

Neutrino Oscillation 実験のための
White Kink Background 測定
(原子核乾板内の 粒子の飛跡再構成)

修士学位論文

大阪市立大学大学院理学研究科数物系専攻
高エネルギー研究室
原 智

2003年2月20日

概要

CERN(ヨーロッパ原子核研究所)で ν_μ と ν_τ 間の Neutrino Oscillation の測定のために行われていた CHORUS 実験の Background の1つに White Kink と呼ばれる反応が考えられる。しかし、White Kink について未だ十分なデータがないので、CHORUS 実験での White Kink Background を正しく予測することができない。

以上により、 π^- を CHORUS 実験と同種の原子核乾板に入射して White Kink Event の発生頻度を予測することが目標である。

目次

第1章	Neutrino Oscillation	5
1.1	Neutrino Oscillation	5
第2章	CHORUS 実験	8
2.1	CHORUS 実験の方法	9
2.2	Neutrino beam	9
2.3	Detector	10
2.4	Background	14
2.4.1	Prompt ν_τ	14
2.4.2	τ^- Decay Like Event	15
第3章	White Kink Background 実験	19
3.1	入射 π^- ビーム	19
3.2	原子核乾板スタック	22
3.2.1	target 部	23
3.2.2	Spectrometer 部	25
3.3	その他の実験装置	27
3.4	原子核乾板の解析	28
第4章	共通座標系	30
4.1	共通座標系	30
4.1.1	Downstream Plate から Upstream Plate への変換	30
4.1.2	薄型 Plate1-90,1-85,1-80,1-75,1-70,1-65 を共通座標で	33
第5章	原子核乾板中の π^- 粒子の飛跡再構成	35
5.1	実験方法	35
5.1.1	最上流 (Plate1-90) での 粒子抽出法	35
5.1.2	Plate1-85 での Track の抜きだし	36
5.1.3	Plate1-90 から 1-65 までの Track(π^- 粒子) の飛跡	37
5.2	結果	38

第6章	まとめ と 今後の課題	39
6.0.1	まとめ	39
6.0.2	今後の課題	39

目次

2.1	Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の関係	8
2.2	実験装置	10
2.3	原子核乾板スタック	13
2.4	π の散乱の p_T 分布	18
3.1	White Kink Background 実験全体図	19
3.2	NC イベントからの π^- の運動量分布	20
3.3	2種類の Track	22
3.4	原子核乾板スタック	24
3.5	原子核乾板のサイズ	25
3.6	運動量の計算	26
3.7	原子核乾板自動測定装置の概念図	28
4.1	統一座標系と個々の Emulsion Plate 座標系の関係	31
4.2	測定場所	32
4.3	1-90 の測定データ	32
4.4	1-85 の測定データ	33
4.5	Track Pattern 一致図	33
5.1	測定した場所の例	35
5.2	Track Pattern 抜きだし図	36

表 目 次

2.1	Neutrino beam の組成とエネルギー	9
4.1	薄型 Plate 間のアフィン変換係数	34
5.1	データ整理	38

第1章 Neutrino Oscillation

1.1 Neutrino Oscillation

Neutrino に質量があると仮定する。そして、レプトンナンバーの非保存を仮定に加えて、クォークの弱い相互作用におけるミキシングとの類推から、Neutrino Oscillation の理論は組み立てられた。

それぞれの自由粒子は、それぞれ独立な波動関数として表される。質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態が一致していないため、弱い相互作用の固有状態の中で質量の固有状態のミキシングが起こり、我々が観測する弱い相互作用の固有状態が、3種類の Neutrino 間で振動するのである。

今、簡単のため、2種類の Neutrino、 ν_μ, ν_τ の間のみを考える。時刻 t における質量の固有状態を $\nu_2(t), \nu_3(t)$ とし、それぞれの質量を m_2, m_3 とすると、 $\nu_\mu(t), \nu_\tau(t)$ はミキシングアングル θ を用いて、

(以下、単位は自然単位系をとる)

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

で与えられる。又、時間発展の自由粒子のシュレディンガー方程式は、

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{p^2 + m_2^2} & 0 \\ 0 & \sqrt{p^2 + m_3^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

となり、この解は、 $\sqrt{p^2 + m^2} \simeq p + \frac{m^2}{2p}$ ($m \ll p$) の近似を使い、

$$\begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_2(0) \exp[-i(p + \frac{m_2^2}{2p})t] \\ \nu_3(0) \exp[-i(p + \frac{m_3^2}{2p})t] \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

となる。 p は $\nu_2(t), \nu_3(t)$ の運動量で、Neutrino Oscillation で保存すると考えられるので等しい。時刻 $t = 0$ で ν_μ のみが存在したとすると、 $\nu_\mu(0)=1, \nu_\tau(0)=0$ なので (CHORUS 実験の場合を考える)、式 (1.1) より

$$\begin{pmatrix} \nu_2(0) \\ \nu_3(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

となる。時刻 t で、 ν_μ を観測する確率は、

$$P(t; \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = \left| \frac{\nu_\mu(t)}{\nu_\mu(0)} \right|^2 = |\nu_\mu(t)|^2 \quad (1.5)$$

式 (1.1),(1.3),(1.4) より、

$$\nu_\mu(t) = \cos^2\theta \exp[-i(p + \frac{m_2^2}{2p})t] + \sin^2\theta \exp[-i(p + \frac{m_3^2}{2p})t] \quad (1.6)$$

式 (1.6) により $|\nu_\mu(t)|^2 = \nu_\mu^*(t)\nu_\mu(t)$ を計算すると、($\nu_\mu^*(t)$ は $\nu_\mu(t)$ の複素共役)

$$P(t; \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4p}t\right) \quad (1.7)$$

を得る。ただし、 $\Delta m^2 = m_3^2 - m_2^2$ とした。これを、時刻 t で走った距離 $L (\simeq ct)$ とエネルギー $E (\simeq cp)$ の関数に次のようにして変換する。式 (1.7) の $\frac{\Delta m^2}{4p}t$ について、

$$\frac{\Delta m^2}{4p}t = \frac{\Delta m^2}{4(cp)}(ct) \simeq \frac{\Delta m^2}{4E}L \quad (1.8)$$

さらに自然単位系に変更して、 $1 \text{ fm} = 5.07 \text{ GeV}^{-1}$ (See [4]) より

$$\frac{\Delta m^2}{4E}L = \frac{\Delta m^2 \times 10^{-12}}{4E} 5.07 \times 10^{12} L \simeq 1.27 \frac{\Delta m^2}{4E}L \quad (1.9)$$

と変形できる。単位は Neutrino のエネルギー E を [MeV]、 Δm^2 を [eV]、 L を [m] とした。

そして、式 (1.9) より式 (1.7) は、

$$P(L; \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.10)$$

となる。

一方、距離 L で ν_τ を観測する確率は、

$$P(L; \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 1 - P(L; \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.11)$$

となる。よって、 $P(L; \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ を測定することにより、 Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の関係が決められる。

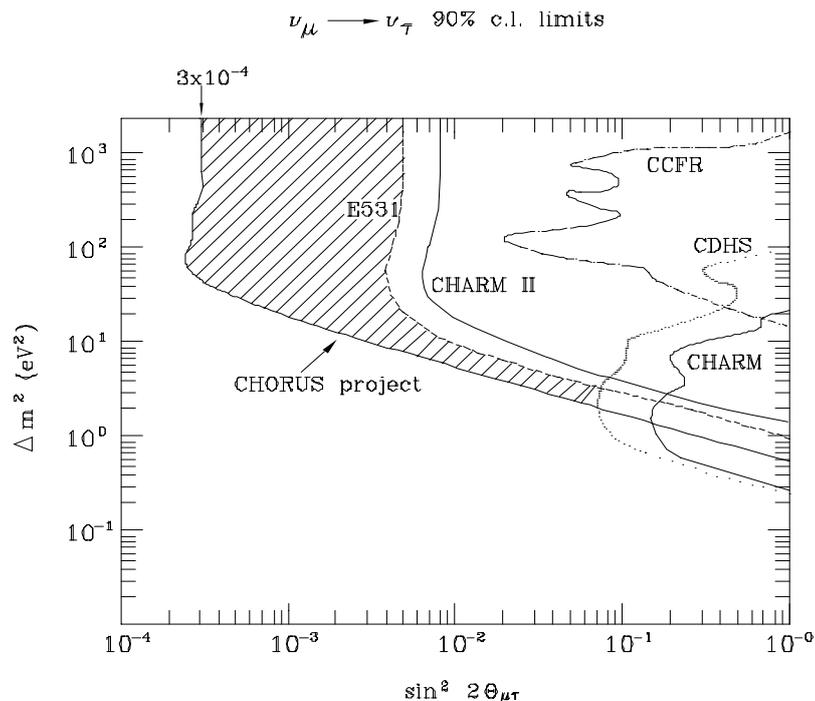
第2章 CHORUS実験

CERN (ヨーロッパ原子核研究所) にて、 ν_μ から ν_τ への振動の探索を目的とする CHORUS 実験が行われた。

図 2.1 を参照して (See [3])、CHORUS 実験で調べることが可能である Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の 2 次元プロットの領域が斜線で表示されている。図 2.1 の E531, CHARM, CCFR, CDHS など ν_μ から ν_τ への振動の探索を目的とする実験である。

ν_μ から ν_τ への振動が、 Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の 2 次元プロットの領域のどの領域に存在するのか理論により予測できないため、多くの実験により色々な領域が調べられている。CHORUS 実験において ν_μ から ν_τ への振動が確かめられることが期待されているが、しかし現在のところ ν_μ から ν_τ への振動を検証するに至っていない。次の章では CHORUS 実験について詳しく説明する。

図 2.1: Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の関係



2.1 CHORUS 実験の方法

まず、 ν_μ からなる Neutrino beam をつくり、約 1 km 離れた大面積の原子核乾板に入射する。もし、Neutrino Oscillation が起これば、始め ν_μ だけ入っていたビームに、原子核乾板まで飛んで来たときには ν_μ と ν_τ が混在することになる。ビーム中に ν_τ が生成され、その ν_τ が原子核乾板と相互作用すると、 τ^- が生成される。その τ^- の崩壊を観測できれば、Neutrino Oscillation の証拠となる。(Neutrino は電荷をもたないので直接観測することができない。) 注意しなければならないのは、この τ^- の崩壊に似たイベント (バックグラウンド) がいくつかあるので、欲しいイベントの τ^- の崩壊と見間違わないようにすることである。そこで、 τ^- が約 1780MeV という重い質量をもつ特徴を利用して、Kinematics の要請から横方向運動量 p_T が 0.24GeV/c 以上で、 τ^- の寿命は 0.3×10^{-12} sec(真空中) なので相対論的效果を考えて、飛行距離が 3mm 以下のイベントを探す。(See [2])

