

修 士 学 位 論 文

原子核乾板検出器を導入した ハドロン生成反応の研究

2019年2月1日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 175s114s

氏名 杉本 太郎

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

SK 実験, T2K 実験をはじめとするニュートリノ振動測定実験では、ニュートリノフラックス予測のためにハドロン生成実験データを頼りにしている。ニュートリノフラックス計算における系統誤差は、標的中でのハドロン反応のモデリングによるものが支配的である。既に現行の実験にもそのフラックス予測における系統誤差の影響が出てきているが、現在計画中の次世代実験においてはこの事実がさらなる問題となる。この問題に終止符を打つべく、原子核乾板検出器を用いた新たなハドロン生成実験、EMPHATIC (Emulsion-based Measurement of Production of Hadron At a Test beam In Chicagoland) が開始した。EMPHATIC 実験ではハドロン生成・反応断面積の精密測定し、大気ニュートリノや加速器ニュートリノにおけるフラックス計算の系統誤差を低減させることを目的としている。これは世界中のニュートリノ振動・反応断面積実験における高精度測定を可能にすると考えられる。

本論文では 2018 年 1 月に、アメリカ合衆国イリノイ州に位置するフェルミ国立加速器研究所にて行われたテスト実験におけるデータ解析結果を述べる。今回の実験セットアップにおいて、原子核乾板検出器は角度分解能 0.11 mrad 以下を達成するとともに、その精度をもとに入射粒子の炭素中の反応を分類した。選定した入射粒子によるイベント数 17443 中に kink イベント数が 309、vertex イベント数が 113 という結果になった。またこの結果が相互作用長で予想される炭素内の反応数と一致することを確認した。最後に 2019 年度以降に予定している実験計画と目標を最後に紹介する。

目次

第 1 章	序章	4
1.1	ニュートリノ	4
1.2	ニュートリノ振動	5
1.2.1	3 世代混合	5
1.2.2	振動確率	6
1.3	ニュートリノ振動実験	8
1.3.1	スーパーカミオカンデ実験	8
1.3.2	T2K 実験	11
1.3.3	ニュートリノ振動測定の現状	13
第 2 章	EMPHATIC 実験	15
2.1	実験の目的	15
2.2	ニュートリノフラックス予測の現状	16
2.2.1	大気ニュートリノ	16
2.2.2	加速器ニュートリノ	16
2.3	実験のセットアップ	18
2.4	原子核乾板出器	23
2.4.1	検出原理	23
2.4.2	暗室作業	25
2.4.3	自動飛跡読み取り装置	25
第 3 章	角度分解能の導出	27
3.1	スキャンデータ	27

3.2	原子核乾板検出器間のアライメント	27
3.2.1	Gap,Shift 補正	29
3.2.2	Shrink,Rotation 補正	31
3.3	角度分解能	33
第 4 章	炭素内の反応	35
4.1	親粒子の選定	35
4.2	Hit 数によるイベント分類	36
4.2.1	6Hit,5Hit イベント	38
4.2.2	3Hit,4Hit イベント	43
4.3	Efficiency からの見積もりとの比較	47
第 5 章	まとめと展望	49
	参考文献	51

第 1 章

序章

1.1 ニュートリノ

ニュートリノとは標準模型における素粒子の 1 つとされている、電荷を持たないレプトンである。1930 年に W.Pauli が β 崩壊におけるエネルギーの消失を説明するために未知の中性粒子として初めて提唱した。これによると β 崩壊の基本形は以下のようになる。

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

ここで $\bar{\nu}_e$ は反電子ニュートリノである。

1954 年に Reines と Cowan らが原子炉によって生成された反電子ニュートリノを検出 [1] してその存在が確立された。彼らは原子炉からくるニュートリノを水分子に当て、水分子中の原子核とニュートリノ相互作用をすることで生じる陽電子を観測することで、ニュートリノの存在を証明した。

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

また 1962 年にはミューニュートリノ [2]、2000 年にはタウニュートリノ [3] がそれぞれ発見された。ニュートリノはレプトン族に属するため、強い相互作用をしない。さらに電荷も持たないために電磁相互作用も起こさず、質量も微小であるため重力相互作用もミクロの世界では感じるができない。反応断面積も数 MeV/c では 10^{-43} cm^2 と極めて小さい。従って透過能力が非常に高く、他の素粒子とほとんど相互作用をしないために検出が非常に難しい。そのため基本的性質の解明が進むまでには多くの時間を要した。

現在では電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの3世代のニュートリノが存在すると考えられている。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 3世代混合

ニュートリノ振動とは波動関数の干渉によって起こる量子力学的現象の一つである。ニュートリノが質量を持つ場合、フレーバー固有状態 (弱い相互作用により区別される状態) と質量固有状態は同一である必要がなくなる。すなわちフレーバー固有状態は質量固有状態の重ね合わせで記述されることとなる。ニュートリノは3世代存在するため、この混合は

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

のように記述される。ここで $\nu_{1,2,3}$ は質量固有状態を表している。また U_{MNS} は牧・中川・坂田行列と呼ばれ [4]、その詳細は以下の通りである。

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4) \end{aligned}$$

ここで c_{ij}, s_{ij} はそれぞれ $\cos \theta_{ij}, \sin \theta_{ij}$ を表しており、 θ_{ij} はニュートリノ混合角を、 δ_{CP} はレプトンセクターでのCP位相を表している。 δ_{CP} がゼロでない有限の値を持つことはCP対称性が破れていることを示す。

現在では様々な実験によってニュートリノ混合角が有限の値を持つことが示されている。 θ_{12} は太陽ニュートリノ、 θ_{23} は大気ニュートリノ、 θ_{13} は原子炉ニュートリノや加速器ニュートリノを観測することで、それぞれ測定されている。

1.2.2 振動確率

以下では簡単のために、 $\nu_{\alpha,\beta}$ の 2 種類のフレーバーのみに簡略化して考える。
ニュートリノのフレーバーの固有状態は時間発展を考慮すると

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle e^{-iE_j t} \quad (j = 1, 2, 3) \quad (1.5)$$

と表されるため、その振動確率は以下で記述される。

$$\begin{aligned} P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) &= |\langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha} \rangle|^2 \\ &= |\sum_{j,k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j} e^{-i(E_j - E_k)t}|^2 \quad (j, k = 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (1.6)$$

今回は 2 種類のフレーバーに限ったので式 (1.3) は以下のように近似的に書き換えられる。

$$\begin{pmatrix} |\nu_{\alpha}\rangle \\ |\nu_{\beta}\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

これを式 (1.6) に代入すると以下を得る。

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \quad (1.8)$$

ここで $\Delta m^2 \equiv |m_1^2 - m_2^2|$ である。またニュートリノの質量は非常に小さいため、ニュートリノの速度を光速 c と見なした場合の、 $L = ct$, $E \cong pc$ から 以下のような近似を用いた。

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \approx pc + \frac{m^2 c^4}{2pc} \approx E + \frac{m^2 c^4}{2E} \quad (1.9)$$

この式から質量固有状態間に質量差が存在し、ニュートリノ混合角がゼロでない場合にニュートリノ振動が起こることが分かる。すなわちニュートリノ振動が観測されればニュートリノにはゼロでない質量を持つことが分かる。またニュートリノの飛行距離とエネルギーを適切に選ぶことで、遷移確率を大きくすることができる。

ニュートリノ振動は 1957 年に初めて予測され、1998 年にスーパーカミオカンデ実験によりニュートリノ振動の存在が報告された [5]。これは標準理論の不完全さを示すとともに、標準理論を超える理論の貴重なヒントとなっている。

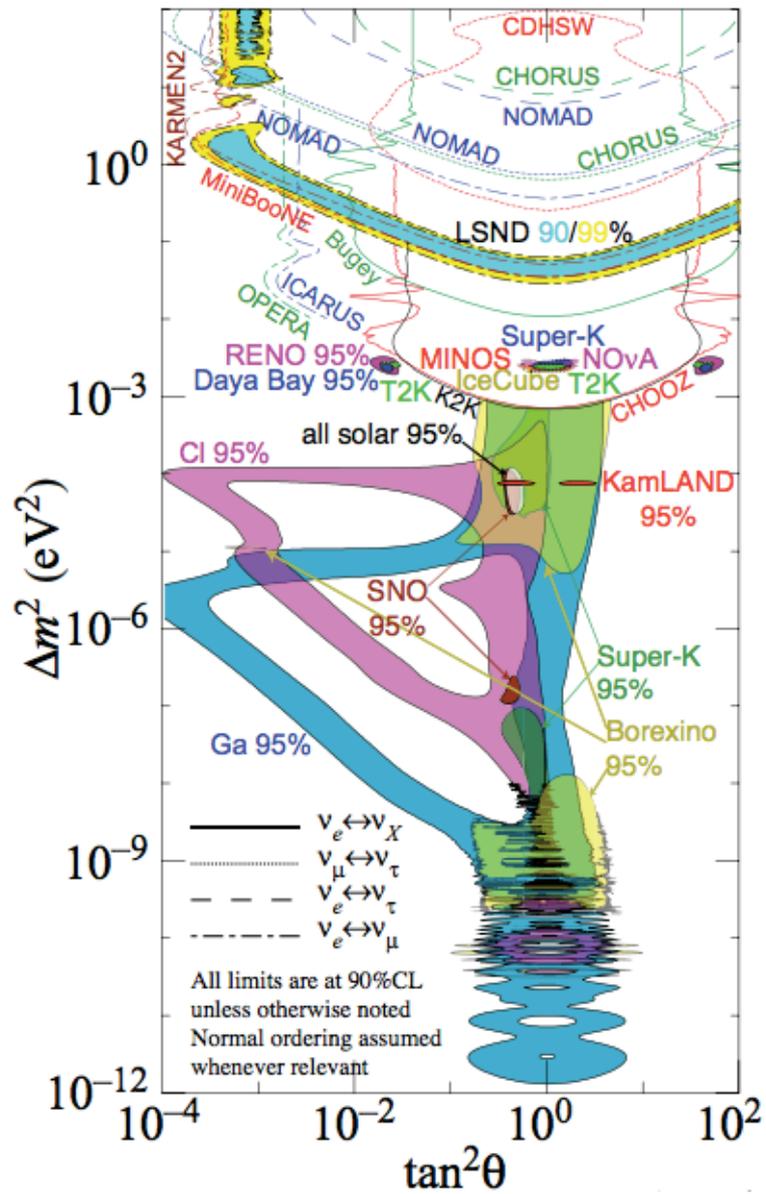


図 1.1 ニュートリノ振動のパラメータ分布。横軸が混合角、縦軸が質量の二乗差を示しており、着色された領域が許容範囲である。

1.3 ニュートリノ振動実験

現在ニュートリノに関する実験は多数行われている。実験で利用しているニュートリノとしては、大気ニュートリノ、加速器ニュートリノ、太陽ニュートリノ、原子炉ニュートリノなどがある。ニュートリノ振動実験はスーパーカミオカンデ実験をはじめとして、世界中で行われてきた。式 (1.8) から分かるように L/E を変化させることにより、実験的に決定されるパラメータである Δm と θ を探索する領域を変化させることができる。

