{(\Delta m^2 = \infty)} = .41$ となる。また, $\langle P' \rangle$, $r_{\sigma} \equiv \sigma_{\tau} / \sigma_{\mu}$, $r_A \equiv A_{\tau} / A_{\mu}$ は Figure 5.1 のようになり, Δm^2 の大きな領域では (5.1) は

$$\frac{2.38}{67204} > \sin^2 2\theta \cdot \frac{1}{2} \cdot 0.53 \cdot 1.08 \cdot 0.18 \cdot 0.41 \quad (5.2)$$

つまり,

$$\sin^2 2\theta < 1.6 \times 10^{-3} \quad (5.3)$$

となる。

一方, N.C.-like サンプルからは 6844 反応を検出した。ただし, N.C.-like サンプルの解析は C.C.-like サンプルの解析を行った母集団のうちの一部であり, 同母集団から C.C.-like サンプル 27918 反応が検出されている ($(N_\mu)_{NC-like}$)。

この数を用いて $\tau^- \rightarrow h^-$, $\tau^- \rightarrow e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^-$ ($\tau^- \rightarrow \mu^-$ チャンネルのうち μ 粒子の認識に失敗したもの) に対する感度を求める。

各チャンネル ($i = h^-, e^-, \mu^-$) への崩壊の分岐比 (BR), 解析アクセプタンスの比 (A_i/A_μ), 崩壊検出効率は C.C.-like サンプルと同様にして求められ, 求めた結果を Figure 5.2 に示す。

Table 5.2: N.C.-like サンプルの解析における解析アクセプタンスと崩壊検出効率 ($\Delta m^2 = \infty$)

崩壊モード	BR	A_i/A_μ	η_i
$\tau^- \rightarrow h^-$.50	.44	.25
$\tau^- \rightarrow e^-$.18	.24	.13
$\tau^- \rightarrow \mu^-$.18	.07	.25

これより, N.C.-like サンプルの解析による実験の感度への貢献度を C.C.-like サンプルの解析数で表すために以下の式を用いる。

$$\begin{aligned}
 N &= N_\mu + (N_\mu)_{NC-like} \cdot \sum_i \left(\frac{BR_i}{BR_\mu} \cdot \frac{A_i}{A_\mu} \cdot \frac{\eta_i}{\eta_\mu} \right) \\
 &= 67204 + 27918 \cdot \left\{ \frac{50}{18} \cdot .44 \cdot \frac{.25}{.41} + \frac{18}{18} \cdot .24 \cdot \frac{.13}{.41} + \frac{18}{18} \cdot .07 \cdot \frac{.25}{.41} \right\} \\
 &= 67204 + 24730
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

従って大きな $\Delta m_{\mu\tau}^2$ の領域では (5.2) 式の N_μ をここで求めた N で置き換え,

$$\sin^2 2\theta_{\mu\tau} < 1.3 \cdot 10^{-3} \tag{5.5}$$

となる。また, $\Delta m_{\mu\tau}^2$ を変えて排除される領域を求めると Figure 5.2 の様になり, 実線より右側の部分が排除される。