ν_τ からできた τ^- は、Charged Current event[†] (以下 CC と書く) で崩壊し、その崩壊過程の約 86 % が 1-prong decay する (See [1])。1-prong decay とは、2 次荷電粒子が 1 個生成される崩壊のことで、CHORUS 実験で考えられる 1-prong decay は 2 種類ある。2 次荷電粒子が muon の場合と hadron の場合である。

2.2 Neutrino beam

CHORUS で使用する ν_μ ビームは次の様にして生成する。まず、450GeV/c の陽子を標的に当てて、陽子と核子の相互作用でできた多くの hadron のうち、 π^+ は、branching ratio が 99.99 % で

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

に崩壊する。そのとき生成された ν_μ をビームとして利用する。そのようにして作られたビームの平均エネルギーは 26.9GeV である。(表 2.1 参照)

表 2.1: Neutrino beam の組成とエネルギー

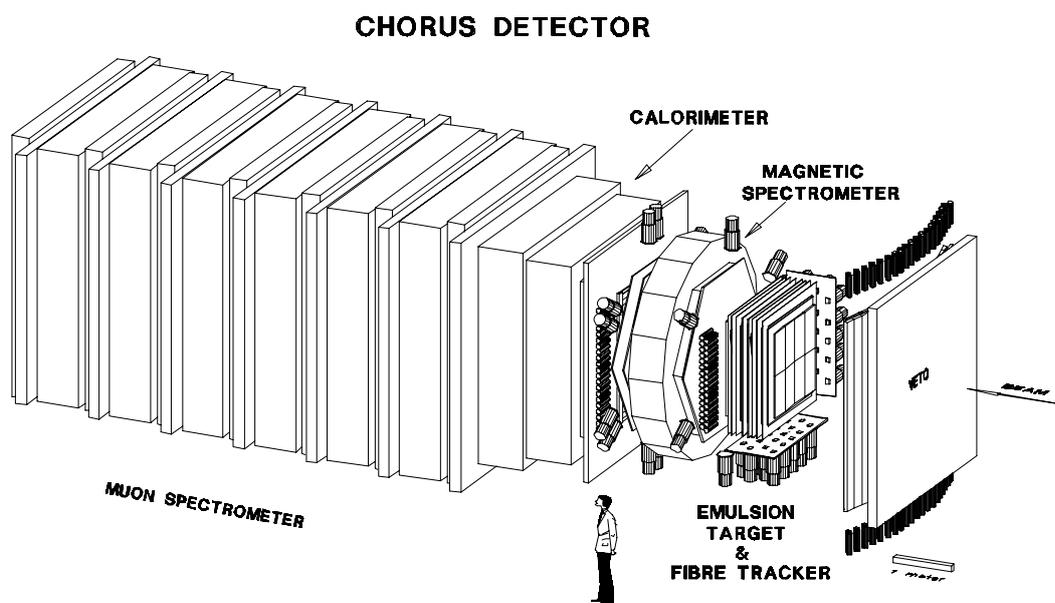
Component	Relative Abundance	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)
ν_μ	1.0	26.9 ± 0.5
$\bar{\nu}_\mu$	0.056 ± 0.004	21.7 ± 1.0
ν_e	0.007 ± 0.0013	47.9 ± 2.2
$\bar{\nu}_e$	0.0017 ± 0.0003	35.3 ± 1.7

[†] 弱い相互作用のうち、電荷を持った W 粒子を媒介とする相互作用。

2.3 Detector

CHORUS 実験は、原子核乾板とカウンター (エレクトロニクス検出器) を用いたハイブリット型の実験である。(Detector の全体図を図 2.2 に示す, See [8]) Neutrino beam を大面積の原子核乾板にあて、原子核乾板での反応を顕微鏡を用いて解析する。原子核乾板は位置分解能が高く $1 \mu\text{m}$ と非常に優れており、 τ^- 程度の寿命の粒子を観測するのに適している。しかし、原子核乾板は時間分解能がなく、顕微鏡で解析するのは膨大な時間がかかってしまう。それを補うために、カウンターを用いて反応点の座標を予測し、顕微鏡の解析の補助をするのである。(See [3])

図 2.2: 実験装置



1. 原子核乾板

原子核乾板とはゼラチン層の中に $0.25 \mu\text{m}$ 程度の大きさの臭化銀結晶を含ませたものをいう。(以後本論文では原子核乾板のことを *Emulsion*、*Emulsion Plate* と呼ぶ場合がある。) 電離能力のある荷電粒子はまず、臭化銀粒子に化学的変化を起こす (潜像)。現像段階 (See [9]) で、露出された銀塩のイオン部分は銀原子に還元され、その銀粒子のつながりが飛跡としてとらえられる。

原子核乾板の特長は $1 \mu\text{m}$ という優れた位置分解能である。そのため、 τ など

の $10^{-13}s$ という短寿命の測定に使われてきた。

原子核乾板は全体で 230 リットル、800kg の乳剤が使用されている。その断面積は $1.4 \times 1.4m^2$ である。構造は $70cm \times 35cm \times 92\mu m$ の乳剤を塗ったものを 1 シートとし、図 2.3 の様にシートを 8 枚並べたものを 1 レイヤーとする。さらに、36 レイヤー重ねたものを 1 スタックとし全部で 4 スタック作る。(図 2.3, See [8])

2. カウンター

原子核乾板の欠点である時間分解能がない点を補うためにカウンターを利用する。光信号を電気信号に変えて読み取るエレクトロニクス検出器を利用して反応の発生時刻がわかる。

- (a) シンチレーティングファイバートラッカー (Scintillating Fiber Tracker)
- 荷電粒子が通過すると発光するプラスチックシンチレーターを光ファイバー状にしたもので、内部のコアとその回りを覆うクラッドからなる。コアとクラッドの屈折率の違いにより、コア内で発光した光がコアとクラッドとの境界面で全反射しながら伝わっていく。(コアの屈折率は 1.59 であり、クラッドの屈折率は 1.49) そして、その光を光電子増倍管などで電気信号に変えて読み取る。位置精度は $140\mu m \times 140\mu m$ であり、顕微鏡の 1 視野、 $160\mu m \times 160\mu m$ を十分にカバーできるので、原子核乾板を解析するのにどの画面を解析すべきか知ることができ、原子核乾板の解析の時間を大幅に短縮することができる。(See [10]、図 2.3)

(b) カロリメーター

i. ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターは、ハドロンのエネルギーと入射角度の測定に利用される。ハドロンとは強い相互作用をする粒子のことである。

エネルギーが 5 GeV 以上のハドロンが物質中に入ると、その物質中の核子との弾性散乱はもとより、非弾性相互作用も起こる。このような粒子の衝突反応においては、 π および K 中間子、陽子または中性子などからなる数個の二次粒子が、反応の結果放出される。入射粒子のエネルギーは、部分的にこれら二次粒子に分配され、二次粒子としてのハドロンがまた次の非弾性衝突を引き起こす。さらに三次粒子としての多数のハドロンの生成も起こる。こうした、カスケードシャワー (cascade shower) の過程は、これら生成ハドロンのエネ

ルギーが小さくなり電離損失で止まるか、あるいはまた、核反応により吸収されてしまうかするまで続くことになる。このカスケードシャワー現象は、通常ハドロンシャワー (hadron shower) と呼ばれている。シャワーのサイズより入射粒子のエネルギーを知ることができる。(See [5])

ii. 電子-光子シャワーカウンター

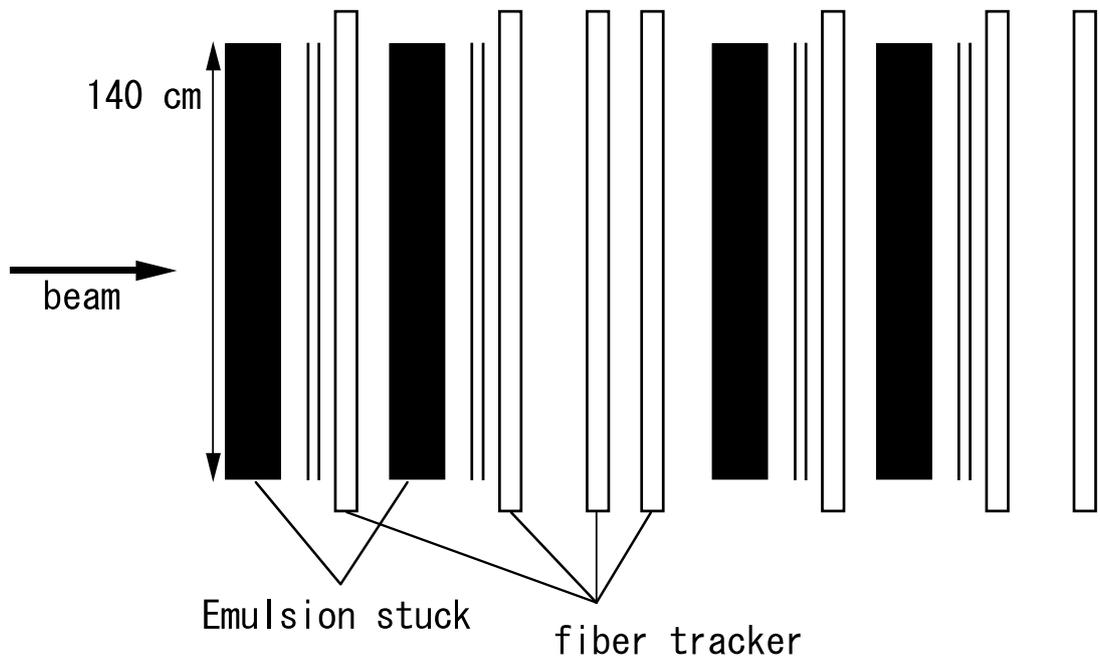
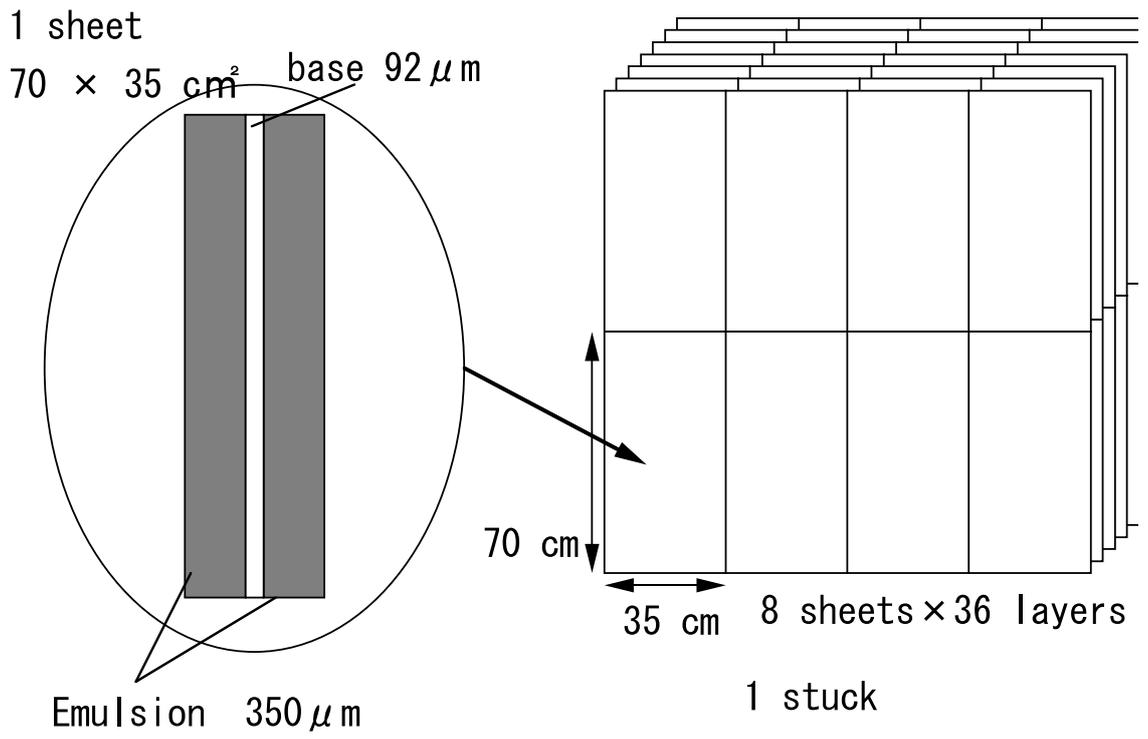
電子-光子シャワーカウンターは、電子や光子のエネルギーと入射角度の測定に利用される。