1.3.1 スーパーカミオカンデ実験

Super-KAMIOKANDE(スーパーカミオカンデ：SK) とは岐阜県飛騨市神岡町にある大型水チェレンコフ検出器である。図 1.2 にスーパーカミオカンデの概形を示す。二層構造のタンク内に 50 kt の超純水が蓄えられており、内水槽には 11129 本の直径 50 cm 光電子増倍管がタンク内向きに、外水槽には 1885 本の直径 20 cm 光電子増倍管がタンク外向きにそれぞれ取り付けられている。ミュオン等の宇宙線によるバックグラウンド低減のために検出器は鉱山の地下 1000 m に建設されている。

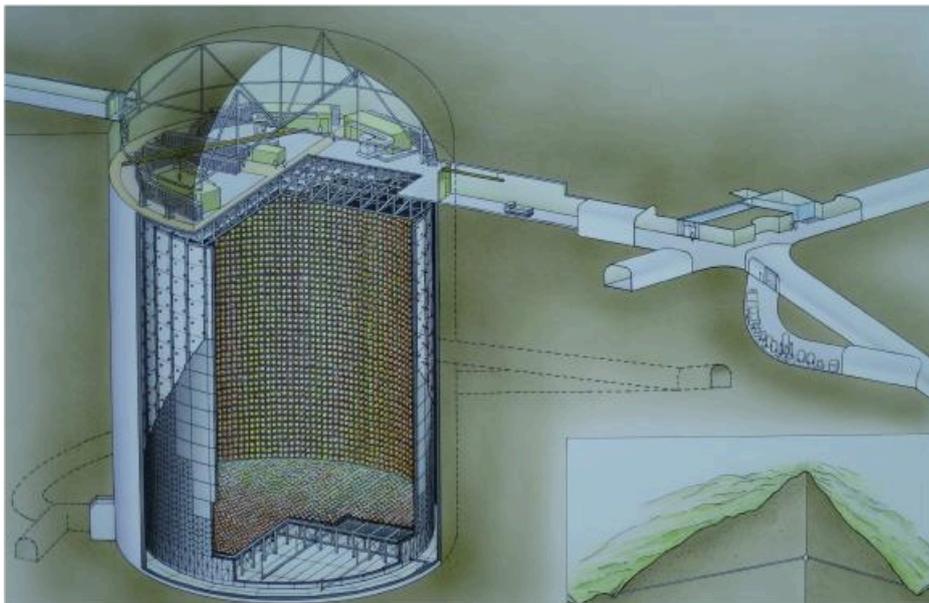


図 1.2 スーパーカミオカンデの概形

SK 検出器は宇宙線が大気に入射した際に発生するハドロンシャワーが

$$\pi^+(K^+) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.10)$$

のように崩壊し、その後さらに

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.11)$$

となる反応 (荷電共役も含む) の結果生じるニュートリノが、超純水内の電子や核子と反応し叩き出された荷電粒子が発生させるチェレンコフ光をタンク内壁の光センサーで検出する。

式 (1.10)、式 (1.11) より、最終的なニュートリノの存在比は

$$\frac{\nu_\mu(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{\nu_e(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \approx 2 \quad (1.12)$$

となることが期待される。この存在比は、ニュートリノ振動が無い場合 (ニュートリノに質量が無い場合)、ニュートリノはほとんど相互作用しないため、あらゆる角度において同じはずである。しかし質量が存在すると式 (1.8) は距離 L に依存していることから、天頂 (約 15 km) からと地球の裏側 (約 13000km) からではその振動確率の違いから存在比が異なることが予想される。

そして 1998 年、天頂角分布に依存する ν_μ フラックスの欠損と ν_e フラックスの不変を観測した (図 1.3, 図 1.4)。ニュートリノの種類は、CERN LEP の実験結果から軽い三種類で尽きていることから [6] この結果は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ へとニュートリノ振動したためだと考えられる。これによりニュートリノには質量が存在することが明らかとなった。

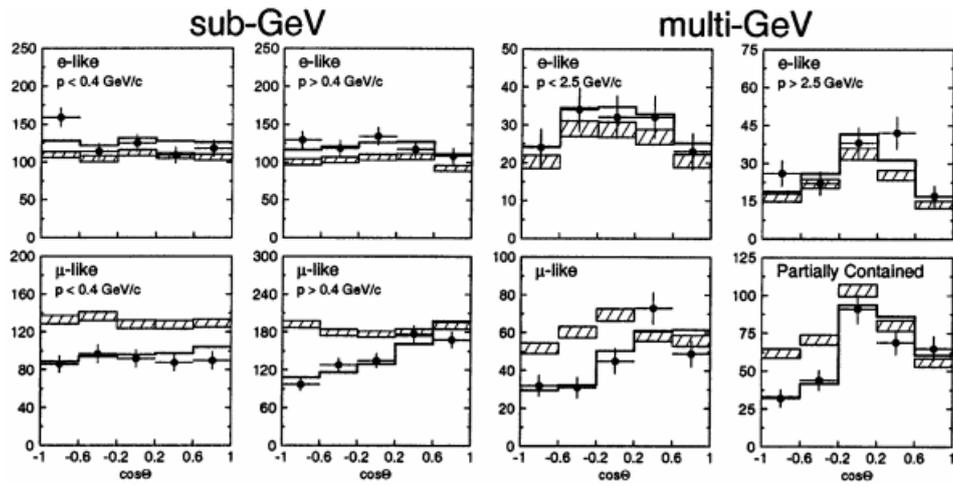


図 1.3 混合角とイベント数の関係。天頂角に依存する ν_μ 欠損が分かる。

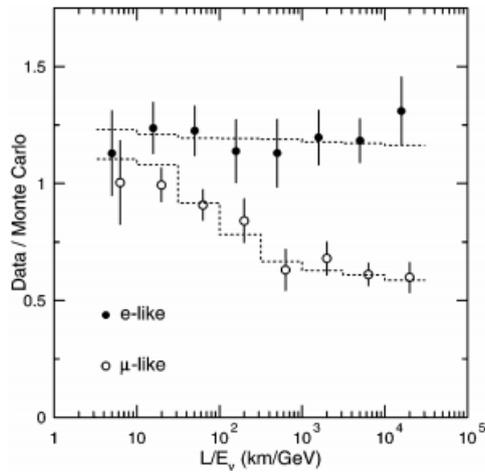


図 1.4 横軸が距離をエネルギーで割ったもの。縦軸がイベント数である。距離に依存して ν_μ のフラックスが減少している。

1.3.2 T2K 実験

加速器ニュートリノ実験では、加速器を用いて加速した一次粒子 (主に陽子) を利用して (反) ニュートリノを人工的に生成している。その一例として T2K 実験を説明する。

T2K 実験とは茨城県東海村に位置する大強度陽子加速器施設 J-PARC によりミューニュートリノを生成し、295km 離れたスーパーカミオカンデにて検出する長基線ニュートリノ実験である。以下に実験の概念図を示す (図 1.5)。

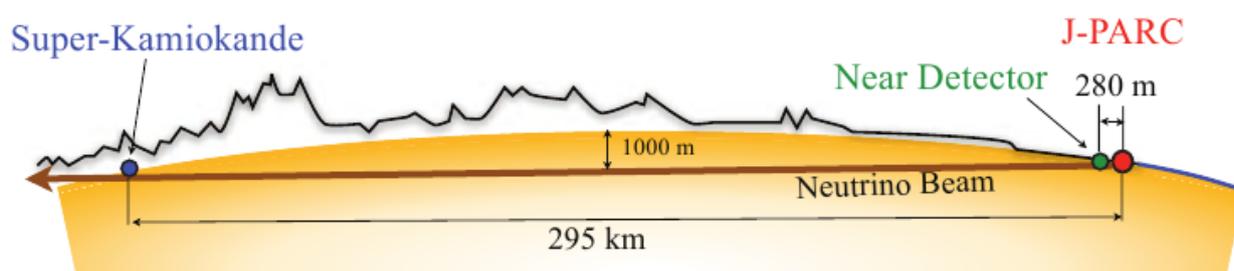


図 1.5 T2K 実験の概念図

T2K 実験では $30\text{GeV}/c$ にまで加速された陽子を用いて (反) ミューニュートリノを生成している。加速された陽子は炭素標的に入射した際に、ハドロン反応によって大量の π 中間子を生成する。荷電 π 中間子は電磁ホーンで磁場をかけることによって方向を揃えられる。この荷電 π 中間子がダイケイボリウムを数十メートル飛ぶ間にミューオンとニュートリノへと崩壊する。(式 (1.10)) ビーム生成の概要を以下に示す (図 1.6)。

ニュートリノビームは、陽子ビーム軸からの角度 (オフアクシス角) によってエネルギーピークが変化し、分布の幅も狭くなる (図 1.7)。T2K 実験は後置検出器であるスーパーカミオカンデとの距離 295km において、 600MeV 付近で振動確率が大きくなることから、 2.5° のオフアクシス角を採用している。また、CP 非対称性の探索のため、T2K 実験では反ニュートリノビームによる実験も行っている。ニュートリノと反ニュートリノでは δ_{CP} の正負が反転するため、振動の確率が変化する。 δ_{CP} の効果による振動確率の違いを図 1.8 に示す。現在 T2K 実験は原子炉実験の結果と合わせて、CP 保存 ($\delta_{\text{CP}} = 0$) を 2σ の信頼度で排除するという結果を出している。