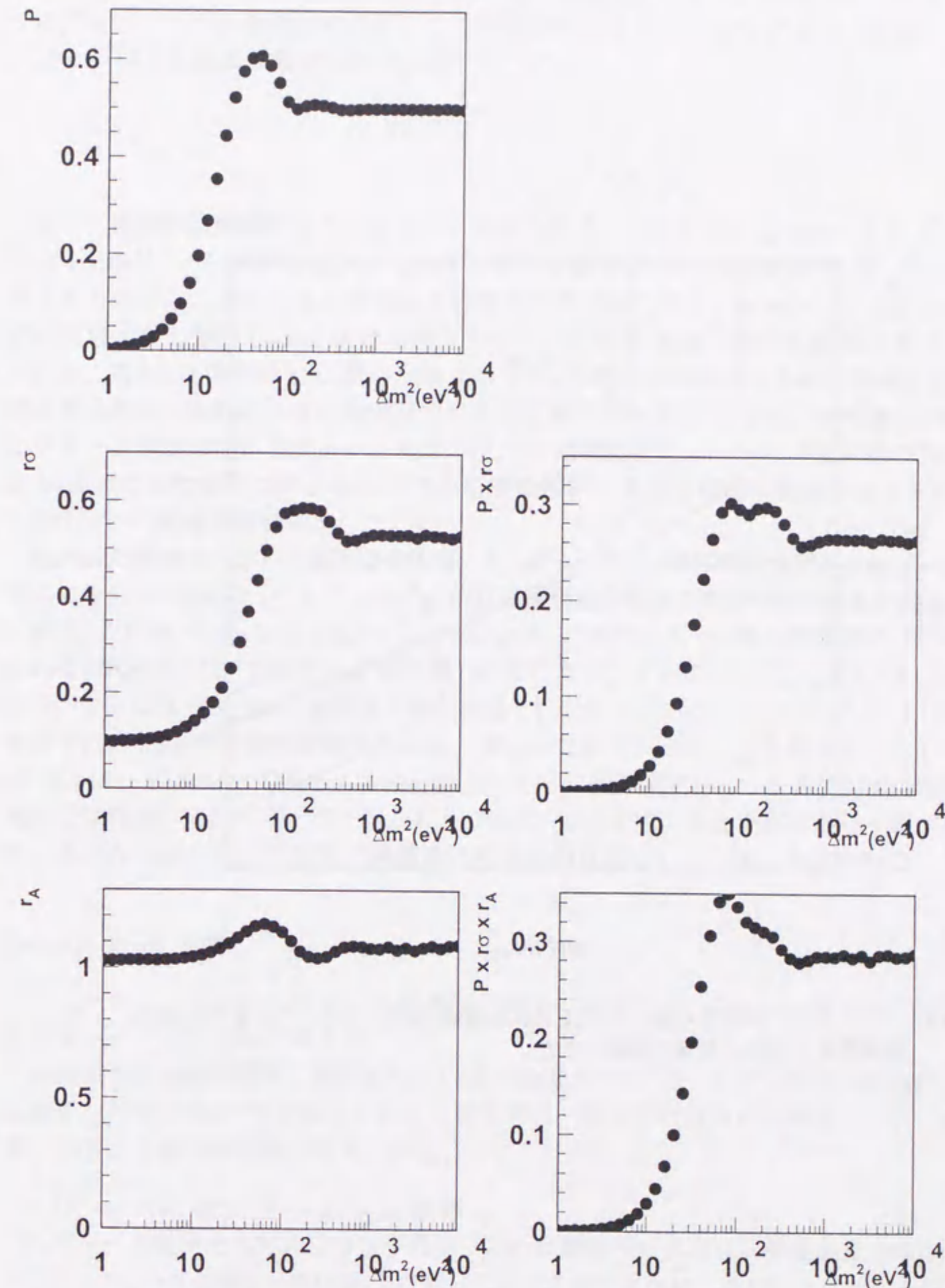


Figure 5.1: P' , r_σ , r_A の Δm^2 依存性

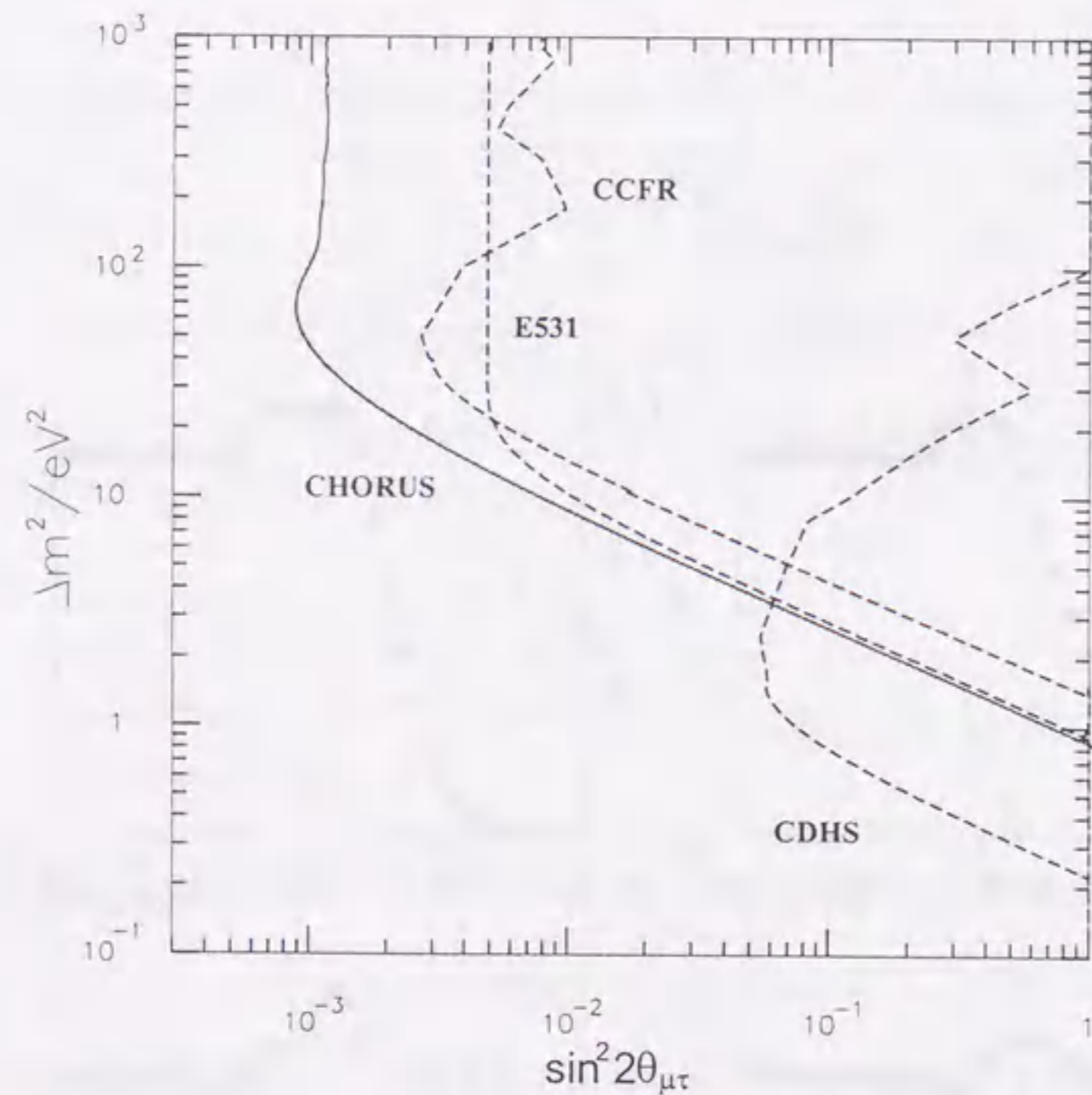


Figure 5.2: ニュートリノ質量差と混合角の探索済み領域 (90% C.L.). これまでの解析により実線部より右側の領域が排除された。

5.2 $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 事象の検出

全自動解析と manual check の組合せによる崩壊探索により、以上で述べたように多くのチャーム粒子が検出されるが、ここで検出されるチャーム粒子を伴う反応の中にはニュートリノ反応より発生した D_s^+ 粒子が、



のように連続的に崩壊することがあると考えられる。このときの Q-value は D_s の崩壊時に 191.5 MeV, τ の崩壊時には 1671 MeV, 平均寿命はそれぞれ 467×10^{-15} 秒, 290×10^{-15} 秒であるので、エマルジョン中で以上の様な反応がおこるとニュートリノ反応から放出された粒子が 2 箇所 kink 状の崩壊点をもつ (“double-kink”) 飛跡を観測できると考えられる。また、2 箇所の kink 状の崩壊点のうち、1 段目の崩壊による物は崩壊の Q-value が小さいため、比較的小さな角度変化であると考えられる¹。そこで、これまでに検出したチャーム候補の中からチャーム粒子 $\rightarrow \mu^+$ の崩壊点とニュートリノ反応点の間で飛跡に kink 状の折れ曲がりがあるかどうかを手動解析によって精密に探索した。その結果、1 イベントの連続崩壊を検出した。

検出した候補イベントの検出器全体図、ターゲットモジュールの拡大図を Figure 5.4, 標的エマルジョン中のニュートリノ反応点から連続崩壊の部分の飛跡の測定結果を Figure 5.5 に示す。このイベントではニュートリノ反応から μ^- 粒子ともう 1 個の荷電粒子 (D_s^+ と考えられる) が放出され、2 回の kink 状崩壊ののちにカウンターで μ^+ として捉えられた。 μ 粒子スペクトロメーターでの運動量の測定値はそれぞれ $(19.6 \pm 3.9) \text{ GeV}/c$, $(1.6 \pm 0.1) \text{ GeV}/c$ それぞれの kink までの飛距離は $68 \mu\text{m}$, $147 \mu\text{m}$ であり、kink による角度変化はそれぞれ 39.5 mrad , 87.3 mrad である。また、ニュートリノ反応点には μ^- と D_s^+ 候補以外には荷電粒子は付随しておらず、ターゲットトラッカーの hit によると反応点から γ 線が放出され、エマルジョン標的外で電子陽電子対生成を引き起こしていると考えられる。

Double-kink 生成

ニュートリノ反応から生成した荷電粒子が上に述べたような “double-kink” 状の飛跡を残すシナリオについて考える。

kink までの飛程の短さ、運動量及び kink の角度より、ニュートリノ反応点からはチャーム粒子 (D^+ または D_s^+) が放出されたと考えられ、またそれ以外には考えにくい。このとき、以下の 3 通りの現象が考えられる。

1. $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 及び $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ 崩壊
2. チャーム粒子とエマルジョン中の核子との反跳粒子を伴わない弾性散乱 (white kink) と $\mu^+ \nu_\mu$ への崩壊。white kink に関しては 2.6 章で述べた。ただし、チャーム粒子の 2 次衝突についてはこれまで検出された例がなく π 粒子の測定がなされたのみである。

¹エマルジョン中での $D_s \rightarrow \tau \rightarrow \mu$ 崩壊による “double-kink” 事象はすでに π 粒子をエマルジョンに衝突させた実験によって検出されている [13]。

3. チャーム粒子の $K^+ X^0$ への崩壊と $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊

上記の各過程がの起こる確率をモンテカルロシミュレーションによって求めた結果を Table 5.3 に示す。ここでは、生成した各過程のうち、標的エマルジョン中の平均飛行距離である 14.2mm(エマルジョンチェンバーの厚みの半分)以内で2度の“kink”を生じる確率と“double-kink”探しを行った1994年ビーム照射分の反応中で検出される期待値を示した。Table 5.3より、今回検出した“double-kink”は $D_s \rightarrow \tau \rightarrow \mu$ の連続崩壊によるものである可能性がもっとも高い。

Table 5.3: “double-kink” の引き起こされる期待値

“double-kink” の可能性のある過程	14.2mm 以内に起こる確率	1994年のサンプル中での期待値
$D_s \rightarrow \tau \rightarrow \mu$	0.96 ± 0.01	0.6 ± 0.3
$D_s \rightarrow \text{white kink} \rightarrow \mu$	4×10^{-3}	3×10^{-3}
$D \rightarrow \text{white kink} \rightarrow \mu$	4×10^{-3}	4×10^{-3}
$D_s \rightarrow K \rightarrow \mu$	$(2 \pm 2) \times 10^{-4}$	$(3 \pm 3) \times 10^{-4}$
$D \rightarrow K \rightarrow \mu$	$(9 \pm 2) \times 10^{-4}$	$(1 \pm 1) \times 10^{-4}$