エネルギーが 10MeV を十分越える領域における電子および光子の物質との相互作用は、主として電子-陽電子対生成と制動放射の過程が支配的である。これら二つのタイプの相互作用が交互に続いて起こる結果として、電子、陽電子および光子のカスケード (滝状の粒子生成) またはシャワーが起こり、そのシャワーは電子や陽電子のエネルギーが、臨界エネルギーに近くなった所で初めて停止する。シャワーのサイズより入射粒子のエネルギーを知ることが出来る。(See [5])

(c) その他

- * 運動量測定のためのマグネット スペクトロメーター (Magnetic Spectrometer)
- * ミュー粒子測定のためのミュオン スペクトロメーター Muon Spectrometer (See [3])

図 2.3: 原子核乾板スタック



2.4 Background

CHORUS 実験で τ の崩壊イベント候補が数個見つかった場合、そのイベントがニュートリノ振動によるものか、あるいはバックグラウンドなのか区別をつける必要がある。従って統計的に信頼度が何%で Neutrino Oscillation が起こったというためには、バックグラウンドの正確な見積りが必要である。CHORUS 実験で予想されるバックグラウンドは大きくわけて 2 種類考えられる。一つは Prompt ν_τ つまり入射 ν_μ ビームを作るときに最初から ν_τ が混じっている場合、もう一つは τ^- Decay Like Event つまり τ^- の崩壊と見間違えるような他の粒子の反応である。以下では、 N^{CC} (全 CC イベントの数) を 5×10^5 として計算する。(See [2])

2.4.1 Prompt ν_τ

prompt ν_τ は次のようなモードで生成される。

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow D_s + \bar{D} + X \\ D_s &\rightarrow \tau^+ + \nu_\tau \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow \bar{D}_s + D + X \\ \bar{D}_s &\rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau + X \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + X \end{aligned}$$

しかし、prompt ν_τ は ν_μ よりはるかに少ないため、CHORUS 実験におけるバックグラウンド イベント数は下記のように

$$\begin{aligned} N &= \frac{N_{\nu_\tau}^{CC}}{N_{\nu_\mu}^{CC}} \cdot BR(\tau^- \rightarrow \mu^-) \cdot efficiency \cdot N^{CC} \\ &= 2.7 \times 10^{-3} event \end{aligned}$$

$N_{\nu_\tau}^{CC}$: ν_τ の CC イベント数

$N_{\nu_\mu}^{CC}$: ν_μ の CC イベント数

$$\frac{N_{\nu_\tau}^{CC}}{N_{\nu_\mu}^{CC}} (1.6 \times 10^{-7})$$

BR ($\tau^- \rightarrow \mu^-$) (0.178) : $\tau^- \rightarrow \mu^-$ の Branching Ratio

efficiency (0.61) : 検出器等の Efficiency

$$\begin{aligned} N &= \frac{N_{\nu_\tau}^{CC}}{N_{\nu_\mu}^{CC}} \cdot BR(\tau^- \rightarrow h^-) \cdot efficiency \cdot N^{CC} \\ &= 3.7 \times 10^{-3} event \end{aligned}$$

BR ($\tau^- \rightarrow h^-$) (0.503) : $\tau^- \rightarrow h^-$ の BranchingRatio
efficiency (0.092) : 検出器等の Efficiency

となる。もし Neutrino Oscillation が起これば CHORUS 実験における ν_τ 反応は最大 35 イベントと予想されているので、このバックグラウンドは非常に小さいと予想されている。(See [2] [8])

2.4.2 τ^- Decay Like Event

1. K Decay or π Decay

このバックグラウンドとしては、K 中間子や π 中間子の崩壊が考えられる。これを取り除くため $p_T > 0.24 \text{ GeV}/c$ のイベントだけを τ の崩壊イベント候補にする。

2. Muonic-One-Prong Decay of Charmed Particle

τ とチャーム粒子の質量はほぼ同じであるため、Neutrino と原子核の反応により生成したチャーム粒子の崩壊がバックグラウンドになりうる。CHORUS 実験でのチャーム粒子の生成モードは次のようなものである。

$$\begin{aligned}\nu_\mu + N &\rightarrow D + \bar{D} + \nu_\mu + X \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \bar{D} + \mu^+ + X\end{aligned}$$

上側の式のモードでは、 ν_μ の Neutral Current event[†] (以下 NC と書く) によってチャーム粒子対が生成される。通常はそのチャーム粒子を二つとも観測することにより、 τ の崩壊と区別するのであるが、たまたま \bar{D} のみを観測した場合、バックグラウンドとなる。

また、下側の式のモードでは、Prompt $\bar{\nu}_\mu$ (及び $\bar{\nu}_e$) の Charged Current event によってチャーム粒子が生成される。このチャーム粒子の崩壊は τ の崩壊と区別が付きにくい、Prompt $\bar{\nu}_\mu$ と $\bar{\nu}_e$ は混入している数が少ないので (表 2.1 参照) バックグラウンドも少なくなる。また、 μ^+ を検出する事によっても、このバックグラウンドと τ の崩壊とが区別できる。それぞれのモードのバックグラウンド イベント数はほぼ同じで、二つとも足すと次のようになる。

[†] 弱い相互作用には、Charged Current event に対して、Neutral Current event があり、こちらの方は Z^0 粒子を媒介とする相互作用である。

$$N_{\text{上式 mode}} = \frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} \cdot \frac{\sigma(c\bar{c})}{\sigma(NC)} \cdot \frac{\sigma(D^-)}{\sigma(c\bar{c})} \cdot BR(D^- \rightarrow X^-) \cdot efficiency \cdot N^{CC}$$

$\frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)}$ (0.30) : NC イベントの Cross Section と CC イベントの Cross Section の比

$\frac{\sigma(c\bar{c})}{\sigma(NC)}$ (0.8×10^{-4}) : $c\bar{c}$ イベントの Cross Section と NC イベントの Cross Section の比

$\frac{\sigma(D^-)}{\sigma(c\bar{c})}$ (0.33) : D^- イベントの Cross Section と $c\bar{c}$ イベントの Cross Section の比

$BR(D^- \rightarrow X^-)$ (0.16) : $D^- \rightarrow X^-$ の Branching Ratio

efficiency (0.017) : 検出器等の Efficiency

$$N_{\text{下式 mode}} = \frac{N(\bar{\nu}_\mu)}{N(\bar{\nu}_\mu) + N(\nu_\mu)} \cdot \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ \bar{c} X)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ X)} \cdot \frac{N(D^-)}{N(\bar{c})} \cdot BR(D^- \rightarrow X^-) \cdot efficiency \cdot N^{CC}$$

$$N = N_{\text{上式 mode}} + N_{\text{下式 mode}} = 1.4 \times 10^{-1} \text{ event}$$

$$\frac{N(\bar{\nu}_\mu)}{N(\bar{\nu}_\mu) + N(\nu_\mu)} \quad (0.025)$$

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ \bar{c} X)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ X)} \quad (0.03)$$

$$\frac{N(D^-)}{N(\bar{c})} \quad (0.33)$$

$BR(D^- \rightarrow X^-)$ (0.16) : $D^- \rightarrow X^-$ の Branching Ratio

efficiency (0.0070) : 検出器等の Efficiency (See [2] [8])

3. White Kink

White Kink とは、ハドロンが標的中の原子核と 1-prong 反応 ($p_T > 0.24 \text{ GeV}/c$) した場合に、その衝突の反応点で蒸発粒子や破砕原子核が観測されないイベントの事である。CHORUS 実験において、特に NC イベントで生成される