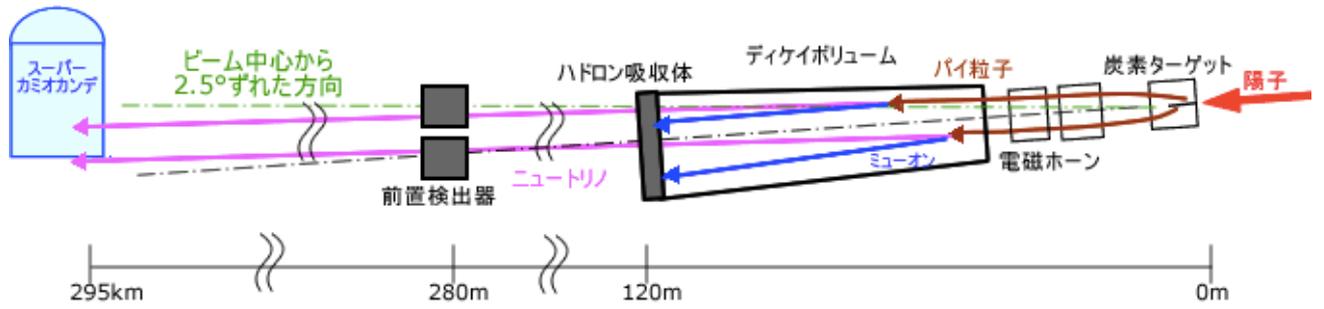


図 1.6 J-PARC の陽子加速器を用いた、ニュートリノビーム生成の概要

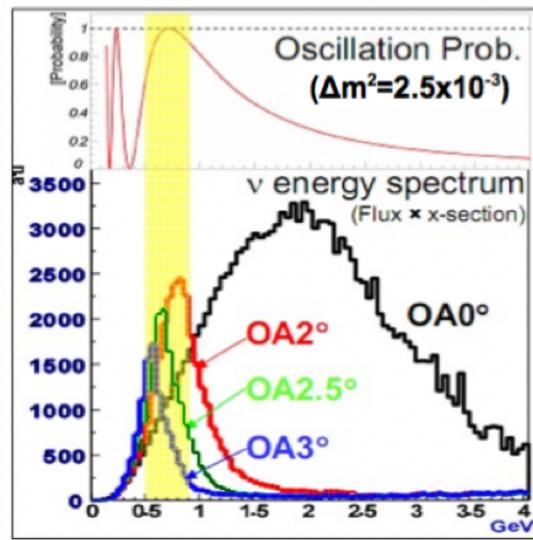


図 1.7 オフアキス角によるエネルギースペクトルの違い

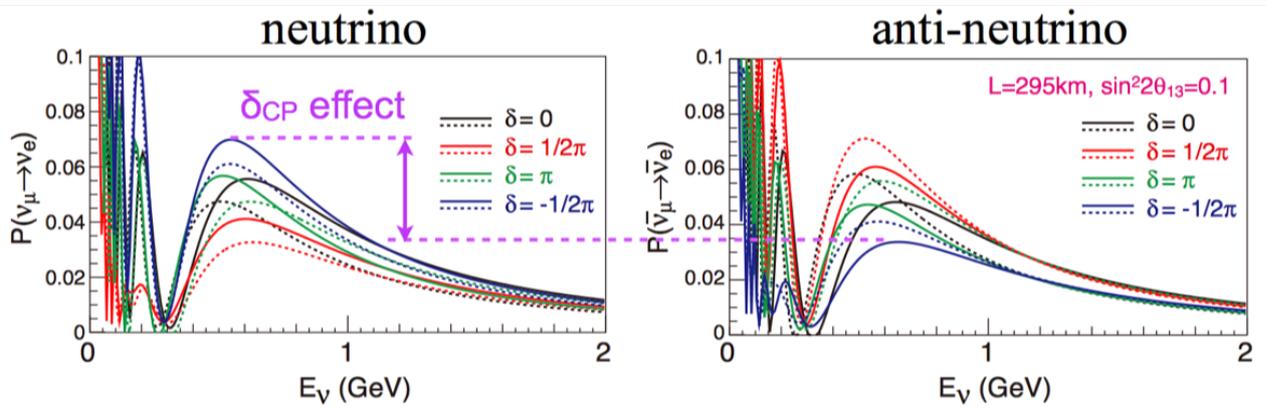


図 1.8 エネルギーによるニュートリノ振動確率の変化

1.3.3 ニュートリノ振動測定の実況

ニュートリノ振動の研究によりニュートリノの性質の解明が大幅に進み、多くの世代間混合のパラメータの測定が行われた。大気ニュートリノ観測や長基線ニュートリノ実験により $|\Delta m_{32}^2| = (2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\theta_{23} = 45.6 \pm 2.9^\circ$ という値が得られている。また、太陽ニュートリノ及び原子炉ニュートリノ実験からは $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{eV}^2$ 、 $\theta_{12} = 33.5 \pm 0.9^\circ$ という値がそれぞれ得られている。さらに 2012 年の T2K 実験と原子炉ニュートリノ実験から $\theta_{13} = 8.5 \pm 0.2^\circ$ という結果が得られており、3つの混合角全てが有限な値を持つことが分かっている [7]。

ニュートリノ混合角と質量二乗差が明らかになった一方で、ニュートリノ振動に関する物理の関心事としてレプトンセクターにおける CP 対称性の破れの測定 (δ_{CP}) と、ニュートリノの質量固有状態の階層性の決定が残っている。

レプトンセクターにおける CP 対称性の破れは、現在の物質優勢宇宙を説明するメカニズムとして期待されている。クォークセクターでの CP 対称性の破れはすでに測定がなされているが、クォーク混合角が小さいためにその効果は物質と反物質の非対称性を説明する上で不十分である。そこで、ニュートリノを起源として物質優勢宇宙を説明する理論 (レプトジェネシス) に注目が集まっている [8]。そのためニュートリノにおける CP 対称性の破れを測定することは現在の物理において重要な課題の一つとなっている。

ニュートリノの質量については Δm_{32} が測定されているが、 m_3 と m_2 の大小関係は未決定である。太陽ニュートリノ観測によって $m_2 > m_1$ であることは明らかにされており、 $m_3 > m_2 > m_1$ の場合は正常階層、 $m_2 > m_1 > m_3$ の場合は逆階層と呼ばれて区別されている (図 1.9)。ニュートリノは物質中を通過すると物質内の電子による影響で、真空中とはニュートリノ振動の確率が変わることが知られている。正常階層ではニュートリノが、逆階層では反ニュートリノがそれぞれ変化するため、SK ではこれを利用して、物質効果を受けた大気ニュートリノの振動を観測することで質量階層性の決定に挑んでいる。

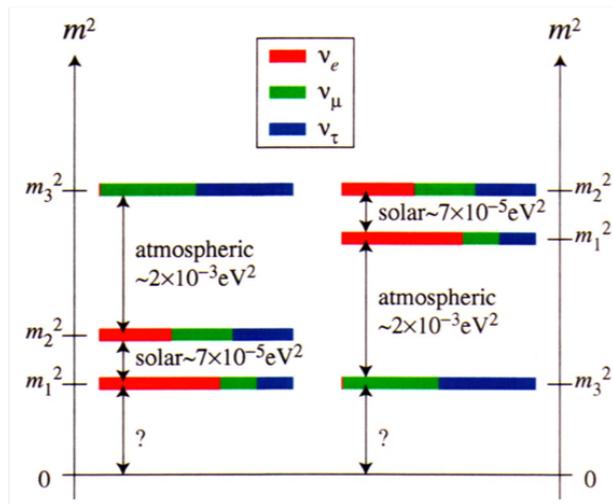


図 1.9 ニュートリノ質量階層構造。左が正常階層、右が逆階層を示している

第 2 章

EMPHATIC 実験

ニュートリノフラックス (フラックスとは単位時間、単位面積あたりに流れる量 [$/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$]) の計算における系統誤差低減のために、ハドロン相互作用の理解を深めるべく原子核乾板検出器を導入した EMPHATIC 実験が開始された。EMPHATIC 実験とは Emulsion-based Measurement of Production of Hadron At a Test beam In Chicagoland (Fermilab T1396) の頭文字をとったものである。

2.1 実験の目的

前章で説明した SK 実験, T2K 実験を含めたニュートリノ振動測定実験では、ニュートリノフラックスを求めるにあたり、ハドロン生成実験データに頼っている。現行のニュートリノ実験もすでにそのフラックス予測における系統誤差により制限されつつあるが、現在計画中の次世代実験 (HK 実験, T2HK 実験等) が期待している豊富なデータ量においてはこの事実がさらなる問題となる。ただし系統誤差の起源は既存のハドロン生成実験データの不備にあるため、専用の測定により大幅な低減が可能である。EMPHATIC 実験は既存ハドロン生成実験データを補い、世界中のニュートリノ実験感度を向上させることを目的とし、大気ニュートリノや加速器ニュートリノのフラックス予測に必要な標的におけるハドロン生成・反応断面積の精密測定するものである。

2.2 ニュートリノフラックス予測の現状

加速器ニュートリノと大気ニュートリノの生成メカニズムの詳細は異なるが、同じ基本的なハドロン生成過程に基づいている。(陽子と原子核との反応で生じる中間子、主に π 中間子と K 中間子の崩壊によりニュートリノが生成される。) その中間子の生成レートや運動学的情報は、ニュートリノフラックス予測にとって最も重要であるため、大気ニュートリノ実験も加速器ニュートリノ実験もハドロン生成実験データを必要としている。

2.2.1 大気ニュートリノ

大気ニュートリノの場合は地球に対して等方的に降り、幅広いエネルギーを持っている一次宇宙線 (主に陽子) と大気中の原子核 (主に O_2 と N_2) の反応で生じるため、あるエネルギーと方向を持ったニュートリノを作る位相空間が極めて広い。特に δ_{CP} の感度を持っている $0.4 \sim 2.0 \text{ GeV}$ のニュートリノフラックスは、一次陽子の到来方向に対して 400 mrad 以下で生成される $1 \sim 20 \text{ GeV}/c$ 中間子から大きな貢献を受ける。従って大気ニュートリノを用いる実験は同様な位相空間に大いに頼っている。

現在のフラックス計算は直接に (例: Bartol-model[9]) もしくは間接的に (例: Honda-model[10]) ハドロン生成実験データを用いてモデルのチューニングを行なっているが、現在のデータは不十分である。特に低い運動量 ($20 \text{ GeV}/c$ 以下) の陽子に対するデータ不足を補うため、より高い運動量データから外挿すること多く、 $O(1) \text{ GeV}$ 以下のニュートリノを生む中間子に対して 30% 程度の不定性をもたらしている。結果として δ_{CP} 測定に感度があるこのエネルギー領域のニュートリノフラックスは $10 \sim 25\%$ の不定性を持ち、ニュートリノと反ニュートリノの比は精度 5% でしか計算されていない。

2.2.2 加速器ニュートリノ

加速器ニュートリノも同様な反応で生成されるが、通常は C か Be の標的を用いる。大気ニュートリノと違い、ニュートリノ (もしくは反ニュートリノ) ビームを検出器へ向けるため、中間子を集束する電磁ホーンを使用している。T2K 実験のフラックスは主に前方に生じる粒子の崩壊からなり、その過程に伴う不定性を抑えるため、ハドロン生成実験データ (例えば HARP[11], NA61/SHINE 実験 [12]) に直接に頼っている。

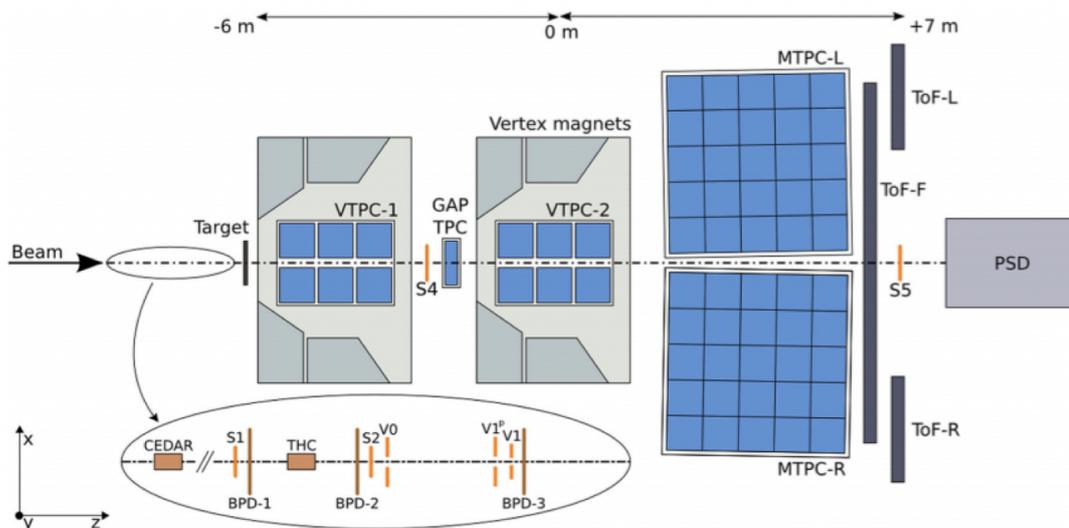


図 2.1 NA61/SHINE の概念図

ここで NA61/SHINE について簡単に説明をする。この実験は欧州原子核研究機構 (CERN) 内の Super Proton Synchrotron (SPS) にて行われた検出器に TPC を用いたハドロン生成実験である (図 2.1)。S1, S2 トリガーカウンターを用いてビーム到来時間を同定し、S4 トリガーが発行されないことを条件にグラフィット内でのハドロン反応データ収集を 2009 年と 2010 年に行った。S4 トリガーの直径は 2cm で、ターゲットから 3.7m 後方に配置されていることから角度アクセプタンスは 5mrad 以上となっている。したがって標的から出る前方への弾性散乱と準弾性散乱の大部分をロスしている。