D_s 粒子の生成

本反応のニュートリノ反応点では2本の荷電粒子の飛跡以外には多重発生した荷電粒子や反跳粒子、原子核の破片などの飛跡が残されていない。このように、ニュートリノ反応点に他の荷電粒子の飛跡を残さない D_s 粒子の生成について考える。

- 荷電粒子の多重発生のない深非弾性散乱によるチャーム粒子の生成
 ニュートリノの荷電カレント反応によるチャーム粒子の生成率は $(5.0^{+0.7}_{-0.6})\%$ [14]、 D_s 粒子の相対生成率は $(7 \pm 4)\%$ [15] と測定されている。また、弦破砕モデルによるシミュレーション [16][17] によると、深非弾性散乱による D_s 生成をする反応中 $\sim 2\%$ が他に荷電粒子を生成しない。したがって、深非弾性散乱による反応点に他の荷電粒子を伴わない D_s 粒子の生成率は $7 \times 10^{-5}/\text{C.C.}$ と見積もられる。

- D_s^{*+} 粒子の回折生成
 $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- D_s^* N$ の回折生成は Figure 5.3 にダイアグラムで示したような, Pomeron 交換と呼ばれる過程で表される。この過程の生成率は $(2.9 \pm 1.5) \times 10^{-3}/\text{C.C.}$ と測定されている [18]。この過程では反応標的の核子と量子数の交換をしない。また、Cabbibo 角によって D^* の生成と比べて $(\frac{V_{cs}}{V_{cd}})^2 \sim 20$ 倍程度生成しやすい。回折生成の特徴として、荷電カレント反応の際の核子への運動量移行 t および レプトン系とハドロン系との間の運動量移行 Q^2 が小さいことがあげられる。

横向き運動量 (P_T) 保存から、 D_s^* 粒子の運動量は $p(D_s^*) = (1.7 \pm 0.6) \text{ GeV}/c$ と計算される。このことから、入射したニュートリノのエネルギーは $E_\nu = (24.9 \pm 2.2) \text{ GeV}$ 、運動量移行 $Q^2 = (0.9 \pm 0.1) (\text{GeV}/c)^2$ と求められる。また、反跳された中性子

が反応前には静止していたと仮定すると “Pomeron” の媒介する 4 元運動量移行は $t = (1.1 \pm 0.4) (\text{GeV}/c)^2$ と求められ、それぞれニュートリノと核子の深非弾性衝突で標準的な数 $(\text{GeV}/c)^2$ と比べ小さな値である。

以上のことから、 D_s 粒子の生成は後者の “Pomeron 交換” による D_s^{*+} 生成による可能性がもっとも高い。

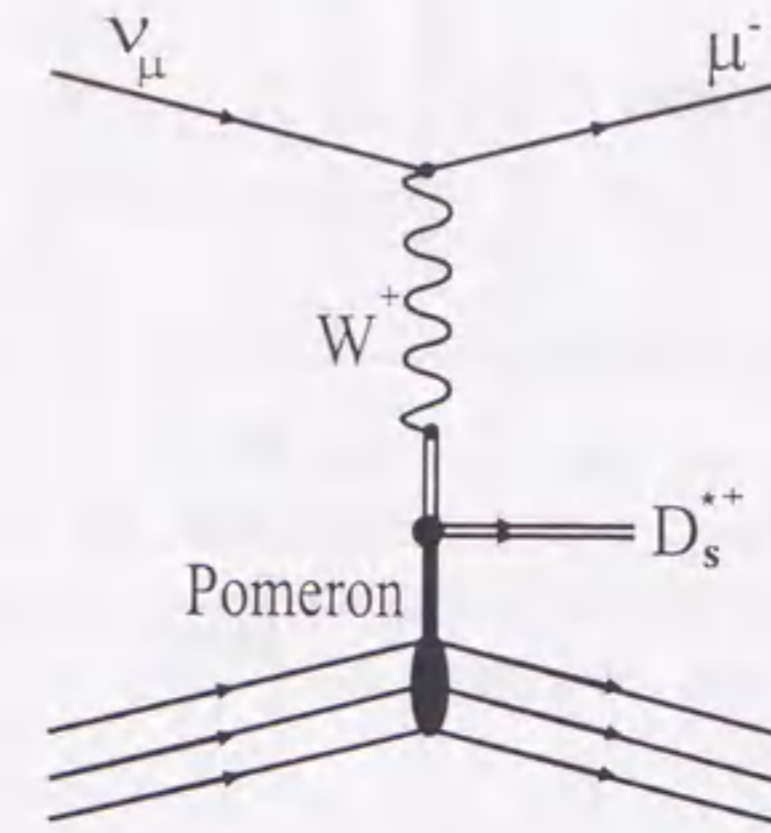
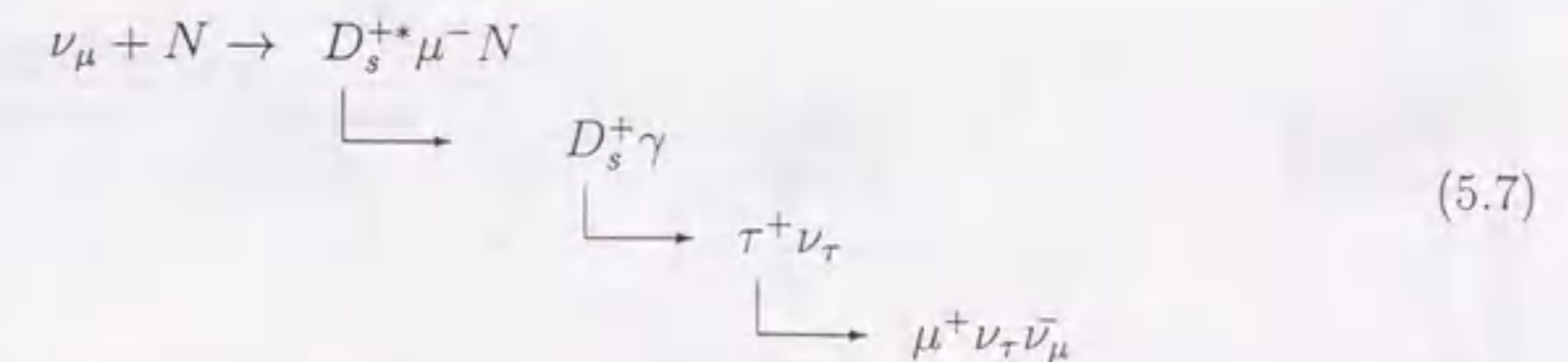


Figure 5.3: ニュートリノによる D_s^* 粒子の回折生成のダイアグラム

以上の議論から、この反応は



と表される、 D_s^{*+} 粒子の回折生成とそれにつづく τ, μ 粒子への崩壊であると結論づけられる。

CHORUS 実験では、 τ 粒子の崩壊をエマルジョン内で幾何学的に捕らえてその信号を検出する解析方法を開発して用いた。この解析方法は本研究で明らかにしたように、 τ 粒子の崩壊に対して十分高い検出能力を持つ。その結果、本反応では上記のような (5.7) で表される物理過程を検出し、高い信頼性で同定することができた。