π^- の White Kink Event がバックグラウンドとして問題になる。CC イベントからでる π^- の場合は、生成された μ を確認することにより τ の崩壊と区別できる。White Kink バックグラウンド イベント数は、 τ の崩壊のトリガー条件の一つ (3mm 以内の飛行距離で崩壊) を考慮に入れると次の式のようにになる。

$$N = \frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} \cdot \frac{N(h^-)}{N(NC)} \cdot \frac{3 \text{ (mm)}}{\lambda_{WhiteKink}} \cdot efficiency \cdot N^{CC} \quad (2.1)$$

$$\frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} \quad (0.30)$$

$$\frac{N(h^-)}{N(NC)} \quad (1.26)$$

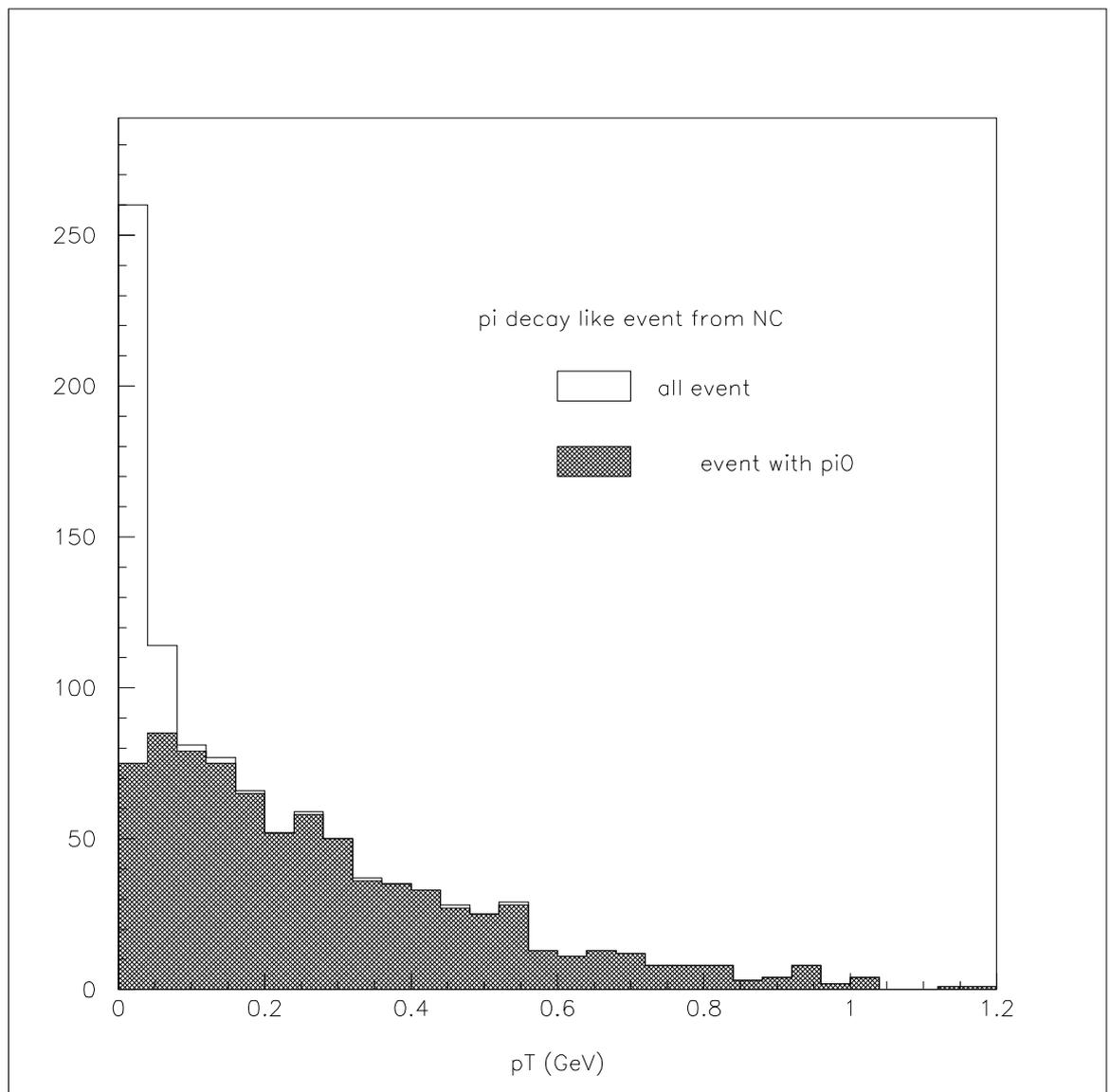
efficiency (0.046) : 検出器等の Efficiency

$\lambda_{WhiteKink}$: White Kink の平均自由行程

イベント数を計算する上で $\lambda_{WhiteKink}$ の値を知る必要があるが、現在のところ White Kink の十分なデータがないためわからない。蒸発粒子や破砕原子核は原子核乾板以外の検出器では観測できないため、White Kink Background 実験には原子核乾板を使用しなければならない。原子核乾板は解析のための労力と時間が大きいため、データの取り込みや解析の簡単なカウンターののみを用いた実験しかこれまで行われていない。カウンターののみを用いた実験では、ハドロンの散乱については分かるものの、そのデータに White Kink Event がどれほど含まれているかはわからない。図 2.4 は π の散乱イベント、つまり White Kink Event の候補の p_T 分布を GEANT でシミュレートしたものである。シミュレーションでは π の全飛程距離を CHORUS 実験の約 50 倍で計算している。そのため CHORUS 実験での White Kink バックグラウンド イベントが 8 イベント以下 (図 2.4 を参照して $p_T > 0.24 \text{ GeV}$ を満たすイベントが 391 あり、これは π の全飛程距離を CHORUS 実験の約 50 倍で計算した値であるから、 $\frac{391}{50} \simeq 7.8$) だと考えられるものの、それ以上のことはわからない。故に White Kink のデータを得るための実験を大阪市立大学高エネルギー研で行う。

(See [2] [8])

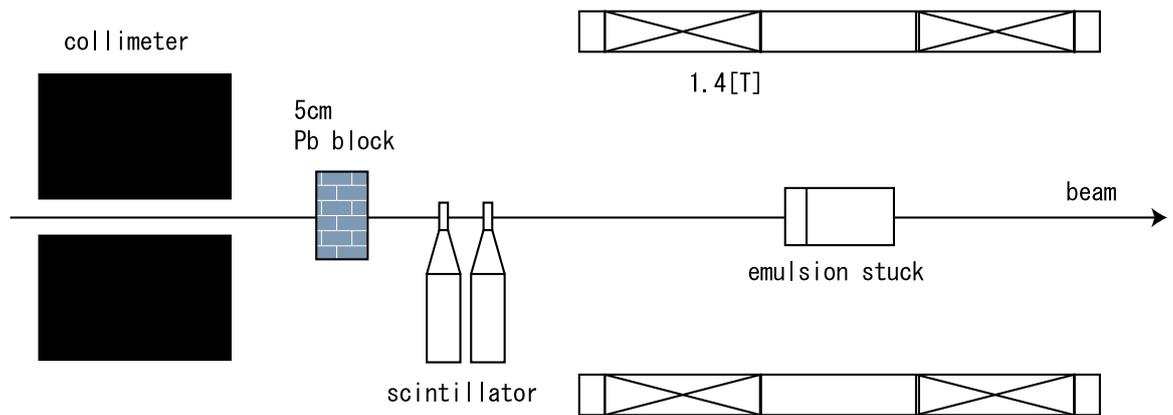
図 2.4: π の散乱の p_T 分布
 2×10^6 本の π を入射
1045 : total event
391 : event of $p_T > 0.24\text{GeV}$
 π_0 付きは 822 event
(See [8])



第3章 White Kink Background 実験

White Kink Background 実験装置について述べる。この実験で観測する White Kink は具体的には π の散乱を観測するので π^- ビームを原子核乾板に入射する。CHORUS 実験のバックグラウンドを測定するための実験であるので、CHORUS 実験で使われた原子核乾板と同じ材質でできた原子核乾板を作成した。そして、その原子核乾板にその他のカウンターを組み合わせて実験装置を作る。さらに τ の崩壊のトリガー条件の一つに $p_T > 0.24 \text{ GeV}/c$ があるため、 p_T 分布をとることが重要である。そこで、原子核乾板を磁場中に置くことにより運動量を測定できるように設計した。(図 3.1, See [8])

図 3.1: White Kink Background 実験全体図



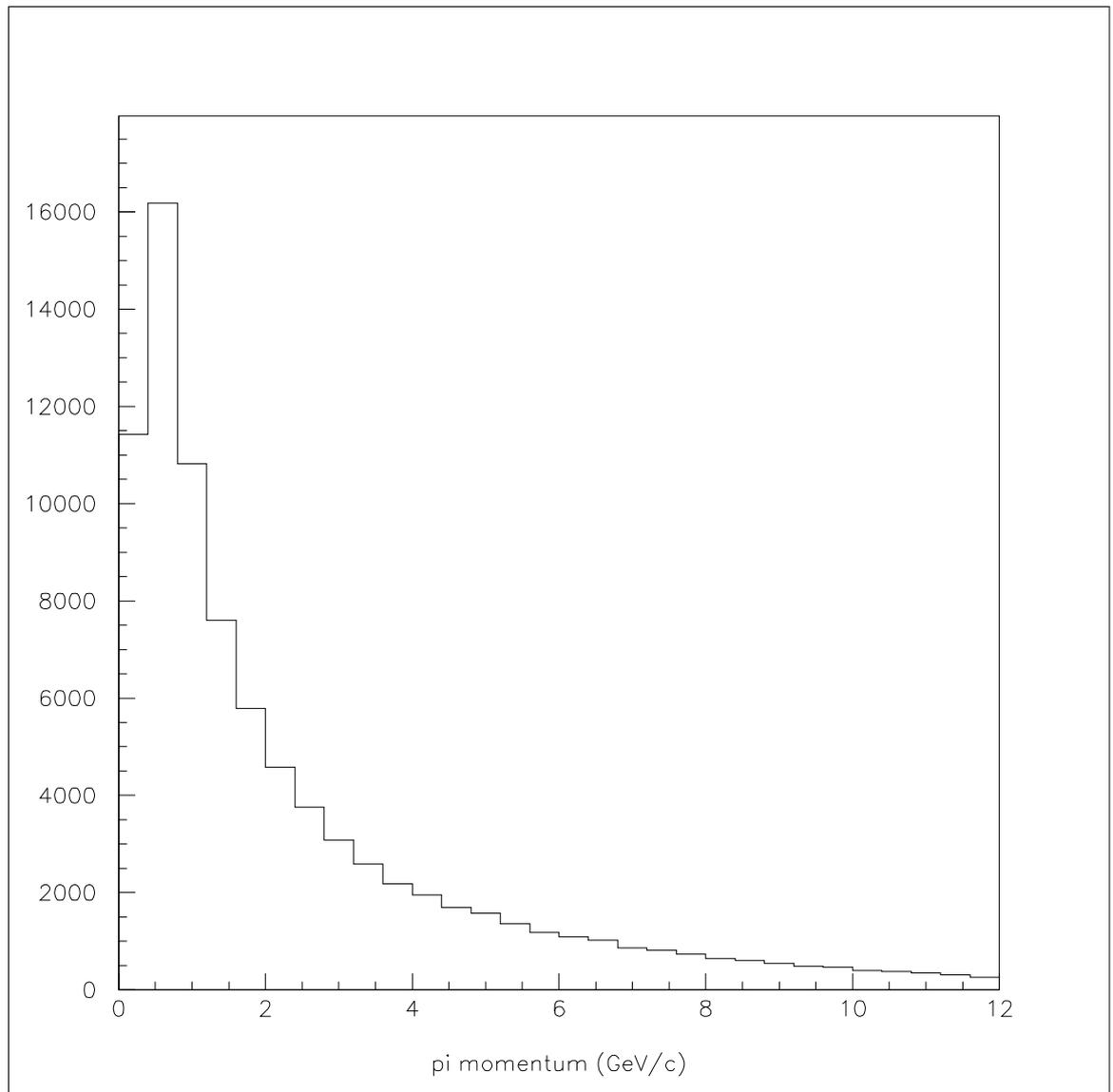
3.1 入射 π^- ビーム

1. beam の密度と運動量

実際に実験するために、入射 π^- ビームの運動量と密度を決めなければならない。まず運動量を決定するため、CHORUS 実験において NC イベントで生成された π^- の運動量分布を調べるべく、シミュレーションを行った。(図