NA61/SHINE では 2cm 厚グラフィットターゲット (thin target と呼称) と T2K 実験で実際に用いられているものと同サイズ: 90cm 厚グラフィットターゲット (replica target と呼称) の実験データを集めた。現在 T2K 実験におけるニュートリノフラックス計算のシミュレーションは、thin target データ、グラフィット標的内のハドロン反応モデル (FLUKA[13]) と標的外の二次粒子の伝播モデル (GCALOR[14][15]) をもとに行われている [16]。また replica target データによるニュートリノフラックス計算の規格化が現在進行中である。

現在の T2K 実験では、ニュートリノフラックスのピークにおける不定性を 9% までに抑えることに成功している。今後は 5% まで減らす見込みはあるが、それ以降は既存データの限

界に直面する。

2.3 実験のセットアップ

大気ニュートリノと加速器ニュートリノのフラックス計算を改善し、ハドロン反応に関する理解の欠如に答えるため、新しいハドロン生成測定が必要である。ただし、以下の要件を満足する必要がある。

1. 小角度 (5mrad 以下) においても acceptance を保証できる。
2. 標的とトラッキング検出器との間の不感の物質を最低限にした検出器である。
3. 高い効率で粒子と反粒子の識別、PID を保つことができる。

これらの要件は本研究の実験セットアップの動機となっている。下図 2.2~2.4 のセットアップで 2018 年 1 月にアメリカ合衆国イリノイ州バタヴィアに位置する、フェルミ国立加速器研究所内の Fermilab Test Beam Facility (FTBF) にて最初のビームテストを行った。図 2.2 は今回行ったビームテストの概念図である。図 2.3 と図 2.4 はそれぞれ、今回実際に使用した Emulsion brick とビーム照射の際のセットアップ写真となっており、後述の原子核乾板検出器の特徴から原子核乾板検出器に光が当たらないようにパッキングした Emulsion brick を mover と呼ばれる移動台に乗せてビームの spill 毎に移動させて照射試験を行った。

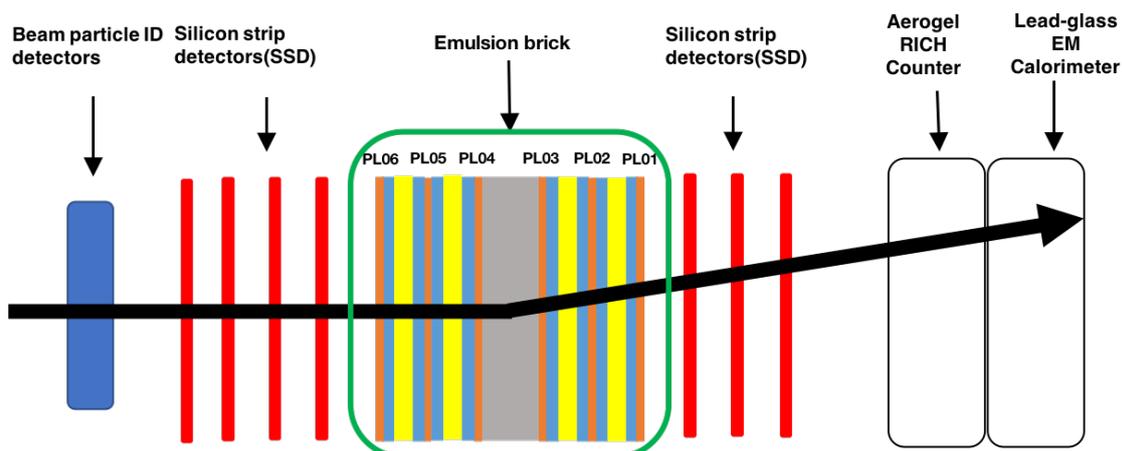


図 2.2 2018 年 1 月にフェルミ国立加速器研究所にて行われたビームテストの際のセットアップ。緑色の枠線で囲まれた部分が emulsion brick となっている。橙色の部分がトラッキングを行う原子核乾板検出器。また青色の部分はアクリル板, 黄色の部分はロハセルと呼ばれる低密度物質を表しており、原子核乾板間のスペーサーとして間に挟むことで角度精度を高める。

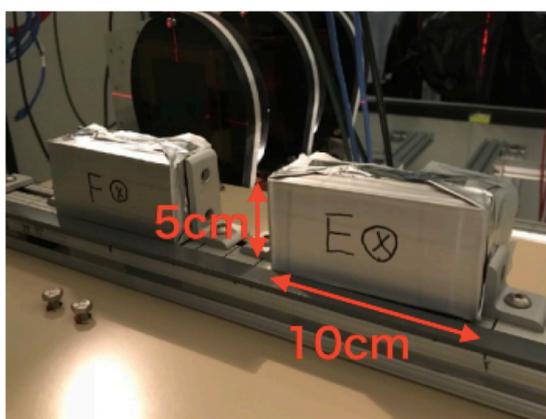


図 2.3 ハドロン照射した実際の Emulsion Brick。 図 2.4 実際のビーム照射のセットアップ写真。

本研究では、陽子をニュートリノフラックスの計算に適切な標的 (C, Al, Fe など) といった標的に入射し、ニュートリノフラックス計算に必要なハドロン生成断面積を精密測定する。ハドロン標的を原子核乾板検出器に挟み込むことで、反応から生じる全荷電粒子を sub-micron 精度にてトラッキングすることが可能である。従来のハドロン生成実験の課題であった低運動量の粒子や超前方散乱して出て来る粒子の検出も可能となる。本論文では $30\text{Gev}/c$ の陽子を emulsion brick 中に 2spill 照射した際のデータの解析結果を示す。原子核乾板検出

器はそれ自体では時間情報を持たないが図 2.2 に示した Silicon Strip Detectors(SSD) のような電子的検出器と照合することで、一次粒子と標的から出て来る粒子に時間情報を付与することができる。また本論文では詳しく言及はしないが、本実験は特注設計のエアロゲルを用いた閾値型チェレンコフ検出器とリングイメージ型チェレンコフ検出器 (RICH) を導入することで高効率で広い運動量領域の粒子識別を行う。現在までに開発された RICH 検出器が 5GeV/c 以下の π 粒子と K 粒子の識別が証明されている [17]。本計画では低屈折率 ($n = 1.004$) かつ高透明度のエアロゲルを開発し、これを 10GeV/c にまで拡張する。光センサーとしては、時間分解能に優れている multi-anode PMT を使用することで高いレート環境でも高い粒子識別能力を保つ。ここで図 2.2 に示した検出器群の各役割を以下にまとめる。

- Beam particle ID detectors
入射ビーム粒子の同定を行う検出器。ガスクェレンコフ検出器にて 15GeV/c 以上の陽子、 π 粒子、K 粒子の識別を行う。
- Silicon Strip Detectors(SSD)
1mm 精度でのトラッキングを行う。原子核乾板検出器とのマッチングを行う。
- Emulsion Brick
1cm 厚グラフィット標的を 6 枚の原子核乾板検出器で挟み込んである。各乾板間はロハセルと呼ばれる 5mm 低密度物質を挟み込むことで Emulsion Brick に剛性と原子核乾板検出器に角度精度を持たせる。0.2 μ m 以下且つ 1mrad 以下の精度でのトラッキングを行う。
- Aerogel RICH Counter
10GeV/c 以下の二次粒子 (陽子、 π 粒子、K 粒子) の粒子識別。
- Lead-glass EM Calorimeter
電子を識別。エネルギー測定。

入射するハドロンの標的内での前方散乱に対して、角度分解能による影響を考える必要がある。特に小さい角度で散乱する場合 ($\theta \simeq 0$)、入射したハドロンの四元運動量移行 $|t|$ は近似的に $|t| \approx p_0^2 \theta^2$ と計算できる。ここで p_0 は入射ビームの運動量であり、 θ は散乱角である。標的内での弾性散乱、準弾性散乱はその運動量移行に差があるため、角度分解能次第で $|t|$ の分布からそれぞれを区別することができる。以下に角度分解能毎の $|t|$ 分布のシミュレーション結果を示す (図 2.5,2.6)。相互作用長の 1%,5% の標的に、 10^7 個の陽子を入射させた際の、角度分解能毎のそれぞれの反応に対する感度の違いを示す。赤色が反応なし、青色が弾性散

乱、紫色が準弾性散乱のイベントである。シミュレーション結果から角度分解能が悪くなると、分布が大きく広がるのが分かる。またこの結果から 0.5mrad の角度精度を達成できれば、5%,1% 相互作用長の標的どちらの場合も弾性散乱と準弾性散乱を $|t|$ によって区別できることが分かる。本論文で示す解析結果は 1cm 厚グラファイト標的を用いたハドロン照射データである。グラファイトの相互作用長 $\lambda_I = 85.8\text{g}/\text{cm}^2 \div 2.26\text{g}/\text{cm}^3 \approx 38\text{cm}$ から使用したグラファイト標的は約 2.6% 相互作用長となる。したがって角度分解能 0.5mrad を達成すればグラファイト内での陽子の弾性散乱と準弾性散乱を区別することができる。