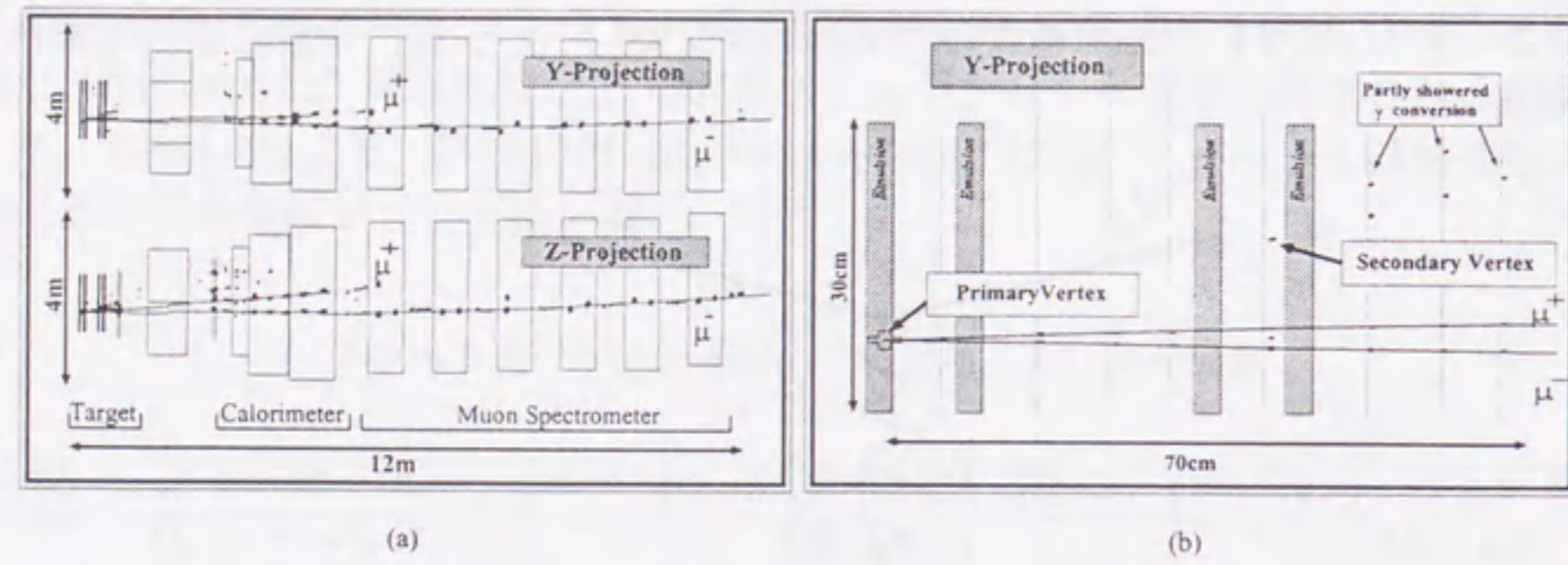


Figure 5.4: $D_s^* \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 候補イベントの (a) 検出器全体図, (b) ターゲットモジュールの拡大図

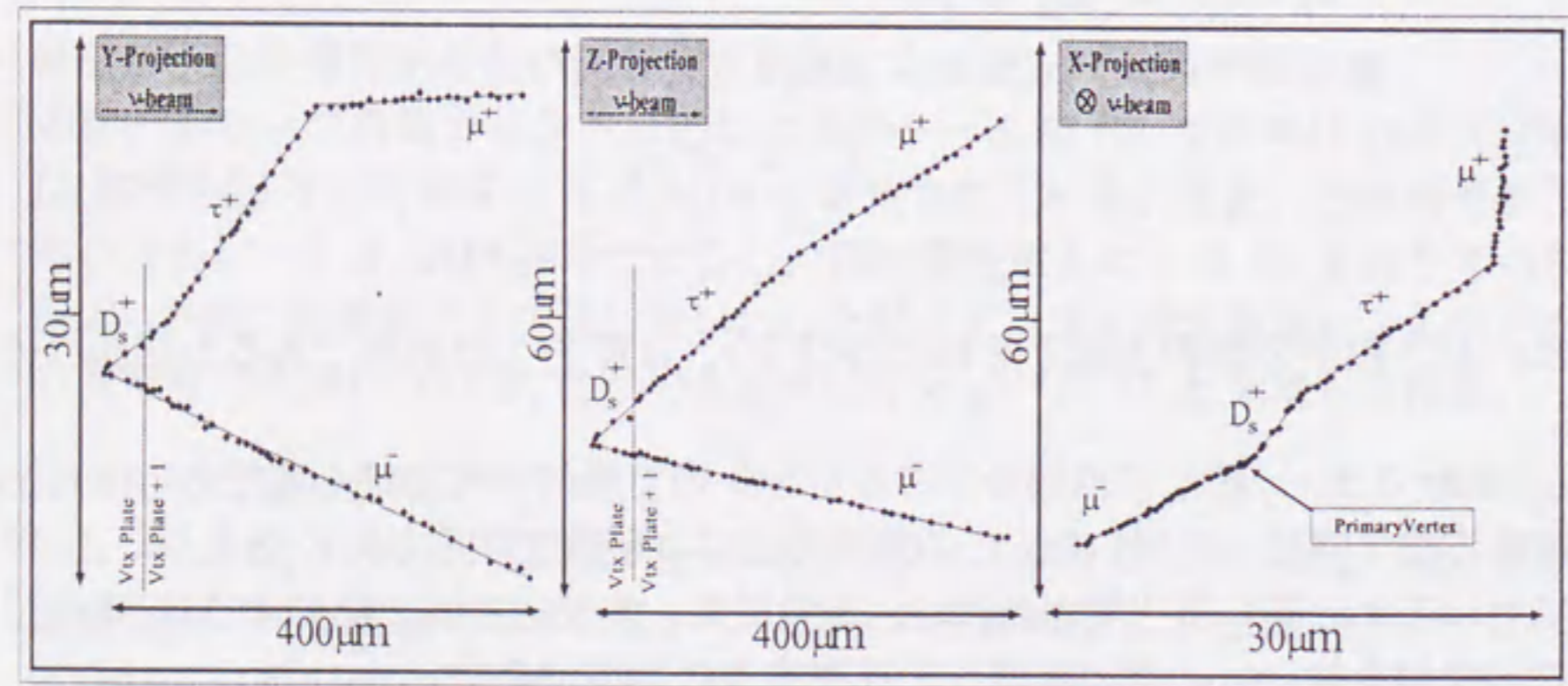


Figure 5.5: $D_s^* \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 候補イベントのエマルジョン中での飛跡の様子。 $D_s^* \rightarrow \tau^+, \tau^+ \rightarrow \mu^+$ の連続崩壊によって飛跡が2度角度を変えているのがわかる