3.7, See [8]) このシミュレーションはLEPTOで行ったもので、CHORUS実験において入射されたエネルギースペクトラムの ν_μ ビームと標的の核子と相互作用させた結果、起こったNCイベントから生成した π^- の運動量分布をプロットした。グラフから運動量が数 GeV/c 以上の粒子は少ないことがわかる。しかし、1 GeV 前後のビームで実験した場合 $p_T > 0.24$ GeV/c というCHORUS実験のトリガー条件を満たすイベントが起こりにくいと考えられる。そこで、2 GeV/c、3 GeV/c のビームで実験をした。

図 3.2: NC イベントからの π^- の運動量分布



次にビーム密度を決定する。同量の原子核乾板にあてるときビーム密度が高い

場合と低い場合を比べると、前者はイベント数が多く統計精度が良いという長所があるものの顕微鏡スキャン時に労力と時間がかかるという短所があり、後者はその逆である。前者を優先するのならばビーム密度は $5 \times 10^5 / \text{cm}^2$ 程度が望ましい。しかし過去の顕微鏡スキャンの経験上、 $5 \times 10^4 / \text{cm}^2$ 以上の密度ではスキャンのための時間がかかりすぎると判断し、ビーム密度約 $2 \times 10^4 / \text{cm}^2$ で実験した。

以上の様な π^- ビームを出せるビームラインの一つが、KEKのPSビームラインにある” $\pi 2$ ”である。” $\pi 2$ ”は $1 \sim 4 \text{ GeV}/c$ の運動量と $1 \times 10^5 / \text{cm}^2$ 程度のビーム密度を持つ π^- ビームを入射させることができる。よって” $\pi 2$ ”ビームラインで原子核乾板にビームを当てた。

2. 2種類の beam

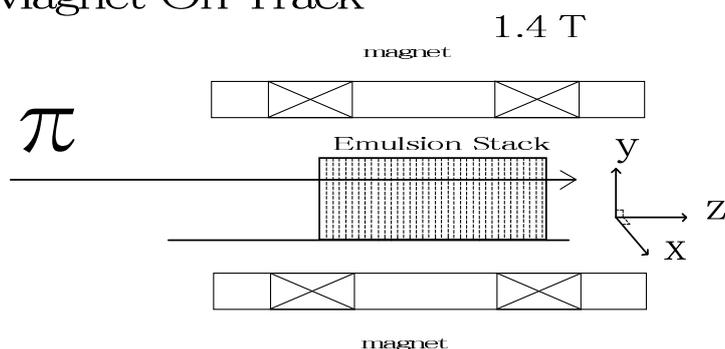
図 3.3 を参照して、Emulsion Stack は次の 2 種類の π^- ビームが入射されている。まず 1 種類目の π^- ビームは、 π^- の運動量を測定するために 1.4T の磁場をかけて入射した π^- ビームである。その磁場をかけて入射した π^- を MagnetOnTrack と呼ぶことにする。図 3.3 に Measure と表示しているのは、Magnet On Track は運動量が測定できるので、White Kink についての測定用である。

次にもう 1 種類の π^- ビームは、Emulsion Stack に磁場をかけずに入射した π^- ビームである。その磁場をかけずに入射した π^- を MagnetOffTrack と呼ぶことにする。Magnet Off Track は Magnet On Track と区別するため、図 3.3 のように Emulsion Stack にスペーサー (アルミ板) を挟み、y 方向について角度を変えて入射している。Magnet Off Track は磁場による曲がりがなく、直進性を利用して Calibration を行うために利用する。

以上のようにして、2 種類の π^- を運動量が $2\text{GeV}/c$ で入射した Emulsion Stack と、 $3\text{GeV}/c$ で入射した Emulsion Stack の 2 セットある。図 3.3 を参照して、運動量が $2\text{GeV}/c$ で入射した Emulsion Stack の傾きは、 $\tan\theta=0.147$ 、次に運動量が $3\text{GeV}/c$ で入射した Emulsion Stack の傾きは、 $\tan\theta=0.106$ である。

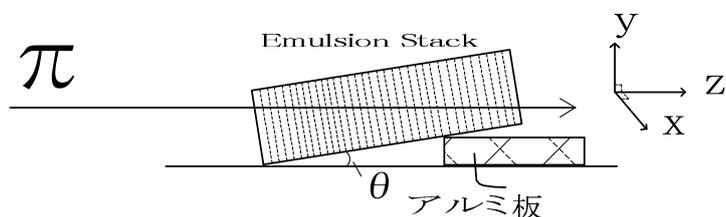
図 3.3: 2種類の Track

Magnet On Track



Measure

Magnet Off Track



Calibration

Momentum

$$2\text{GeV}/c \quad \tan \theta = 0.147$$

$$3\text{GeV}/c \quad \tan \theta = 0.106$$

3.2 原子核乾板スタック

バックグランド実験の検出器かつ標的として原子核乾板を使用する。さらに運動量を測定するため原子核乾板を図 3.4 のように組み合わせて作成した原子核乾板スタックをマグネットの磁場中に置く。そのため、原子核乾板スタックは π^- が反応を起こす標的部分 (target 部) と、運動量測定用のトラッカーの役割を果たす部分 (spectrometer 部) に分けて設計した。本論文では原子核乾板スタックを *EmulsionStack* と呼ぶこともある。サイズについては図 3.4 を参照すること。

3.2.1 target 部

顕微鏡スキャンの労力を少なくするため、標的部分はベースをできるだけ薄くして乳剤を厚く塗る必要がある。なぜなら、荷電粒子が飛跡を残すのは乳剤の部分だけであるため、ベースが厚いと飛跡をつなぐのが難しくなりスキャンが困難になる。さらに乳剤の方がベースより一般的に密度が高いため π^- がより短い距離で反応を起こすようになり、統計精度をかせぐためにも乳剤の量の多い方が望ましい。これらを考慮し、さらに顕微鏡のスキャンの労力を減らすために、薄型1枚[†]、厚型4枚(サイズや作りについては図3.5)を1セットとして、これを5セット重ね、これを標的にする。それぞれの層の面積は $7 \times 7 \text{cm}^2$ である。そうして薄型と厚型の原子核乾板を重ねた面積 $7 \times 7 \text{cm}^2$ の標的に 1×10^6 個程度の π^- を入射した。

この White Kink Background 実験で測定されるデータ量と CHORUS 実験を比較すると

$$\begin{aligned}
 \text{CHORUS} & : \\
 L & = \frac{N(h^-)}{N(NC)} \times 3\text{mm} \times N^{NC} \\
 & = 570\text{m}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Background Experiment :

$$\begin{aligned}
 L & = (\text{beam density}) \times (\text{beam area}) \times (\text{emulsion thick}) \\
 & = 14000\text{m}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

beam density (約 $2.0 \times 10^4 / \text{cm}^2$)

beam area (49cm^2)

emulsion thick ($140 \times 10^{-4} \text{m}$)[†]

L : それぞれの実験での π^- の全飛程距離

$\frac{N(h^-)}{N(NC)}(1.26)$: NC イベントでの π^- の多重度

$N^{NC}(1.5 \times 10^5)$: NC イベント数

[†] 薄型は歪みが少なく beam の角度が比較的正確に分かるため、まず薄型だけをスキャンして π^- の飛程を再構築することが出来る。

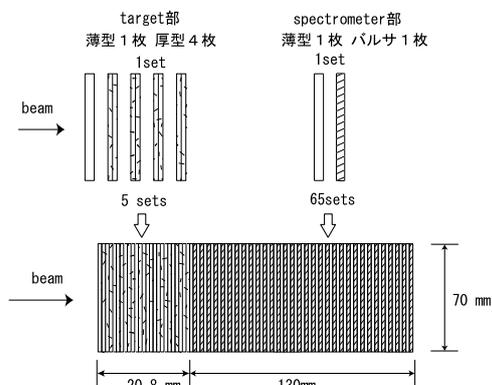
[†] 厚型の原子核乾板について図3.5より乳剤が上流と下流側の $350 \mu\text{m} \times 2 = 700 \mu\text{m}$ であり、図3.4よりターゲット部は厚型の原子核乾板4枚が5セットで構成されているから、emulsion thick は、 $700 \mu\text{m} \times 4 \times 5 = 140 \times 10^{-4} \text{m}$ 。

この White Kink Background 実験では π^- の運動量が $2\text{GeV}/c$ と $3\text{GeV}/c$ のビームを利用したので、それぞれの運動量について CHORUS 実験の約 24.6 倍 ($14000/570$) のデータ量が得られ、十分な統計精度が期待できる。

図 3.4: 原子核乾板スタック

原子核乾板スタック1

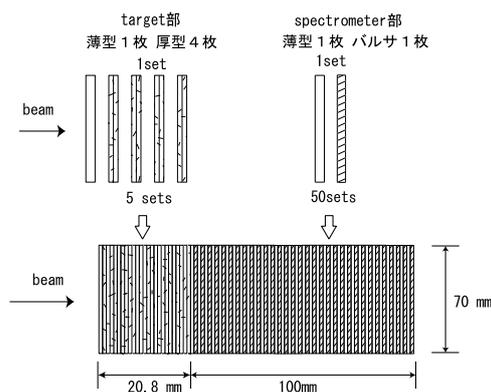
($3\text{GeV}/c$ の π 粒子を入射)