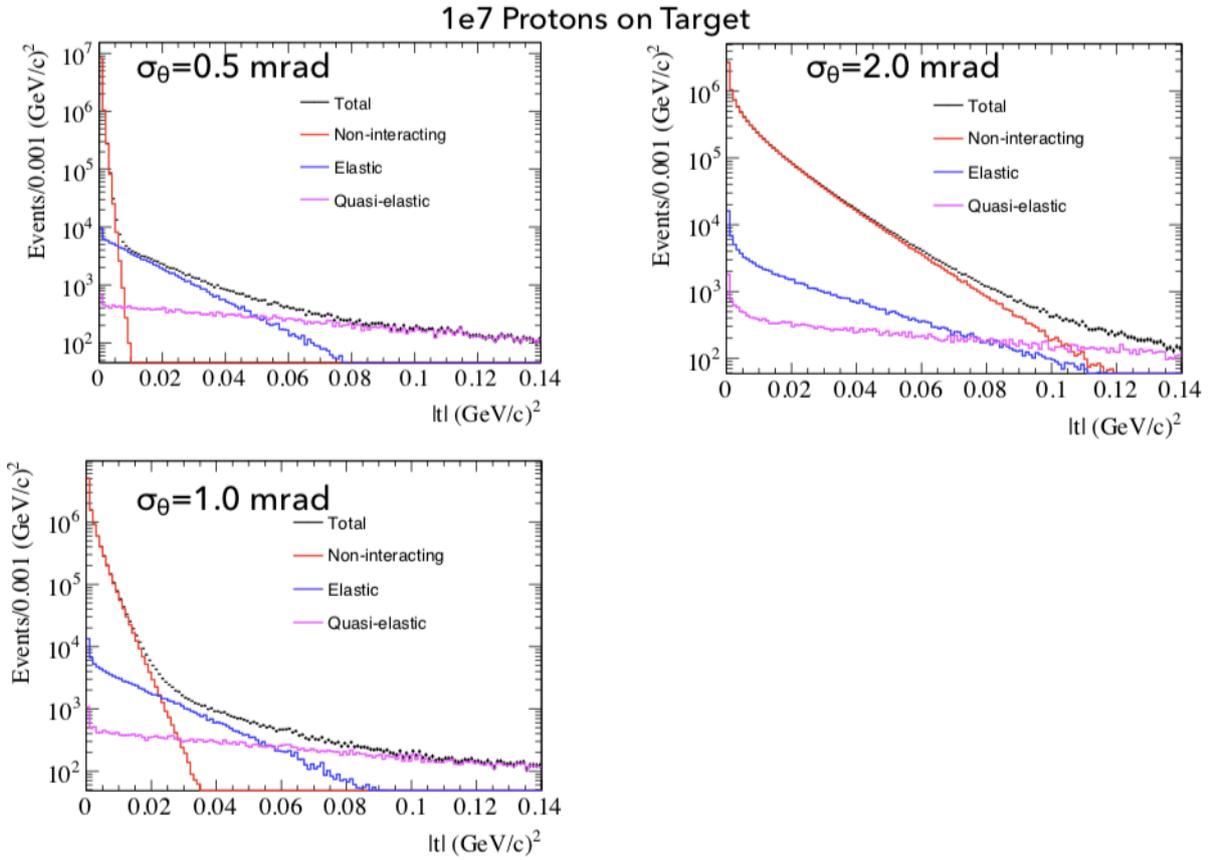


図 2.5 5% 相互作用長標的におけるシミュレーション結果

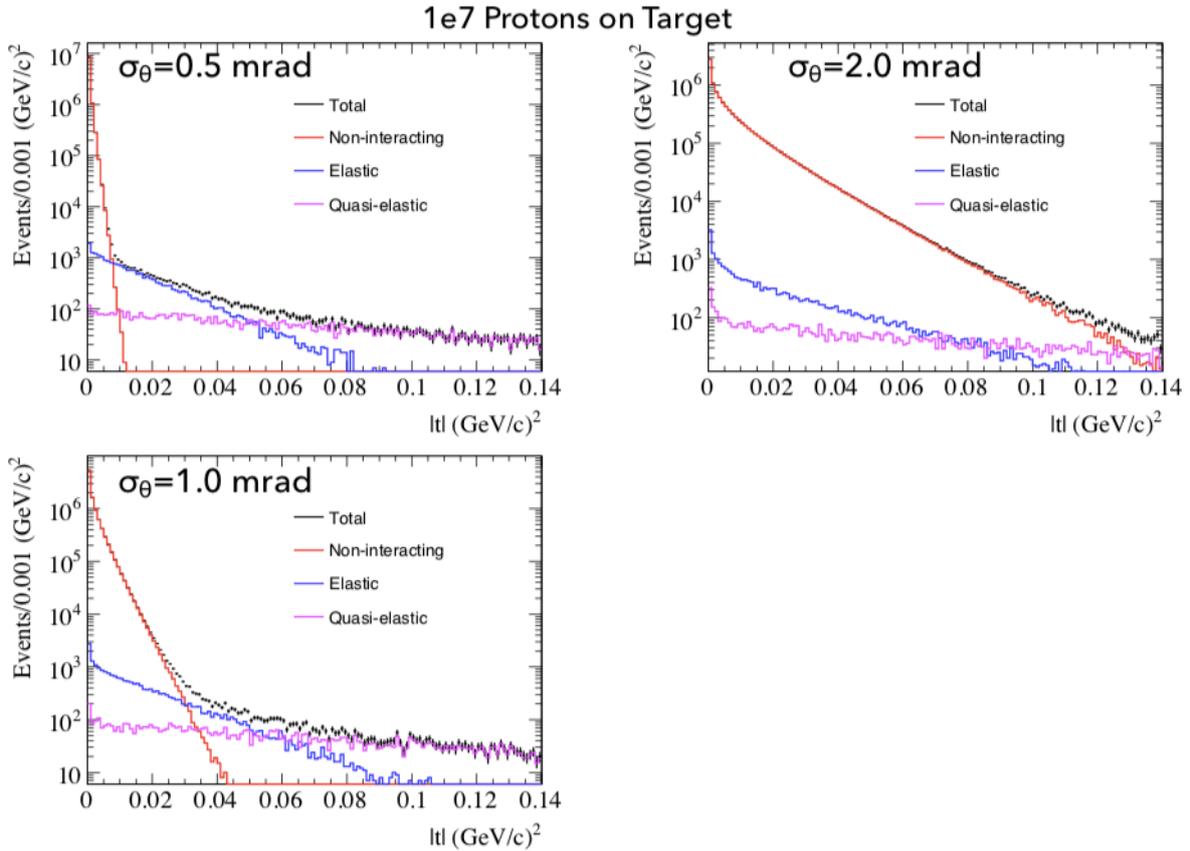


図 2.6 1% 相互作用長標的におけるシミュレーション結果

2.4 原子核乾板出器

原子核乾板とは素粒子実験・宇宙線実験において古くから荷電粒子トラッカーとして使用される写真の一種である。sub-micron 精度でのトラッキングが可能な蓄積型検出器であり、荷電粒子が通った飛跡を顕微鏡を用いて直接目で見る事ができる。しかし一度トラッキングした飛跡は残り続けるため、今回の実験では入射させるビームの密度を考えなければならない。原子核乾板の位置分解能から $10^4/\text{cm}^2$ 程度の密度であれば十分記録された飛跡を区別することができる。そこで mover を用いて spill 毎に emulsion brick を移動させることでそこに記録される密度を調整した。

本実験で使用した原子核乾板の大きさは、ビームの入射方向を z 軸として x 軸方向 10cm、y 軸方向 5cm である (図 2.7)。また荷電粒子が原子核乾板中を通過した場合に、顕微鏡を用いて実際にどのように見えるかを図 2.8 に示す。

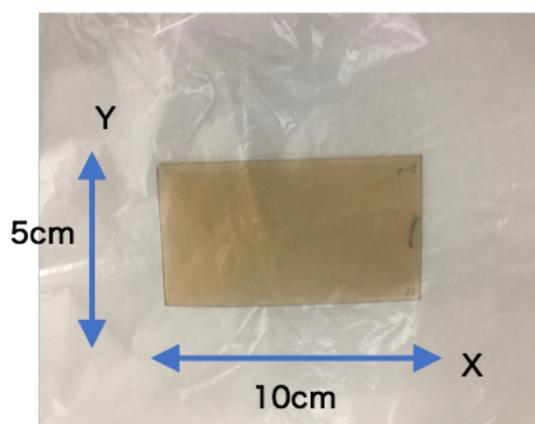


図 2.7 本実験で使用した実物の原子核乾板

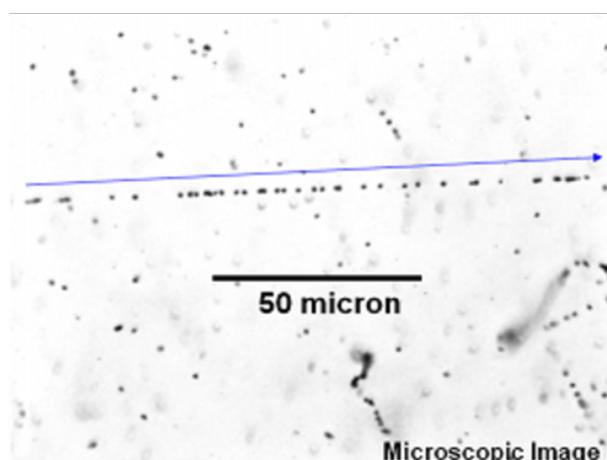


図 2.8 荷電粒子が実際に通った跡を顕微鏡で見た例

2.4.1 検出原理

本実験では一枚が $5\text{cm} \times 10\text{cm}$ の原子核乾板を使用した。厚さとしては $180\mu\text{m}$ のベースと呼ばれるポリスチレン製の支持体の両面に荷電粒子をトラッキングする乳剤が $70\mu\text{m}$ の厚さで塗布されている。

ベースの両面に塗布された乳剤層と呼ばれる部分は、ゼラチンに AgBr(臭化銀) を含ませたものである。そこを荷電粒子が通過すると AgBr 結晶中の銀イオンが還元され、銀原子が数個まとまった潜像核が形成される。この潜像核は極微小であるために、銀粒子を成長させて可視化させる必要があり、これを現像という。現像液によって潜像核を中心として AgBr が還元され、潜像核が無い AgBr は還元速度が遅いため結果として荷電粒子が通過した部分のみが還元されて銀粒子の列となり、飛跡として可視化される。現像作業では現像液と呼ばれる潜像核を成長させる薬品、停止液と呼ばれる潜像核の成長を止める薬品、固定液と呼ばれる還元されなかった AgBr 部分を排除する薬品にそれぞれ漬け込むことで完了する。今回使用した原子核乾板検出器の断面と飛跡検出の概念図を図 2.9 に示す。

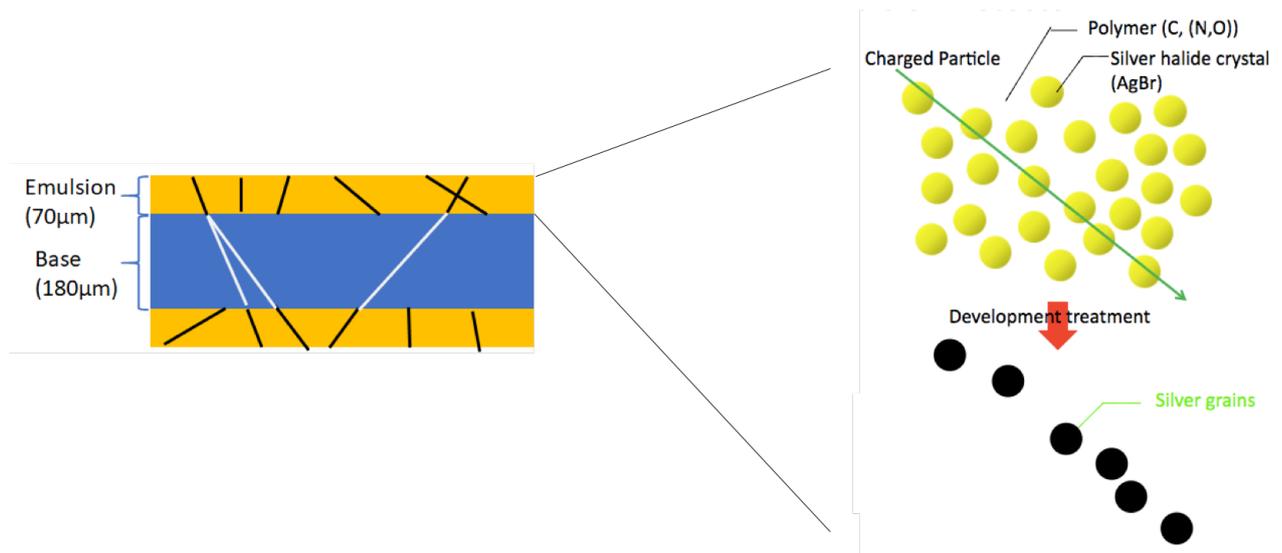


図 2.9 使用した原子核乾板検出器の断面とトラッキングの概念図。乳剤層中の飛跡を micro track、ベースに再構成された飛跡を base track と呼ぶ。