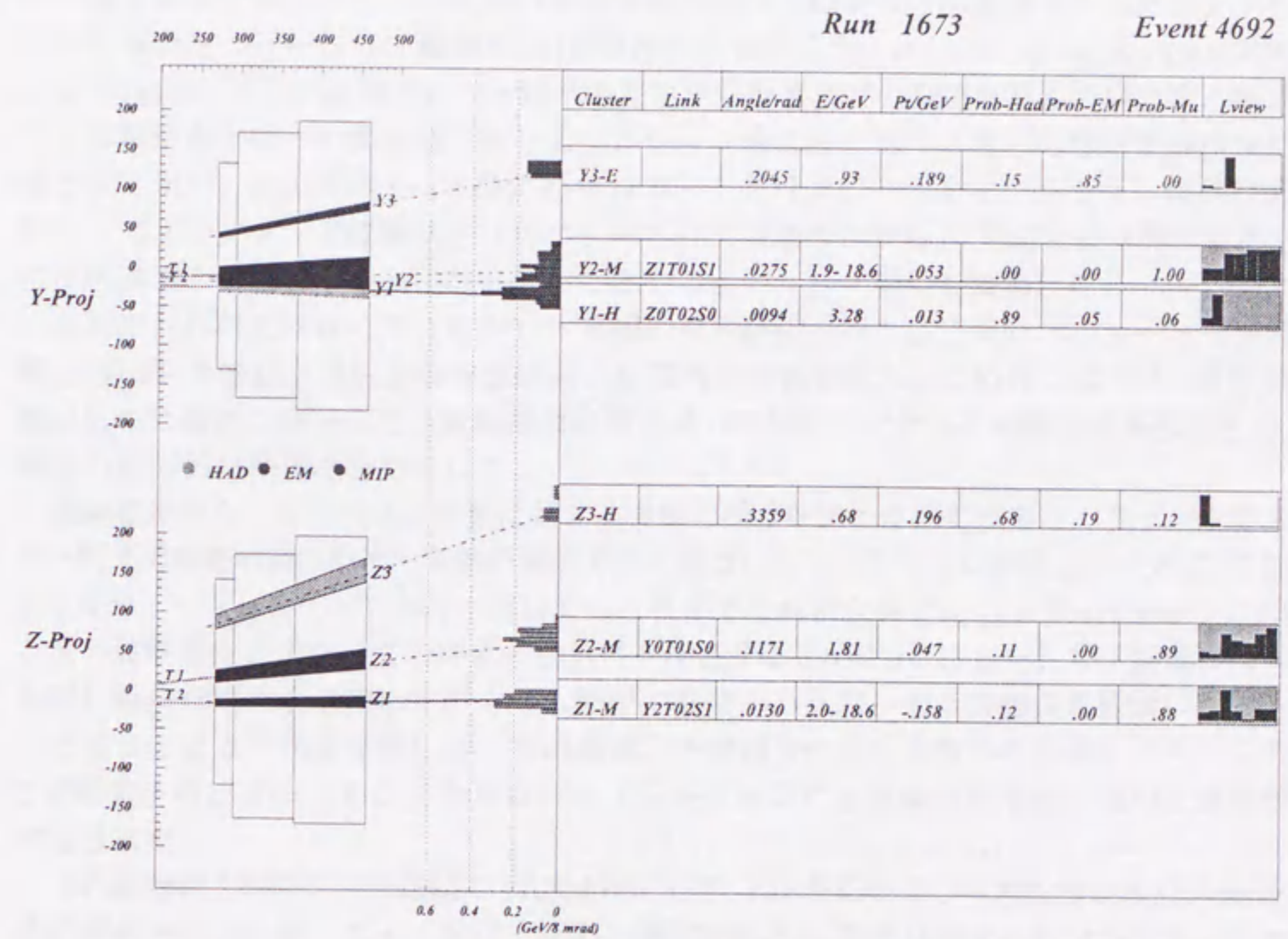


Figure 5.6: $D_s^* \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 候補イベントのカロリーメーターの情報。Yプロジェクションには電磁シャワーが見られる。

6章 まとめ

宇宙論的に興味深い $\Delta m_{\mu\tau}^2 > 1eV^2$ の領域でクォークの第2, 第3世代間の混合角と同程度の混合角までニュートリノ振動の有無を確かめるため我々は加速器で作ったニュートリノを用いたニュートリノ振動実験(CHORUS)を行った。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の appearance 実験として ν_τ C.C. 反応の証拠として τ 粒子の発生から崩壊までの飛跡を捉えて検出する事のできる現時点で唯一の検出器であるエマルジョンをニュートリノ反応の標的兼飛跡検出器として用い, 1994年から4年間にわたりニュートリノビームをエマルジョン標的に照射し, エマルジョン中に蓄積されたニュートリノ反応の中から ν_τ 反応により発生する τ 粒子が崩壊する様子を幾何学的に探ることでニュートリノ振動を探索した。

過去に行われた同様にエマルジョンを標的兼飛跡検出器として用いたニュートリノ実験 E531 の10倍以上の統計量をほぼ同じ期間内に解析を終えるため我々は CHORUS 実験のために新たに開発した全自動解析装置を用いて解析のほとんどの部分を肩代りさせ, 解析の飛躍的な高速化を果たした。

実験結果からニュートリノ振動に対する実験の感度を求める際に重要なパラメータである τ 粒子の崩壊の検出効率を実験の解析方法に基づいたモンテカルロシミュレーションを使って求め, $\tau \rightarrow \mu$ のチャンネルに対してはこれまでの解析全体で $\eta_{kink} = 0.41(\Delta m^2 \rightarrow \infty)$ と言う値を得た。また, この評価の信頼性を検証するために ν_τ ニュートリノ振動の探索と同じ幾何学的手法を用いてチャーム粒子の崩壊, ハドロンの2次衝突を探索し, モンテカルロによる予想と比較した。その結果, 予想通りチャーム粒子の崩壊, ハドロンの2次衝突が検出され, モンテカルロシミュレーションによる検出効率の評価の正当性が検証された。

これまで約3年間の解析期間で 67,204 例の C.C.-like 反応および 6,844 例の N.C.-like 反応の解析を終えたが, ニュートリノ振動の信号である ν_τ 反応は検出されなかった。この統計量と本研究で求めた崩壊検出効率を用いて $\Delta m_{\mu\tau}^2$ の大きな領域において, $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} < 1.3 \cdot 10^{-3}$ までニュートリノ振動が起こっていないことを確認した。この結果は1986年の E531 実験の結果である $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} < 5 \cdot 10^{-3}$ を大きく越えた領域までニュートリノ振動を排除している。

CHORUS 実験の解析は τ 粒子の崩壊に対して十分な検出効率をもつ。このことを利用して $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 崩壊とそれに続く $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ 崩壊が起こったと考えられる連続崩壊の飛跡を持った反応を1反応検出した。また, 反応点の精密解析とカウンタの情報を用いた運動力学的な解析とを組み合わせると本反応は ν_μ による D_s^+ の回折生成によると断定した。

CHORUS 実験のニュートリノ反応の約5%はチャーム粒子を伴う。 τ の探索で開発した手法を応用することで幾何学的に τ と近い特徴を持つチャーム粒子の崩壊を大量に捕らえ

ることが可能である。この大量のチャーム粒子を解析することで V_{cd} の精密決定、ニュートリノによる生成断面積の測定、チャーム対生成の検出など多くのチャームの物理について大きな成果を上げると期待される。

CHORUS 実験のこれまでの解析により、大量のニュートリノ反応の中からごく少数の約 1mm という短飛程で崩壊する粒子の探索を行うことが可能であることが証明され、大量処理の実績を作った。一方、ごく近い将来、エマルジョン全自動解析装置がさらに性能を増し、高速な解析が出来るようになると予想される。本論文で述べた scanback 法による反応点探索にはじまるニュートリノ反応の解析方法は 1 反応を解析するためにエマルジョン内の非常に限られた情報のみを使っていると言えるが、解析装置の高速化により、ニュートリノ反応に関係する飛跡をほとんど全て計算機に取り込み、オフラインの処理によって解析を行う方法に移行するであろうと考えられる。この新方式では処理が単純になり、ニュートリノ反応および崩壊の検出効率も向上すると期待される。

CHORUS 実験はこれまでの実績を考慮するとあと 1 年程でニュートリノ振動に対する解析を終え、proposal の感度に達すると予想される。これまでの解析でニュートリノ振動の信号は得られておらず、最終的に CHORUS 実験の探索領域にニュートリノ振動が検出されなかった場合、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動に対する興味は Super-Kamiokande の大気ニュートリノの解析結果によって示されている $\Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2}$, $\sin^2 2\theta \sim 1$ の領域に集中する。

大気ニュートリノではこれまでのところ ν_μ が減少していることを検出しているだけであり、今後はこの消えた ν_μ が ν_τ になっているのかどうかを積極的に検出する実験が期待される。これを実現するためには CHORUS 実験の約 1000 倍の L/E を持つ実験が計画されており (Long-Baseline 実験)、ここでも大量のエマルジョン標的を用いた検出器が用いられる。本研究で開発し、検出効率が示された τ 探索の方法は Long-Baseline 実験でも十分に有用であると確信する。

付録 A エマルジョンチェンバーの製作

エマルジョンチェンバーは 90 μm 厚の支持体の両面に 350 μm の厚さにエマルジョンを塗布した乾板 (バルク乾板と呼ぶ) が 36 枚と最下流に入れた 800 μm 厚のメタアクリルの支持体の両面に 100 μm の厚さにエマルジョンを塗布したインターフェイス乾板とからなる。