最上流のプレート(バルサ以外)から順に1-90, 1-89, ..., 1-1と番号をつけた。

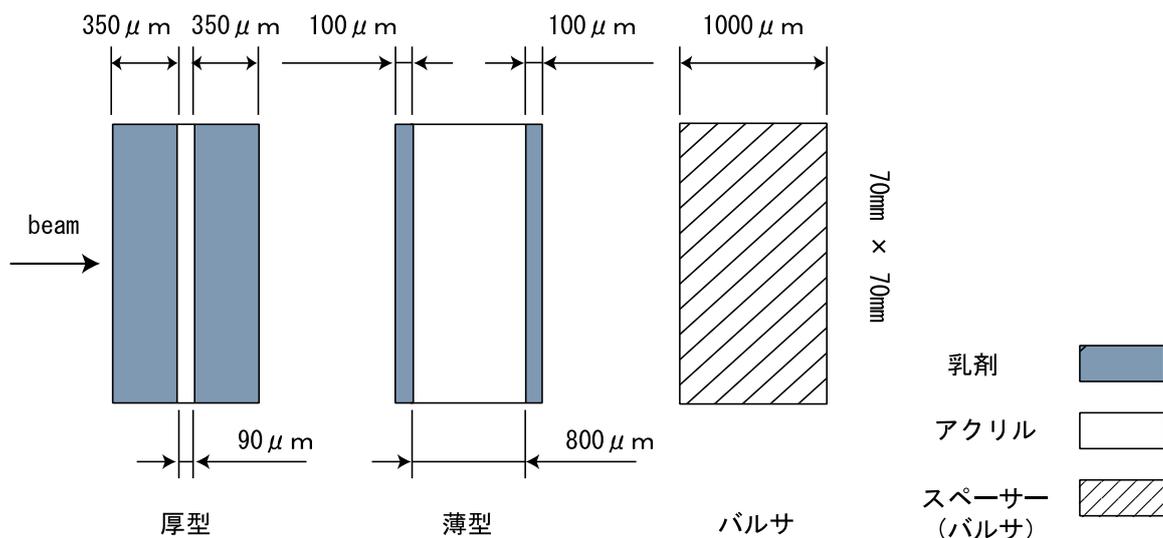
原子核乾板スタック2

($2\text{GeV}/c$ の π 粒子を入射)



最上流のプレート(バルサ以外)から順に2-75, 2-74, ..., 2-1と番号をつけた。

図 3.5: 原子核乾板のサイズ



3.2.2 Spectrometer 部

スペクトロメーター部は入射した π^- の運動量を測定するために利用する。ここでは π^- の運動量の測定と誤差について説明する。まず、運動量の測定について説明し、次にその誤差について説明する。

1. 運動量 p [MeV/c] は次式にて計算できる (See [12])。

$$p = \frac{300B}{8s} l^2 \quad (3.3)$$

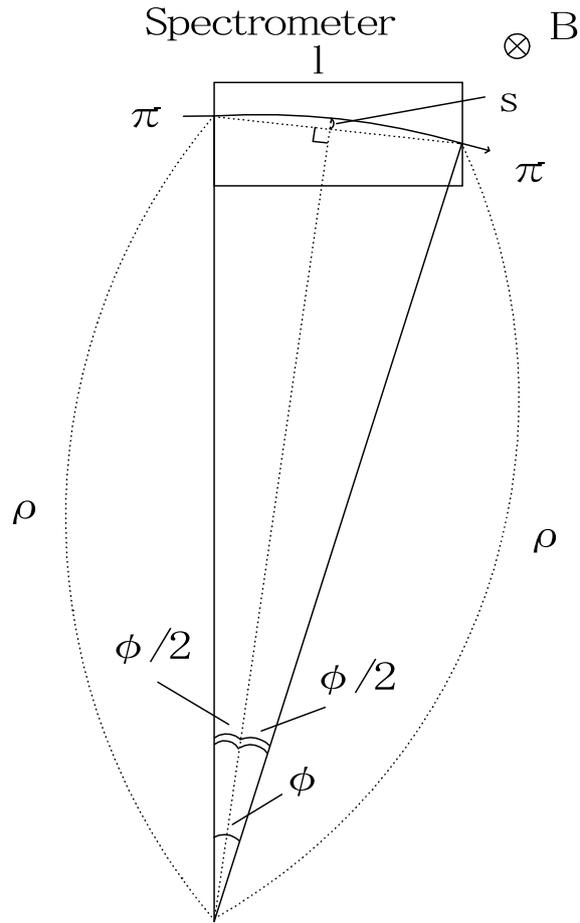
B はスペクトロメーター部にかけた磁場であり単位は T[テスラー]、 l はスペクトロメーター部の長さであり単位は m[メートル]、 s はサジッターと呼ばれ、 π^- が磁場により曲げられた距離であり単位は m[メートル](図 3.6)。

磁場 B は 1.4T であり、図 3.4 を参照して π^- が 2GeV/c ではスペクトロメーター部の長さ l は 100mm であり、 π^- が 3GeV/c では l は 130mm であるから、運動量 p はサジッター s を測定することにより求められるのがわかる。

2. 運動量 p の誤差について説明する。

磁場 B とスペクトロメーター部の長さ l は十分な精度で測定できているとして

図 3.6: 運動量の計算



誤差を無視する。そうすると運動量 p はサジッター s のみ関数となり、運動量 p の誤差を δp 、サジッターの誤差を δs とすると、

$$\delta p/p = \delta s/s \quad (3.4)$$

という関係式が得られる。

本実験でのサジッター s のオーダーを検討すると、式 (3.3) をサジッター s について解いて、

$$s = \frac{300B}{8p} l^2 \quad (3.5)$$

π^- の運動量 $2\text{GeV}/c$ について、磁場 $B=1.4\text{T}$ のもと π^- の飛行距離をスペクトロメーター部の長さ $l(=100\text{mm})$ として、式 (3.5) より

$$s \simeq 263\mu\text{m}$$

同様に、 π^- の運動量 $3\text{GeV}/c$ について、磁場 $B=1.4\text{T}$ のもと π^- の飛行距離をスペクトロメーター部の長さ $l(=130\text{mm})$ として、

$$s \simeq 296\mu\text{m}$$

となる。

運動量の誤差に直接関与するサジッターの誤差の原因として次の点が考えられる。

(a) Multiple Coulomb Scattering

物質中を荷電粒子が通過するときに、電子と原子核により電磁相互作用を受ける。その相互作用により荷電粒子の軌道が変化するのでサジッターの誤差の原因となる。 Multiple Coulomb Scattering について詳しくは、See [6],[7],[8]。

(b) Calibration

Calibration とは、各 Emulsion Plate で異なる座標系から統一座標系へと変換する作業である (See [12])。Calibration の精度がサジッターの誤差の原因となる。

(a),(b) により π^- のスペクトロメーター部における軌跡は完全な円軌道からはずれたものとなる。しかし、 π^- の軌道を円軌道に Fitting して、曲率半径及びサジッターを計算することにより運動量及び、その誤差が測定される。

3.3 その他の実験装置

1. Pb Block

電子の混入を防ぐために、約 10 Radiation Length にあたる 5cm の鉛ブロックを置いた。

2. Scintillator

入射される π^- の個数をカウントするために置いた。 $7\text{cm} \times 7\text{cm}$ の Scintillator

を取り付けた Photomultiplier Tube を 2 本使用し、それらの Coincidence をとる。

3. Magnet

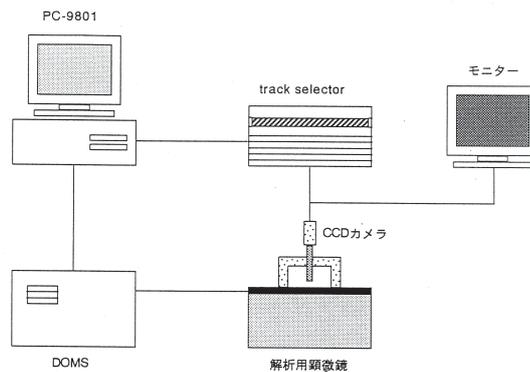
”牛若”と呼ばれる Magnet で 1.4Tesla の磁場をかけた。

3.4 原子核乾板の解析

現像された原子核乾板には、荷電粒子が通過した位置に直径約 $1\mu\text{m}$ の銀粒子 (grain) が残される。顕微鏡で見ると黒く見えるその grain のつながりを追ってゆけば、荷電粒子の飛跡を再構築することができる。顕微鏡の視野内に飛跡があれば、顕微鏡の焦点面の深さを原子核乾板全体にわたって移動させると、連続的に動いているように見える grain のつながりが確認できる。その飛跡の三次元 x,y,z 座標を測定して飛跡を再構築してゆく。

以上の作業を人間が行うのは大変なことである。原子核乾板のスキャンを軽減するため、原子核乾板自動測定装置 を利用して、原子核乾板の測定を行う。

図 3.7: 原子核乾板自動測定装置の概念図



約3分で測定できる。

1. 解析用顕微鏡

顕微鏡は 40cm × 40cm のステージを持ち、36cm × 36cm の範囲で移動可能である。鏡筒は約 2.5cm 移動可能である。このステージ上に原子核乾板の Plate をのせ、真空ポンプで Plate をステージに固定し Plate 1 枚ずつ解析して行く。また鏡筒に CCD カメラを取り付けてある。

2. DOMS

PC9801 からの命令で、顕微鏡のステージ、鏡筒の移動、及び、座標の読みとりを行う。座標の読みとり単位は XY 軸が 1 μ m、Z 軸が 0.57 μ m である。また、ハンドボックスを使い、マニュアルで 4 段階を速度で移動させることもできる。

3. track selector

CCD カメラで取り込んだ原子核乾板の断層映像から得られた grain の位置を、16 層分記録しておくことができる。そして、その記録から grain の位置が一致するものを探し、飛跡を再構築する。(詳細は See [9])