また乳剤をベースに塗布する理由としては、乳剤単体ではその置かれた環境によっては歪みが発生してしまい、乳剤のみで精度の良い測定を行うことが困難だからである。ベースの両面に乳剤を塗布することでベースに乳剤が拘束されるために、乳剤表面に比べて歪みによる位置ズレを小さくすることができる。したがって両乳剤層中の荷電粒子の飛跡をベース中に再構成することで、一枚の乾板に精度の良い位置情報と角度情報を持たせることができる。こうして得られた一枚の原子核乾板がもつ飛跡の情報を base track と呼び、積層させた原子核乾板間の base track を繋いでいくことで三次元的に飛跡を再構成することができる(図

2.10)。

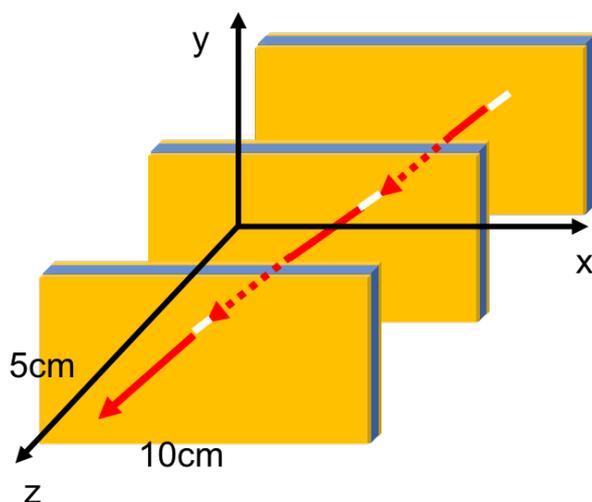


図 2.10 ビームの入射方向 (z 軸方向) に積層させた原子核乾板検出器それぞれの base track を繋いでいくことで、荷電粒子の飛跡を三次元的に再構成することが可能となる。白線がそれぞれの原子核乾板に記録された base track、赤矢印がそれを繋ぐ様子を表す。

2.4.2 暗室作業

乳剤は光が当たると感光してしまうためその製造の段階から、現像処理が終わるまでの全ての作業を暗室のもとで行う。本実験で使用した原子核乾板検出器は全て、名古屋大学理学研究科 F 研内にてその乳剤製造から塗布までを行ったものを用いた。またビーム照射以外の作業を行うための暗室をフェルミ国立加速器研究所内の Lab.6 と呼ばれる場所に立ち上げた。そこで原子核乾板検出器とグラフィイト標的のパッキング作業とビーム照射後の現像作業を行った。実際に暗室内で使用した、原子核乾板検出器とグラフィイト標的のパッキングを行うための機器を図 2.11 に、現像処理のための薬品群を図 2.12 に示す。

2.4.3 自動飛跡読み取り装置

現像処理を終えた原子核乾板は日本に持ち帰った後、名古屋大学 F 研所有の自動飛跡読み取り装置 Hyper-Track-Selector (HTS, [18][19]) にてスキャンを行った。HTS は一時間あた

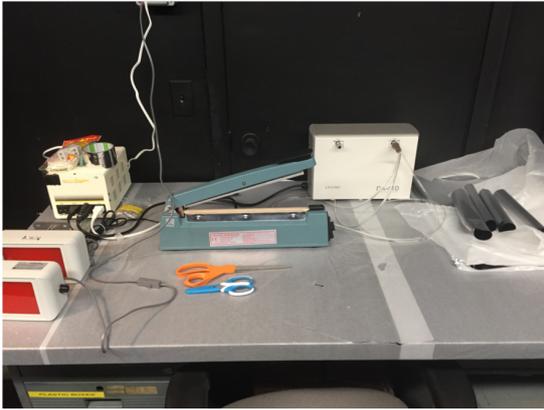


図 2.11 原子核乾板検出器とグラフィット標的をパッキングする機器。

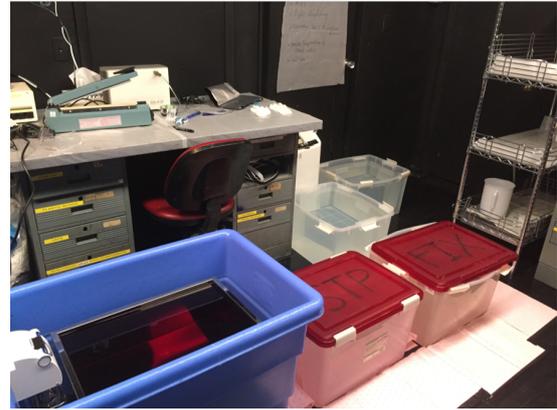


図 2.12 現像処理を行うための薬品群。左から現像液、停止液、固定液。

り 4700cm^2 の速さでスキャンを行う。以下にスキャンアルゴリズムの簡単な説明を行う。

HTS によるスキャンは両面ある乳剤層をそれぞれ 16 断層イメージに分割して行われる。その後 16 層中の飛跡の点を整列させることで micro track の角度を決定する (図 2.13, 2.14)。この時の飛跡の点の数を Pulse Height (PH) と呼ぶ。その後両面の micro track からベース中に飛跡を再構成する (base track)。ここで PH はそこに荷電粒子が通ったことの確かさを表しており、今回の解析では PH が 18 以上の base track だけを扱っている。なお解析ではこの base track を基本に行っており、その位置情報、角度情報から先述の通り隣の原子核乾板へと飛跡を繋いでいく。

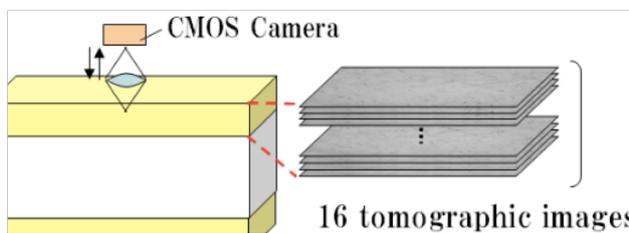


図 2.13 HTS によるスキャンの概念図。両面にある乳剤層をそれぞれ 16 層の断層イメージに分割してスキャンを行う。

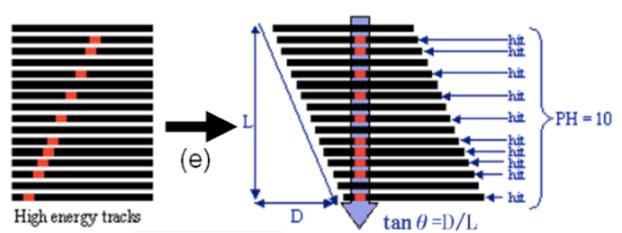


図 2.14 micro track の再構成。16 断層イメージから点を直線上に並べる。この時 16 層中の Hit の数を Pulse Height と呼ぶ。

第3章

角度分解能の導出

3.1 スキャンデータ

原子核乾板検出器は通過した荷電粒子全てをその乳剤層に記録するため、そのフィルム作成終了時点から現像処理を終えるまでに、環境放射線 (主に宇宙線ミュオン) を多く残している。本論文で扱う解析結果は 31GeV/c の陽子 (π 粒子も混合) ビームを 2spill 入射させたデータである。ビームは原子核乾板検出器に対して垂直に入射するため、角度分布の値が小さい範囲にピークが立つはずである。以下に例として今回照射した emulsion brick の最下流の原子核乾板 (PL01) に蓄積された、飛跡の位置分布、角度分布、そして角度分布に見えたピークの 3σ に制限した飛跡の位置分布をそれぞれ示す (図 3.1,3.2,3.3)。図 3.3 から分かるように、2spill 入射させたビームスポットが明瞭に分かる。emulsion brick 中の PL01 から PL06 までの 6 枚全てで同様の結果が得られたことから、角度分布に見えるピークがビーム照射によるものであることが分かり、今回のビーム照射から現像までが成功していることの確認ができた。

3.2 原子核乾板検出器間のアライメント

スキャンデータから、一つの emulsion brick に使用した 6 枚の原子核乾板それぞれに蓄積された飛跡の位置情報と角度情報を得ることができた。次にそれらを使いビーム照射時の乾板間の位置関係を正確に再現 (アライメント調整) する必要がある。そうすることで乾板間の飛跡をつないでいくことができ、一枚の原子核乾板の精度を超えた飛跡の再構成を行うこと

ができる。補正するパラメータとしては乾板間のビーム軸方向の距離 (Gap)、x,y 方向への移動 (Shift)、乳剤層の伸び縮み (Shrink)、x-y 平面内の回転 (Rotation) がある (図 3.4)。