3.1 章で述べたように、ゼラチンがバインダーであるエマルジョンの形状変化を抑えるために支持体の両面にエマルジョンを塗布した。過去の実験ではバルク乾板には 70 μm 厚のポリスチレンが用いられてきたが、CHORUS 実験では大面積 (73cm \times 72cm) にエマルジョンを塗布する必要がある、これに使用可能な大きなポリスチレンの支持体を入手できなかったため、他の材質の支持体を検討した。

支持体の材料として要求される性能として、

1. 透明で、顕微鏡を用いて測定する際に複屈折を起こさない
2. 吸水時の伸び (膨潤)、変形が少ない
3. 薄く、丈夫で厚みが均一
4. ゼラチンとの接着性がよい
5. エマルジョンに対して化学的なダメージを与えない
6. 十分な大きさの製品が十分な量供給される

以上の点を考慮し、90 μm 厚の TAC (トリアセテートセルローズ) を選定した。薄く加工できる点、膨潤係数が小さい点でポリスチレンは TAC よりも有利であったが、ポリスチレンは、4 を満たすために表面をグロー放電によって処理して接着性を得ねばならず、CHORUS 実験に必要なサイズのポリスチレン材では放電処理ができなかった。TAC は放電処理無しで接着性を得られたので使用可能と判断した。

エマルジョンチェンバーの製作は以下の工程によった。

1. 支持体の TAC フィルムを約 90cm \times 90cm に切断し、エマルジョンにカブリを生じる恐れのあるホルマリンのアウトガスを除くためにロータリーポンプを用いた真空チェンバーで約 24 時間真空びきする。
2. 支持体を脱イオン水に約 2 時間以上浸し、十分膨潤させた後、アクリル製の塗布板にはりつけ、乾燥させる。この工程は、エマルジョン塗布時に支持体が膨潤して波打つのを防止し、また、十分な量の脱イオン水に浸したことにより支持体に残留していたエマルジョンの感度を低下させる恐れのある酢酸を除去する。
3. 水平な塗布台の上に塗布板ごと支持体を真空で密着させ、アクリル棒で 72cm \times 73cm の大きさの枠を作り 42 $^{\circ}\text{C}$ に暖めて溶かしたエマルジョンを流し込む。この時エマルジョンを正確に計量して流し込むことで完成時のエマルジョンの厚さをコントロー

ルする。室温で放置して約5分でエマルションは固まる。

4. アクリル枠を取り外しその外に82cm×83cmの大きさの枠を作り直しダミーエマルションを流し込む。ダミーエマルションにより、エマルションの外周に近い部分の歪みを抑える。
5. ダミーエマルションが固まったらアクリル枠を取り外し乾燥棚で約12時間乾燥させる。
6. 十分に乾燥した後乾板を塗布板からはずし、裏返して別の塗布板に張り付け、3, 4, 5の工程を行う。
7. これまでの工程は20°C, 80% R.H.の環境で行ったが、エマルションの潜像退行を防ぐために70% R.H.の部屋へエマルションを運び、20時間放置し、含水率を下げる。
8. エマルションを半分に切断、またダミーエマルション部分を切除し、正確に71cm×36cmに切り揃える。
9. 36枚のバルク乾板と1枚のインターフェイス乾板をステンレスの枠を用いて正確に重ね、ラミネート紙で真空パックする (Figure A.2)。この時の重ねる位置精度は $\sim 300\mu\text{m}$ を確保した。

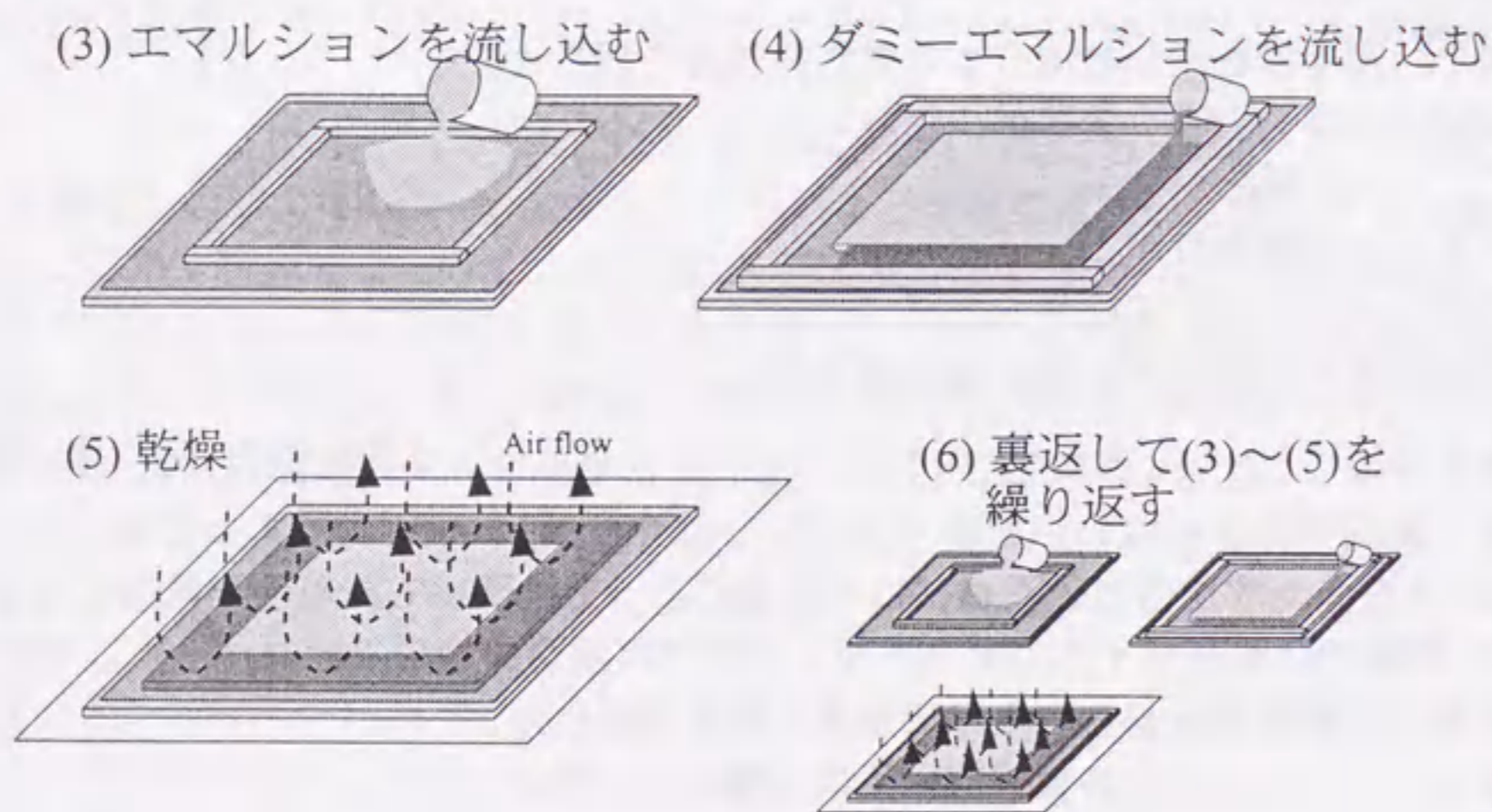


Figure A.1: エマルションの塗布

エマルションプレート1枚1枚は柔軟だが多数まとめて真空パックすることで堅固になり1年間の照射期間中形状を保ち、各プレート間の相関は $1\mu\text{m}$ 以下のずれに保たれる。ただし、その間に温度変化があると伸縮してしまうため、ビーム照射中はエマルションはファイバートラッカー、空芯電磁石とともに $(5 \pm 1)^\circ\text{C}$ にコントロールされたクールボックスに収めた。また湿度変化によってもエマルションは伸縮してしまうが、20°C, 70% R.H.¹の環境で真空パックしたことにより湿度も一定に保たれる。