4. PC9801

ホストコンピュータとして、装置全体の制御を司る。飛跡のクラスター処理も PC98 で行う。自動解析の際には、PC9801 上のソフトウェアで行う。

5. モニター

CCD カメラの映像を監視するためのモニター。

6. CCD カメラ

浜松ホトニクス社製 C3077 を使用。

第4章 共通座標系

各 Emulsion Plate 毎に座標系は異なっているので各 Plate の 粒子の飛跡のデータから外挿し下流側の Plate での 粒子の位置を予想し追跡するためには各 Plate の座標系を共通の座標系で表す必要がある。 粒子の飛跡から曲率をもとめ運動量を求めるためには3次元で粒子の飛跡を表す必要がある。以上の理由から共通座標で表す必要がある。4.1を説明すると、各 Emulsion Plate が持つ各々異なる座標系 (xy 、 $x'y'$ 、 $x''y''$ 座標系など) から、任意に選んだある座標系に変換することである。

4.1 共通座標系

4.1.1 Downstream Plate から Upstream Plate への変換

1. Emulsion Plate 間の Calibraton(座標系の統一) の手順

図 4.1 を参照して、2枚の Emulsion Plate を取り出して考える。上流側の Emulsion Plate(Upstream Plate と呼ぶ) と下流側の Emulsion Plate(Downstream Plate と呼ぶ) の Magnet Off Track を Track Selector によりスキャンした。一般的にそれぞれ2枚の Emulsion Plate の座標系は異なっており、Upstream Plate は $x'y'$ 座標系で、Downstream Plate は xy 座標系と定義する。そして Track Selector により測定された Magnet Off Track の座標群の中から、それらの幾何学的位置関係の一致する座標を Upstream Plate、Downstream Plate で選出す。

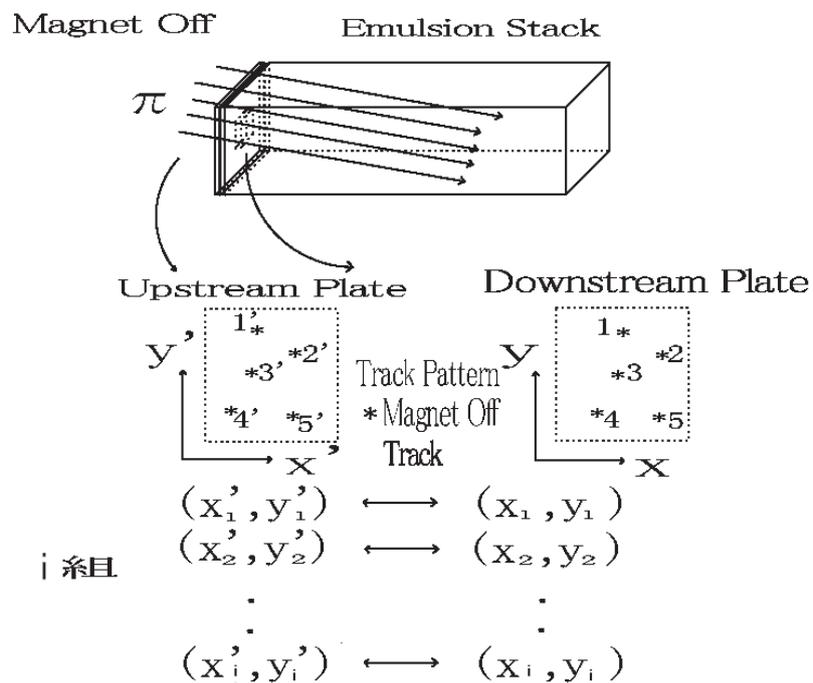
さらにその Emulsion Plate 間に対応した Magnet Off Track 対の座標の組から、 $x'y'$ 座標系と xy 座標系が以下の affine 変換の関係にあるとして、 $x'y'$ 座標系と xy 座標系の affine 変換の係数を最小二乗法で求める。

affine 変換

$$x' = ax + by + e$$

$$y' = cx + dy + f$$

図 4.1: 統一座標系と個々の Emulsion Plate 座標系の関係



$$\begin{aligned} x' &= ax + by + e \\ y' &= cx + dy + f \end{aligned}$$

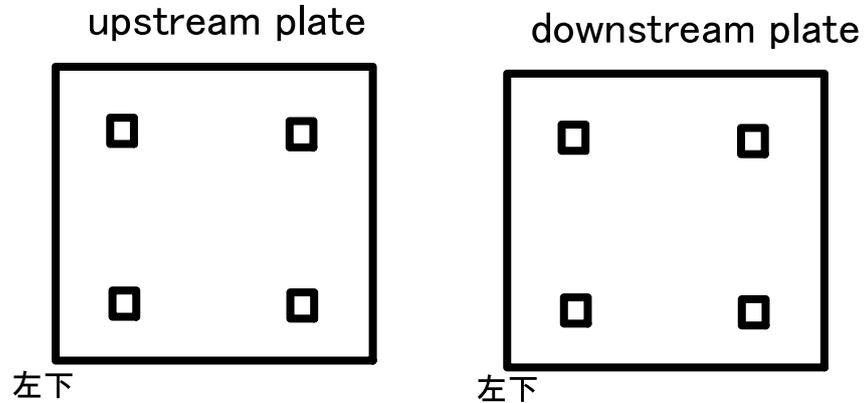
アフィン変換係数を求める。

→ a, b, c, d, e, f

2. 1-90,1-85 対応する領域測定

2000 μm \times 2000 μm の大きさの正方形 4 箇所を Upstream Plate, Downstream Plate 両方で測定した。Plate の左下の角から (縦、横) それぞれ (約 1.3cm, 約 1.3cm), (約 5.5cm, 約 1.3cm), (約 5.5cm, 約 5.5cm), (約 1.3cm, 約 5.5cm)

図 4.2: 測定場所



3. Track Pattern を一致させる。

測定データを使い Track Pattern を一致させる。Track Pattern 一致条件として位置は $\pm 20 \mu\text{m}$ 、角度は $\pm 0.001\text{rad}$ 以内とする。以下に 1-90,1-85 の plate の左下の領域の測定データを使い実際の track pattern 一致を説明する。

図 4.3: 1-90 の測定データ

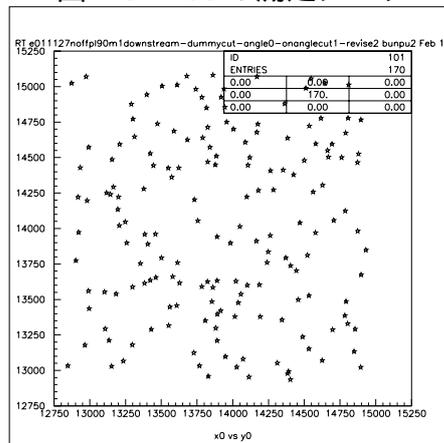


図 4.4: 1-85 の測定データ

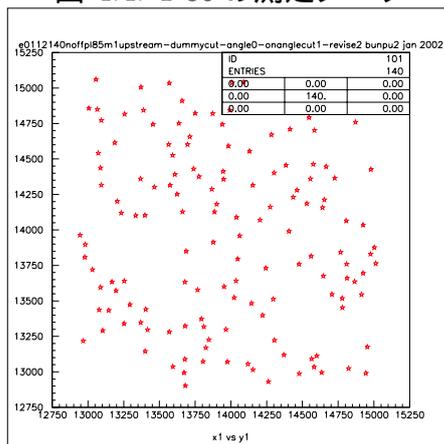
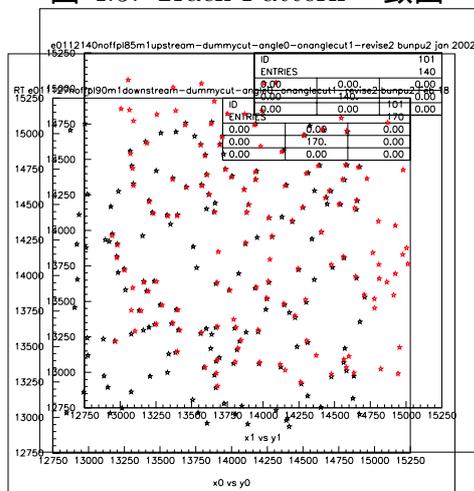


図 4.5: Track Pattern 一致図



この図のように Track Pattern の一致したデータの組からアフィン変換係数を求める。

4.1.2 薄型 Plate1-90,1-85,1-80,1-75,1-70,1-65を共通座標で

同様に 1-85,1-80,1-75,1-70,1-65 で測定を行いアフィン変換係数を求めた。

このアフィン変換係数を使い最上流 Plate(1-90) に座標変換し共通座標とした。

表 4.1: 薄型 Plate 間のアフィン変換係数

plate number	a	b	c	d	p	q
85 90	0.99587	-0.009282	-0.009427	0.999576	129.8210	96.0426
80 85	1.000558	0.003622	-0.004010	1.000606	-819.1204	463.2304
75 80	1.000250	-0.003147	0.003439	0.999882	11.5388	-64.8561
70 75	1.000278	-0.000794	0.000565	1.000396	33.8083	-380.6259
65 70	1.002140	0.002151	-0.002132	0.999827	-91.0977	237.9527

第5章 原子核乾板中の π^- 粒子の飛跡再構成

π^- ビームを原子核乾板に入射する。ビームが入射してきた上流側の Plate から下流側の Plate を測定することにより π^- 粒子の飛跡を再構築する。共通座標で表すことで上流の Plate から下流の Plate に 粒子を追跡し飛跡を 3次元で表すことができるようになった。今回は最上流 Plate(1-90)で 粒子を抜きだし、そのデータを使い下流側の Plate へ 粒子を追跡して行く。

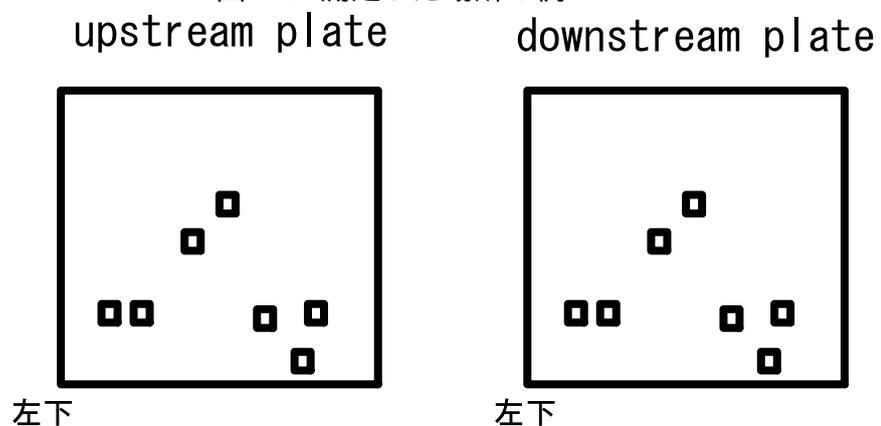
5.1 実験方法

5.1.1 最上流 (Plate1-90)での 粒子抽出法

1. Plate1-90,1-89の対応する領域測定

1000 μm \times 1500 μm の大きさの長方形を7か所両方の Plate で測定する。Plate の左下の角から(縦、横)それぞれ(約1.5cm, 約2.0cm),(約2.0cm, 約2.0cm),(約3.0cm, 約3.0cm),(約3.95cm, 約3.95cm),(約4.5cm, 約2.0cm),(約4.95cm, 約0.5cm),(約5.0cm, 約2.0cm)