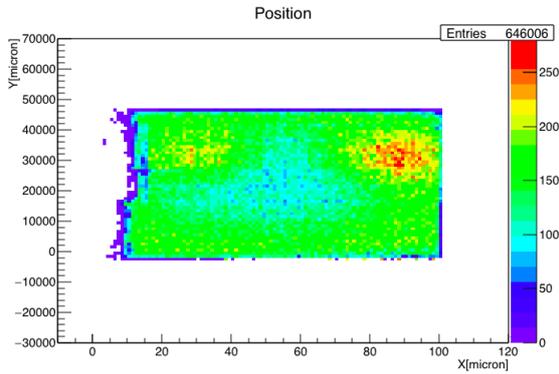


図 3.1 PL01 の base track の位置分布

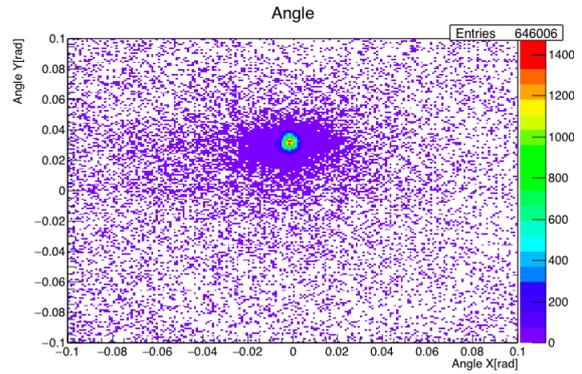


図 3.2 PL01 の base track の角度分布

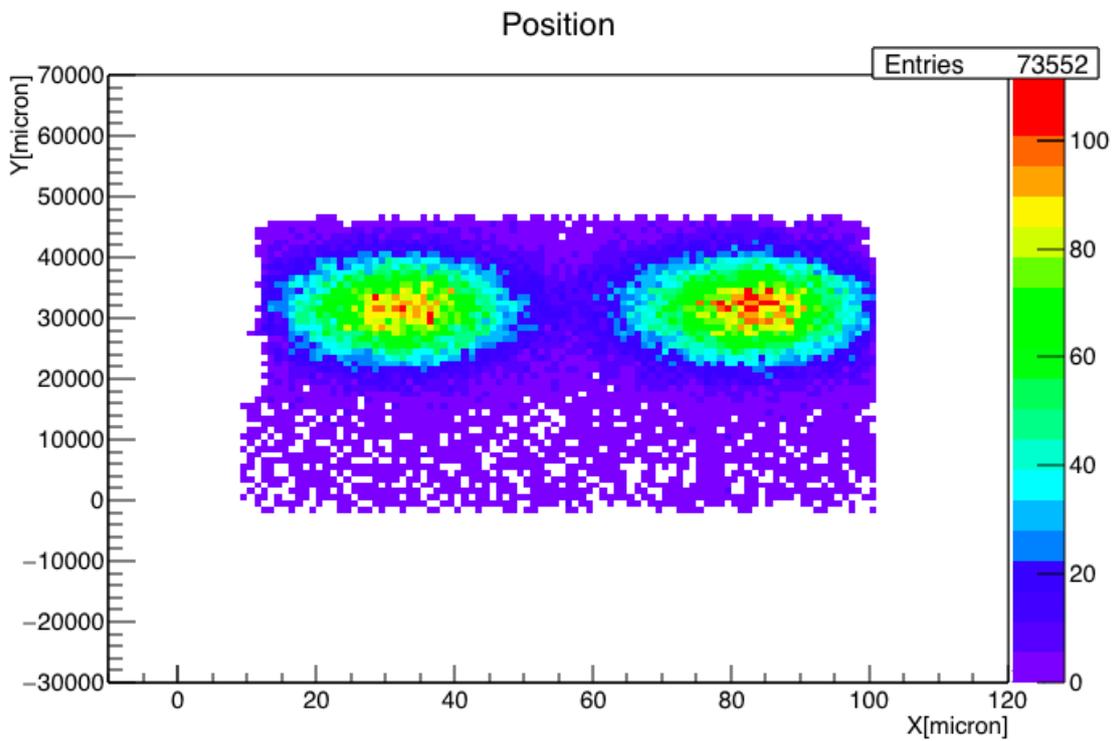


図 3.3 PL01 のビームアングル 3σ に絞ったときの位置分布

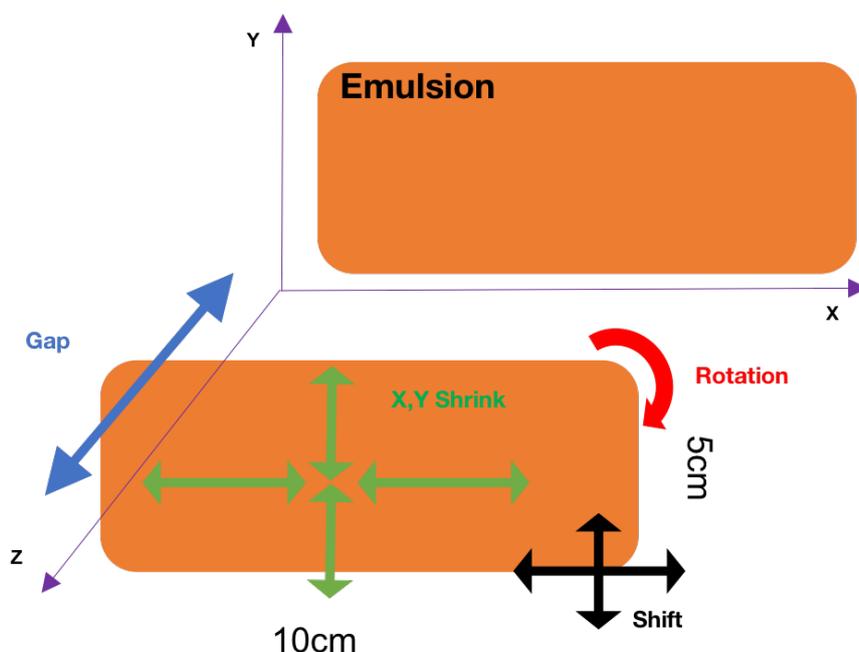


図 3.4 プレート間のアライメントの概念図。

3.2.1 Gap, Shift 補正

Gap の補正では原子核乾板中の飛跡の位置情報を、その飛跡の角度で隣の乾板まで外挿することをする。その際に隣の乾板の飛跡の位置とのズレが最も少なくなる外挿距離が決まれば良い。その際使用する飛跡の角度は大きいものを使用する。何故ならば図 3.5 に示すように角度のついていない飛跡では外挿距離 (Gap) による位置ズレの効果が見えて来ず、Gap 補正には適していないからである。照射したビームは角度の小さいものになっている。そのため今回照射した emulsion brick は照射してすぐに現像作業を行うのではなく、一晩以上宇宙線を貯める作業をしてある。

実際に補正を行う際の具体的な手法としては縦軸に外挿したときの位置ズレ、横軸に使用した飛跡の角度 ($\tan \theta$) をとったヒストグラムを作る (図 3.6)。このとき見える傾きが補正する Gap の値 (dz)、切片が Shift の値にそれぞれ対応することになる。具体的に式で表すと $dx = dz \times \tan \theta_x + \text{Shift}$ となる。

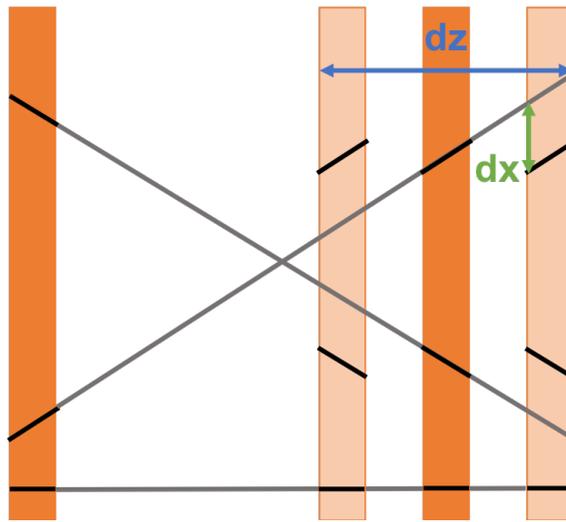


図 3.5 Gap 補正の概念図。外挿する距離が真の値から遠ざかるほど dx の値が大きくなる。ただし角度の小さいトラックを外挿してもあまり dx の効果が見えない。

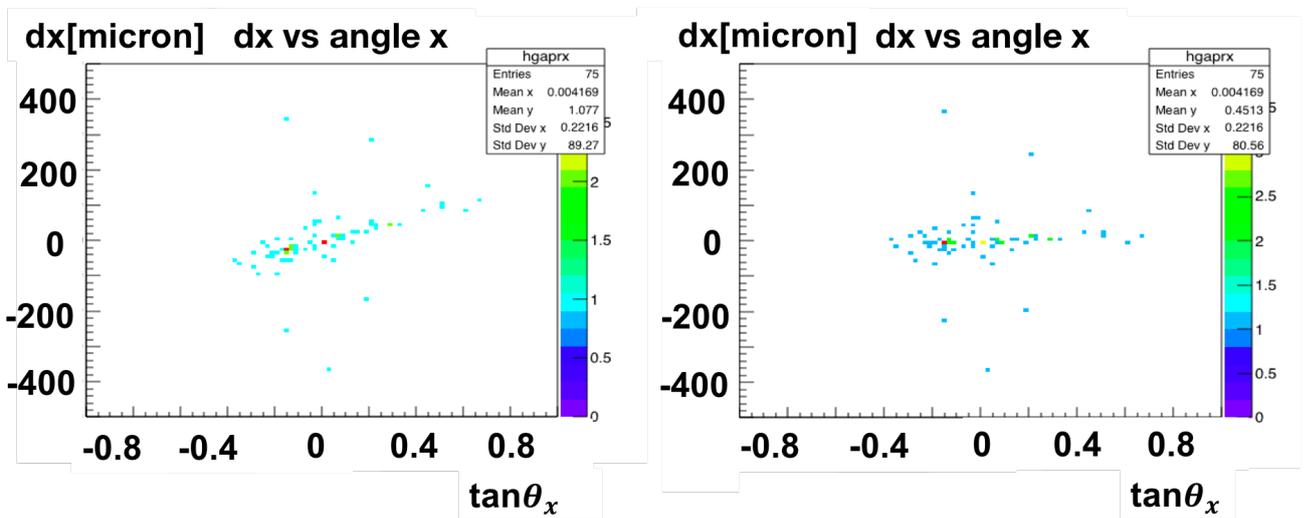


図 3.6 縦軸に飛跡を外挿したときの位置ズレ、横軸に外挿する角度 ($\tan \theta_x$) をとったヒストグラム。左が補正前の Gap, Shift の値を使用したとき、右が補正後の Gap, Shift の値を使用したときの図。

3.2.2 Shrink,Rotation 補正

次に Shrink と Rotation の補正を行った。先に Shrink の補正について説明する。Gap,Shift の補正と同様に一枚の乾板から飛跡を外挿した際の位置ズレを利用する。異なる点として、Shrink の補正では角度の小さい飛跡を使用する。角度の大きい飛跡を外挿するとその位置が大きく動く。Shrink の補正は乳剤層の伸縮を再現するために行うが、これは飛跡の位置によって効果が異なる (図 3.7)。飛跡の位置による位置ズレを見るために角度の小さい飛跡を使用する。具体的な補正の手法は縦軸に外挿したときの位置ズレを、横軸に外挿する飛跡の位置をとったヒストグラムを作る (図 3.8)。このとき見える傾きが伸び縮み具合 (Shrink 係数)。x 切片が Shrink 中心となる。式で表すと $dx = \beta \times (x - \alpha)$ となる。(β が Shrink 係数,α が Shrink 中心)。

Rotation の補正は角度の影響が大きいため、Gap の補正と同じく角度のついた飛跡を利用する。具体的な補正の手法は縦軸に y 方向の角度差、横軸に x 方向の角度をとったヒストグラムを作る (図 3.9)。このとき見える傾きが x-y 平面内の回転角 (ϕ) に対応する。式で表すと $d\theta_y = \theta_x \times \sin \phi$ となる。回転角 $\phi \approx 0$ であると仮定するとヒストグラムの傾きが ϕ となる。

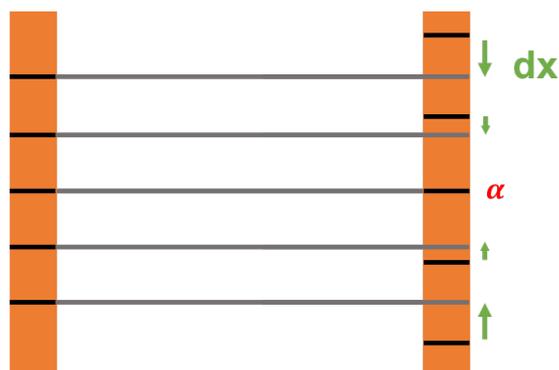


図 3.7 Shrink 補正の概念図。位置によって位置ズレの大きさが異なるので角度の小さい飛跡を使用する。

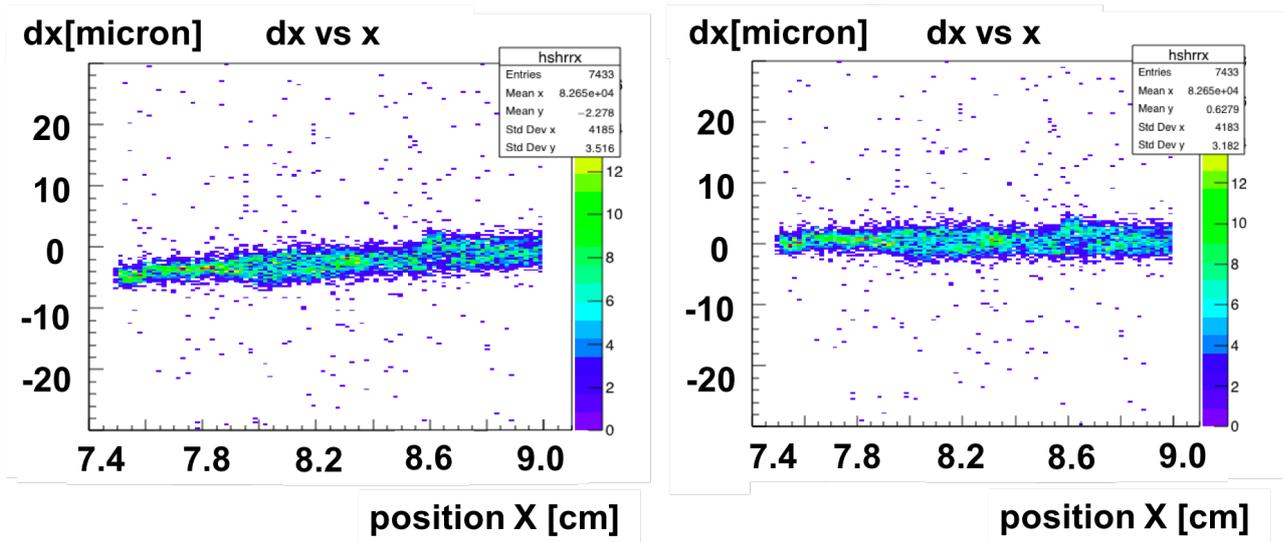


図 3.8 縦軸に飛跡を外挿したときの位置ズレ、横軸に外挿する飛跡の位置をとったヒストグラム。左が補正前の Shrink の値を使用したとき、右が補正後の Shrink の値を使用したときの図。