¹ロシア製のNIIKFPの乾板は潜像退行を防ぐためにさらに低湿度の60% R.H.の環境でパックした。

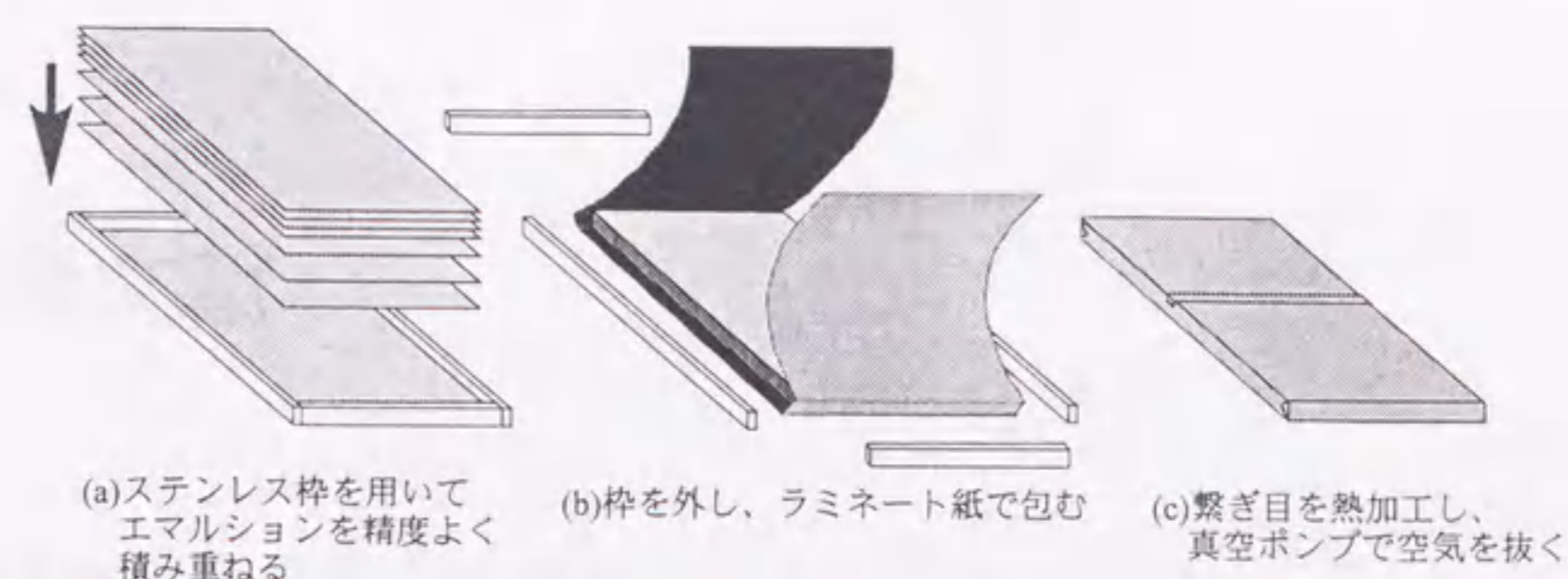


Figure A.2: エマルションチェンバーのパッキング。パッキングに用いたラミネート紙は粒子の二次衝突を抑えるため物質量が極力少なく、十分な遮光、気密性を持ち、アウトガスによるエマルションへのダメージの心配の無い材質として紙とアルミニウム箔、ポリエチレンからなる写真用のバック材を用いた。

標的エマルションは1994, 1995年照射分のそれぞれ1プレーン分のみ計400kg分のみロシアのNIIKFPより、残りの1994-95年照射分のうち600kg分、96-97年照射分の800kgはすべて富士フィルムよりゲルの状態で供給された。

参考文献

- [1] C. Caso *et al.*, The European Physical Journal **C3** (1998) 1
- [2] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962)
- [3] R. Davis, A. Mann, and L. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. **39**, 467 (1989)
- [4] W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. **B388**, 384 (1996)
- [5] J.N. Abdurashitov *et al.*, Phys. Lett. **B328**, 234 (1994)
- [6] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1683 (1996)
- [7] J.N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. **67** 781 (1995)
- [8] Y. Fukuda, *et al.*, Phys. Lett. **B433** 9 (1998)
- [9] M.Apollonio *et al.*, Phys. Lett. **B420**, 397 (1998)
- [10] C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1774 (1998)
- [11] K. Eitel *et al.*, Contributed to 18th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (NEUTRINO 98), Takayama, Japan, 4-9 Jun 1998.
- [12] T.Nakano Doctoral thesis, Nagoya univ., 1998
- [13] K.Kodama *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **B93**, 340 (1994)
- [14] N.Ushida *et al.*, Phys. Lett. **B206**, 375 (1988)
- [15] T. Bolton, Nevis Preprint R1501
- [16] T. Sjøstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43**, 367 (1987)
- [17] P. Allen *et al.*, Nucl. Phys **B214**, 369 (1983)
- [18] A. E. Asrati an *et al.*, Z. Phys. **C58**, 55 (1993)

表 目 次

1.1	運動力学的に求められたニュートリノの質量の上限値[1]	4
1.2	太陽ニュートリノ実験	8
2.1	CHORUS 検出器に飛来するニュートリノの組成比とエネルギーの平均値	17
2.2	τ 粒子の崩壊モード [1]	19
2.3	ビーム照射量	21
4.1	解析期間	46
4.2	MCによる再構成効率の見積もり	50
4.3	MCによる選択効率の見積もり	52
4.4	MCによるインターフェイスプレート解析効率の見積もり	56
4.5	MCによる反応点探索成功率の見積もり	61
4.6	予想される τ^- の崩壊点とニュートリノ反応点の含まれる plate の関係	61
4.7	IP 法によって manual scan へと回された原因の調査結果	80
5.1	C.C.-like サンプルの解析における解析反応数と崩壊検出効率	89
5.2	N.C.-like サンプルの解析における解析アクセプタンスと崩壊検出効率 ($\Delta m^2 = \infty$)	90
5.3	“double-kink” の引き起こされる期待値	94

目次

1.1	弱い相互作用の feynmann 図	2
1.2	$\nu_l N \rightarrow l X$ 衝突断面積	4
1.3	ニュートリノ振動確率の距離による変化	7
1.4	標準太陽モデルによる太陽ニュートリノのエネルギー分布 [7]	8
1.5	太陽ニュートリノの方向依存性	9
1.6	太陽ニュートリノ実験による質量の許容領域	9
1.7	Super-Kamiokande による大気ニュートリノの測定結果	11
1.8	加速器による $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動実験の結果	12
1.9	E531 実験のセットアップ	13
1.10	E531 実験による $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動探索領域	13
2.1	ニュートリノビームライン	17
2.2	ニュートリノビームのエネルギー分布	18
2.3	予想される ν_τ 反応の模式図	19
2.4	CHORUS で期待される τ^- 粒子の (左) 飛程および (右) μ^- への崩壊時の崩壊角	20
2.5	ニュートリノビーム照射とエマルシオンの現像, 解析時期との関係	22
2.6	エマルション中での $4\text{GeV}/c$ π^- 粒子の 2 次衝突による kink の頻度の測定結果。エマルション中で 817 個の核破片, オージェ電子, 多重発生による multi-prong の 2 次衝突が検出されたのに対し, 58 個の white kink が検出された。	24
2.7	π 粒子の white kink 散乱の平均自由行程の MC 予測値	24
3.1	CHORUS 検出器	25
3.2	ニュートリノ反応の顕微鏡写真	26
3.3	ターゲットモジュール	27
3.4	標的エマルションとターゲットトラッカーのインターフェイス部	27
3.5	ニュートリノビームの広がり	28
3.6	エマルションチェンバーの構成	29
3.7	FD マーク	30
3.8	ターゲットトラッカー	30
3.9	ファイバートラッカー読み出し光学系	31
3.10	バックグラウンド 飛跡の角度分布	32