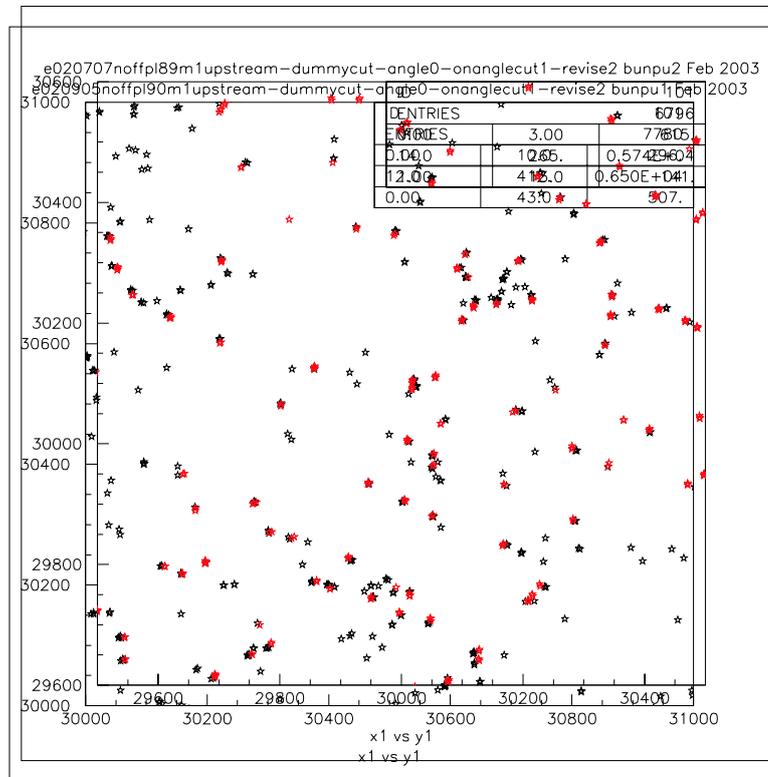
図 5.1: 測定した場所の例



2. Plate1-90,1-89 の対応する Track Pattern の抜きだし

両方のプレートで測定したデータを使い 1-90,1-89 で Track Pattern の一致するデータを抜きだした。(抜きだしたデータはプレート 1-90 で測定したデータである。) Track Pattern 一致条件 位置は $\pm 10 \mu\text{m}$ 、角度は $\pm 0.001\text{rad}$ とした。

図 5.2: Track Pattern 抜きだし図



3. 抜きだしたデータの Track 確認

プレート 1-90,1-89 で測定してデータが実際に Track であるか目視で調べた。

4. Plate1-90 の Track(π^- 粒子) データの抜きだし

両方の Plate で Track が確認できた 385 データ (Plate1-90 の測定データ) のみを抜きだし Track(π^- 粒子) データとし以下の実験で使う。

5.1.2 Plate1-85 での Track の抜きだし

1. Plate1-85 の測定

Plate1-90 の Track データひとつひとつを Plate1-85 上へ外挿しそれぞれの座標

を中心に顕微鏡 1 視野分 (140 μm \times 110 μm) 測定する。

2. Track Pattern の一致しなかったデータ抜きだし
Plate1-90 の Track データと Plate1-85 の測定データを使い Track Pattern が一致しなかった Plate1-90 の track データを抜きだす。
3. Plate1-85 の再測定
上で抜きだしたデータを使い再測定する。
4. 再測定しても Track Pattern の一致しなかったデータ抜きだし
Plate1-90 の Track データと Plate1-85 の測定データ, 再測定データを使い Track Pattern が一致しなかった Plate1-90 の Track データを抜きだす。
5. 再測定しても Track Pattern の一致しなかったデータの理由を調べる。
上記 4 で抜きだしたデータを使い目視確認する。
Track があった場合は測定ミス
目視で測定する。
Track がなかった場合は Plate1-90 から 1-85 の途中で Track になにか反応があったと判断した。Track をこれ以上下流に追跡できないので測定はここまでで終了する。
6. Plate1-85 の Track(π^- 粒子) データの抜きだし
上記 4 での Track Pattern が一致した Plate1-85 のデータを使い Track があるか目視確認し, Track があったデータのみを抜きだした。上記 5 での目視での測定データと合わせて Plate1-85 での Track データとした。

5.1.3 Plate1-90 から 1-65 までの Track(π^- 粒子) の飛跡

前の節と同様に 1-80,1-75,1-70,1-65 と順々に Track(π^- 粒子の飛跡) を追跡していった。

5.2 結果

表 5.1: データ整理

plate number	1 回の測定	再測定	目視で測定	track なし	粒子の個数
1-90					385
1-85	324	30	16	15	370
1-80	317	31	11	11	359
1-75	305	28	10	16	343
1-70	293	21	21	8	335
1-65	284	26	13	12	323

1 回の測定は 1 回目の測定で 粒子を測定できた個数、再測定は 1 回目で測定できなかったものを 3 回の再測定で 粒子を測定できた個数、目視で測定は 1 回目と 3 回の再測定で測定できなかったものをしかたないので目視で 粒子を測定した個数、Track なしは Upstream Plate で 粒子があったが Downstream Plate では消えていた個数をそれぞれ表している。

第6章 まとめと今後の課題

6.0.1 まとめ

1-90 1-85,1-85 1-80,1-80 1-75,1-75 1-70,1-70 1-65の各stepから1step当たりの平均は測定装置で測定できたが約92%,目視で測定が約5%,粒子が消えたが約3%であった。1-90から1-65まで5Stepあり目視で測定が1step毎に約5%,入射された粒子が約100万個なので約5万個、さらに5stepあるので5万個×5=25万個分目視で測定することになる。1個を約3分で目視測定できるとすると25万個は約520日連続で休みなく作業することになり人的負担大。

1-90で385個あった粒子が1-65では323個まで減少していた。これの説明としての崩壊(0.0037回)、の散乱(34回)が考えられる。3~4ほど足りず他にも原因があると思われる。追跡できなかった分はWhite Kinkの候補であり1-90

1-65で約16%であった。約100万個の粒子が入射されたので16万個分調べる必要がある。1step毎にUpstream Plateの粒子がDownstream Plateで消えたか目視で調べる必要があるため1個1分で調べることができるとすると16万個は約111日連続で休みなく作業することになり人的負担大。さらに粒子が1stepの間のPlate(4枚のPlate)のどこで反応したのか調べる必要があり2.5枚目で発見できたし1Plateの1個の粒子を調べるのに3分かかるとすると3分×2.5枚×16万個で約833日連続で休みなく作業することになり人的負担大。

6.0.2 今後の課題

今回追跡したのはTarget部分であるのでSpectrometer部分も追跡して行く必要がある。下流に外挿して行くうちに消えたTrack(粒子)を追跡しWhite Kink Eventであるか調べる。人的負担を減らすため目視での測定をできるだけ減らすめ測定装置の光量やTrackとする条件を調整して1Stepで約5%の測定ミスをできるだけ0%に近づける必要がある。

謝辞

本論文をまとめるにあたって、最後まで熱心に御指導して下さった奥沢 徹先生、鋭い御指摘を与えて下さった吉田 拓生先生、山本 和弘先生、また本実験の自動解析装置の WINDOWS マシンへの置換を主にしていただいた共同実験者である若林 健治氏、藤原 和人氏、本実験の解析のプログラム作成をしていただいた須藤 孝志氏そしていろいろな質問に対して有益な御助言をくださったり、研究ができるようにターミナルの環境を整えて下さった加藤 幸弘氏、豊田 博俊氏、空 剛史氏、播本 栄作氏、田辺 守氏、平本 潤一氏に大変感謝致します。また、日常、有益な議論をして頂いた研究室の皆様にも感謝致します。

関連図書

- [1] Particle Data Group,PARTICLE PROPERTIES DATA BOOKLET,JUNE 1992,AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS
- [2] CHORUS Proposal,CERN-PPE/93-131,July 20,1993
- [3] CHORUS Proposal,CERN-PPE/97-33,March 14,1997
- [4] Francis Halzen and Alan D.Martin,QUARKS & LEPTONS:An Introductory Course in Modern Particle Physics
- [5] K. クライクネヒト著/高橋 嘉右、吉城 肇共訳,粒子線検出器-放射線計測の基礎と応用
- [6] Donald H. Perkins,Introduction to High Energy Physics,Third Edition
- [7] PHYSICAL REVIEW D,PARTICLES AND FIELDS,1 JUNE 1992,PART 2,Review of Particle Properties
- [8] 角田 武彦,ニュートリノ振動実験における White Kink Background 実験装置の開発 (大阪市立大学修士論文)1996
- [9] 辻 正明,ニュートリノ振動実験における White Kink Background 実験及び解析装置の開発 (大阪市立大学修士論文)1997
- [10] 中村 健悟,ニュートリノ振動用シンチレーティングファイバートラッカーの基本的性能の評価 (大阪市立大学修士論文)1993
- [11] 田中 俊広,ニュートリノ振動実験における White Kink Background 実験 (大阪市立大学卒業論文)1999
- [12] 田中 俊広,Neutrino Oscillation 実験における White Kink Background 実験の Calibration(大阪市立大学修士論文)2001
- [13] 若林 健治,Neutrino Oscillation 実験のための White Kink Background 反応自動測定装置制御コンピュータの置換 (大阪市立大学卒業論文)2002

- [14] 藤原 和人、Neutrion Oscillation 実験における White Kink Background 実験解析装置の WINDOWS システムへの移行 (PCI-C バスブリッジの接続) (大阪市立大学卒業論文)2002
- [15] サイバーテック株式会社,CT-3000A Rev3 ユーザーズマニュアル