3.11 X線マークの顕微鏡写真。マークの直径は約1mm。	34
3.12 トリガーシステムの概念図	34
3.13 空芯電磁石	36
3.14 空芯電磁石スペクトロメーターの測定精度	37
3.15 カロリメーター	39
3.16 μ 粒子スペクトロメーターの測定精度	40
3.17 名古屋大学のエマルジョン解析装置室	40
3.18 全自動解析装置の飛跡認識の原理	42
3.19 全自動解析装置の飛跡認識効率	43
4.1 C.C.-like 反応のイベントディスプレイ	47
4.2 N.C.-like 反応のイベントディスプレイ	47
4.3 再構成された反応に付随する μ 粒子の数	48
4.4 μ^- 粒子の運動量	49
4.5 τ^- 粒子の崩壊生成物の μ^- 粒子の運動量分布	49
4.6 座標系の定義	51
4.7 エマルジョンの解析範囲	52
4.8 CS の位置のずれの補正前の TT による予想と CS で検出した飛跡の (上) 角度, (下) 位置のずれ	54
4.9 位置補正後の CS scan の角度, 位置のずれの分布	55
4.10 反応点探索	57
4.11 標的エマルジョンの追い上げ予測精度	58
4.12 scanback location 時のバックグラウンド率	59
4.13 scanback location 時の追い上げの止まった plate 分布	59
4.14 反応点検出したニュートリノ反応の位置分布	60
4.15 予想される τ^- の崩壊の振舞	62
4.16 r_S, r_{LL}, r_{LS} の Δm^2 依存性	64
4.17 IP 法による崩壊探索	65
4.18 IP 測定結果	66
4.19 Image 解析による崩壊探索	68
4.20 イメージ解析により抽出した飛跡	69
4.21 イメージ解析による kink 探索結果	69
4.22 Parent search 法による崩壊探索	70
4.23 自動測定された飛跡のパルスハイト分布	72
4.24 MC によるケース $\mathcal{L}\mathcal{L}$ の $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の親粒子の角度分布	73
4.25 Parent Search 法による $\tau^- \rightarrow \mu^-$ の最接近距離の予想値	74
4.26 半 plate Parent search 法による崩壊探索	75
4.27 P_T 法による崩壊探索	77
4.28 P_T 法によって測定された scanback 飛跡の P_T	78
4.29 P_T 法による $\tau^- \rightarrow \mu^-$ 崩壊の測定のモンテカルロ	79

4.30 ケース S の $\tau \rightarrow \mu$ 崩壊の $\Delta\theta$ - θ 分布	81
4.31 ケース $\mathcal{L}S$ の manual scan による Pt 再測定のシミュレーション結果	82
4.32 Parent Search 法によって検出されたチャーム粒子の崩壊	84
5.1 P', r_σ, r_A の Δm^2 依存性	91
5.2 質量差と混合角の探索済み領域	92
5.3 ニュートリノによる D_s^* 粒子の回折生成のダイアグラム	95
5.4 $D_s^* \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 候補イベントの (a) 検出器全体図, (b) ターゲットモジュールの拡大図	96
5.5 $D_s^* \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 候補イベントのエマルジョン中での飛跡の様子	96
5.6 $D_s^* \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$ 候補イベントのカロリメーターの情報	97
A.1 エマルジョンの塗布	102
A.2 エマルジョンチェンバーのパッキング	103

PHYSICAL REVIEW LETTERS

Volume 71, Number 17, May 11, 1993

PHYSICAL REVIEW LETTERS

Observation of neutrino induced diffractive D_s^{*+} production and subsequent decay $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \rightarrow \tau^+ \rightarrow \mu^+$

CHOROS Collaboration

P. Abbi ¹, S. Aoki ², A. Antaramian ³, R. Barbieri ⁴, A. di Biase ⁵,
 D. Banchini ⁶, C. Bozza ⁷, G. Broccolo ⁸, A. Bruneri ⁹, A. Bulte ¹⁰,
 S. Buontempo ¹¹, A. Capone ¹², E. Chiavari ¹³, M.G. Catanesi ¹⁴, M. Chiodini ¹⁵,
 A. Cocco ¹⁶, D. Ciocci ¹⁷, M. D'Amico ¹⁸, E. van Duin ¹⁹, G. De Lellis ²⁰,
 G. De Paoli ²¹, E. Di Capua ²², U. Dose ²³, R. El Adl ²⁴, A. Turchetti ²⁵, D. Favari ²⁶,
 R. Ferretto ²⁷, G. Finella ²⁸, D. Fubini ²⁹, T. Goldberg ³⁰, P. Gorbenko ³¹,
 G. Grigorio ³², G. Grillo ³³, T. Han ³⁴, J. Heide ³⁵, K. Hoshino ³⁶, G. Iovane ³⁷,
 Y. Itoh ³⁸, M. de Jong ³⁹, T. Kamakura ⁴⁰, A. Kayis ⁴¹, M. Kawanishi ⁴²,
 V. Kuznetsov ⁴³, K. Kuznetsov ⁴⁴, M. Kuznetsov ⁴⁵, J. Kwon ⁴⁶, Y. Kubota ⁴⁷,
 T. Kuroki ⁴⁸, M. Lattanzi ⁴⁹, P.P. Lavetti ⁵⁰, L. Ludovici ⁵¹, H. Muehle ⁵²,
 D. Madaffari ⁵³, M. Maccioni ⁵⁴, P. Migliorini ⁵⁵, M. Miyamoto ⁵⁶, M.T. Misner ⁵⁷,
 E. Nappi ⁵⁸, M. Nakamura ⁵⁹, T. Nakano ⁶⁰, E. Niu ⁶¹, K. Niu ⁶², E. Niu ⁶³,
 Y. Okuyama ⁶⁴, S. Ogawa ⁶⁵, I. Okuyama ⁶⁶, R.G.G. Oudiz ⁶⁷, G. Orlandi ⁶⁸,
 H. Oshino ⁶⁹, M. Pallavicini ⁷⁰, J. Paus ⁷¹, J.M. Paredes ⁷², J.C. Park ⁷³,
 E. Pavesi ⁷⁴, G. Piredda ⁷⁵, C.A.F.J. van der Poel ⁷⁶, R. Radicioni ⁷⁷, S. Riccardi ⁷⁸,
 T. Rieger ⁷⁹, G. Rombini ⁸⁰, D. Rondenay ⁸¹, G. Rossi ⁸², D. Scharberg ⁸³,
 H. Sato ⁸⁴, R. Santocchia ⁸⁵, D. Sato ⁸⁶, Y. Sato ⁸⁷, A. Satta ⁸⁸, V. Shalunov ⁸⁹,
 R. Shindler ⁹⁰, J. Simone ⁹¹, J.S. Song ⁹², S. Sorensen ⁹³, P. Stenlund ⁹⁴, J. Tizabi ⁹⁵,
 V. Tikhonov ⁹⁶, P. Tipton ⁹⁷, T. Tosi ⁹⁸, R. Tynes ⁹⁹, J.W.E. Underhill ¹⁰⁰,
 N. Uchida ¹⁰¹, M. Vanden Broeck ¹⁰², R. Van de Vyver ¹⁰³, P. Vranas ¹⁰⁴,
 J.L. Vissani ¹⁰⁵, L. Vivolo ¹⁰⁶, Ch. Wechsungen ¹⁰⁷, G. Wilquet ¹⁰⁸, J. Wimmer ¹⁰⁹,
 T. Wolf ¹¹⁰, H. Wang ¹¹¹, C.S. Yoon ¹¹², M.T. Zeyrek ¹¹³, N. Zucchielli ¹¹⁴

CHOROS Collaboration: P. Abbi et al.
 CHOROS Collaboration: P. Abbi et al.
 CHOROS Collaboration: P. Abbi et al.
 CHOROS Collaboration: P. Abbi et al.
 CHOROS Collaboration: P. Abbi et al.