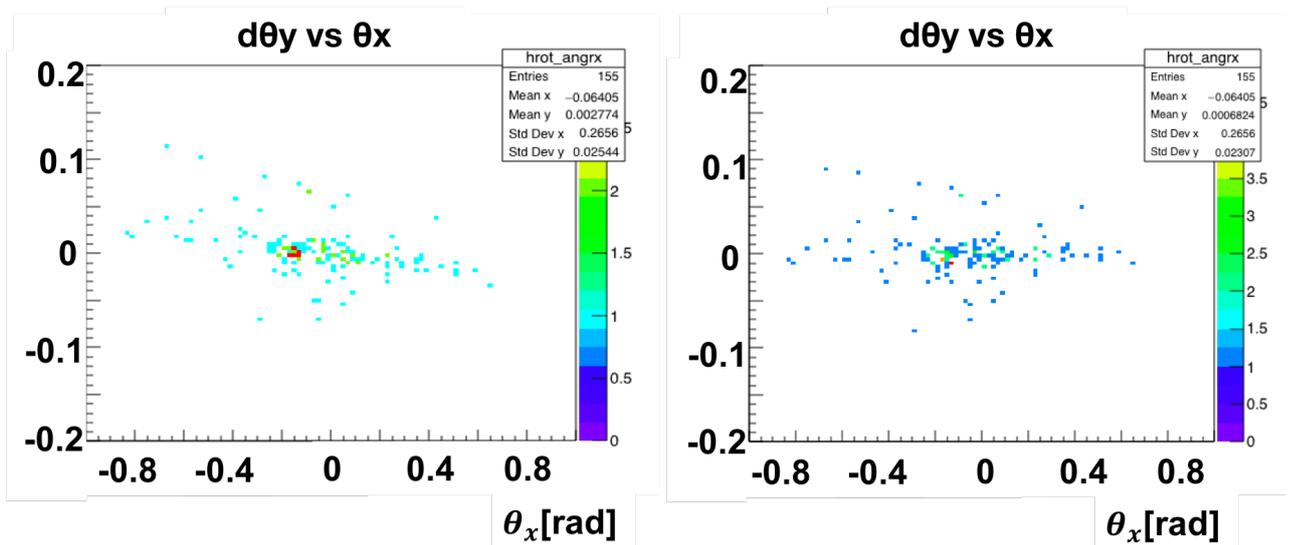


図 3.9 縦軸に飛跡の角度差、横軸に片方の飛跡の角度をとったヒストグラム。左が補正前の Rotation の値を使用したとき、右が補正後の Rotation の値を使用したときの図。

3.3 角度分解能

アライメントの補正を行うことで、ビーム照射中の emulsion brick 内の原子核乾板全ての位置を再現した。次は base track 同士からロハセル間の角度を作る (図 3.10)。一枚の原子核乾板検出器内のベース中に両面の乳剤層から角度を作ったときと同様な作業である。

こうして新たに作った角度は、グラフィット標的の上流と下流に乾板を 3 枚ずつ用意してあるため、それぞれ 2 本ずつできる。こうして出来た角度同士をの角度差を見てやることで、今回の実験セットアップでの原子核乾板検出器の角度精度を計算する (図 3.11)。

上流 x,y 方向の角度差分布の 1σ をそれぞれ $\sigma_x^{\text{up}}, \sigma_y^{\text{up}}$ とすると、角度分解能は角度差分布の $1\sigma/\sqrt{2}$ で計算できるため上流の角度分解能は以下のように計算できる。

$$\sigma_x^{\text{up}} = 0.151\text{mrad}, \sigma_y^{\text{up}} = 0.154\text{mrad}$$

$$\sigma_x^{\text{up}}/\sqrt{2} = 0.107\text{mrad}, \sigma_y^{\text{up}}/\sqrt{2} = 0.109\text{mrad} \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

下流も同様に計算し、まとめると以下の表 3.1 の通りである。

表 3.1 グラフィット標的の上流、下流の原子核乾板検出器の角度分解能

	上流 x	上流 y	下流 x	下流 y
$\sigma_{x,y}$	0.15mrad	0.15mrad	0.16mrad	0.14mrad
$\sigma_{x,y}/\sqrt{2}$	0.11mrad	0.11mrad	0.11mrad	0.10mrad

グラフィット標的の上流、下流ともに角度精度 0.11mrad 以下という結果が得られた。シミュレーションの結果から角度分解能 0.5mrad を達成すれば、弾性散乱と準弾性散乱をその四元運動量移行 $|t|$ から区別することができるはずである。次章にて炭素内での反応をフローチャート式に分類する。そこで $|t|$ の分布を導出する。

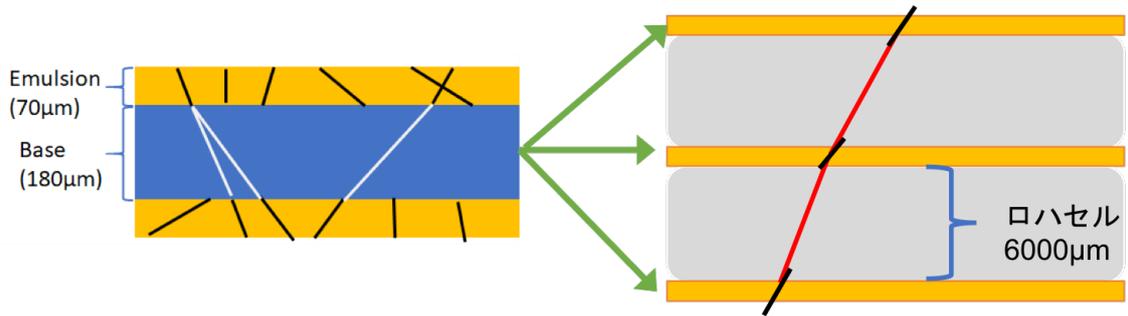


図 3.10 base track 作成と原子核乾板同士での角度作成の比較

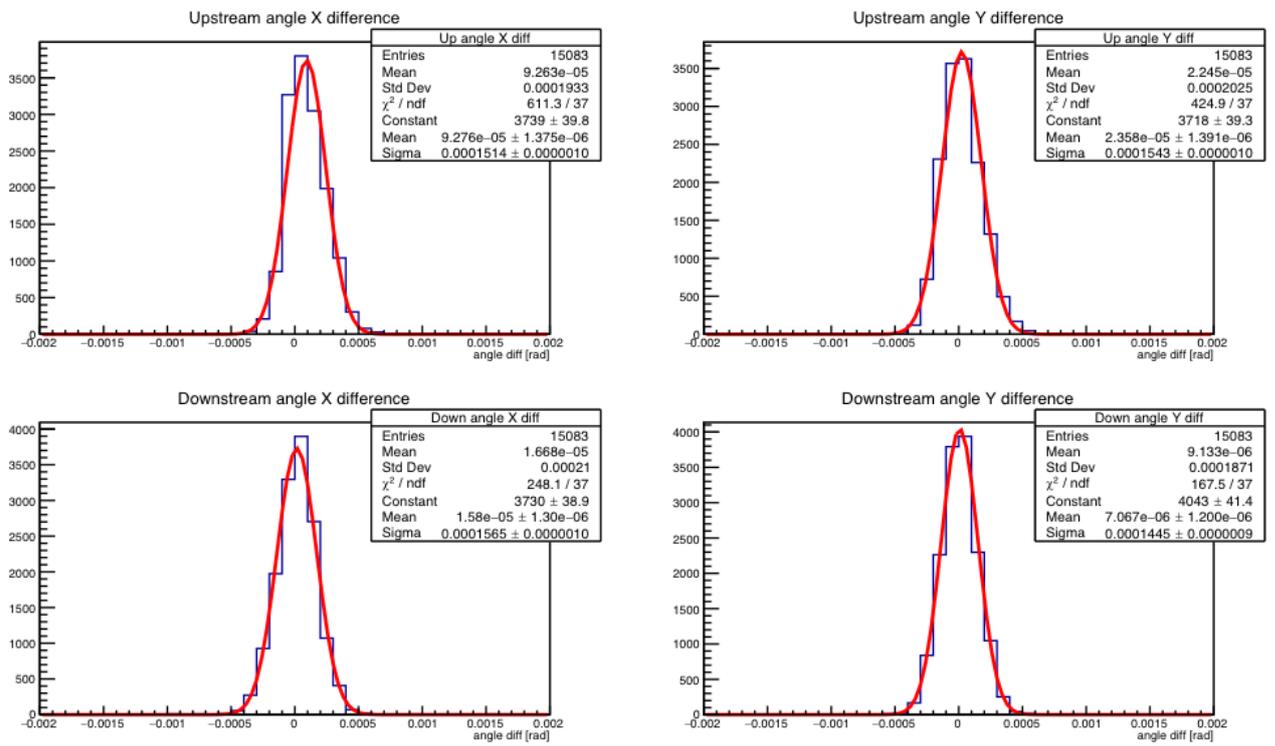


図 3.11 上段 2 つは上流の角度差分布 (x 方向,y 方向) と下段二つは下流の角度差分布 (x 方向,y 方向)

第 4 章

炭素内の反応

前章で上流と下流の角度精度をそれぞれ求めることができた。この章ではその角度精度を元に炭素内での small kink やハドロン生成反応を調べる。

4.1 親粒子の選定

今回の実験では 5cm × 10cm の原子核乾板に 2spill のビームを照射している。入射したビームが炭素内でどのような反応をしたかを分類するために、以下の条件で親となる粒子のイベントを選定した。

1. 上流の乾板 PL04,PL05,PL06 全てに hit があるトラック
2. hit した飛跡の位置が PL04,PL05,PL06 の全てで x 軸 : 2.5cm ~ 4.0cm, y 軸 : 2.5cm ~ 3.5cm もしくは x 軸 : 7.5cm ~ 9.0cm, y 軸 : 2.5cm ~ 3.5cm
3. 上流の PL04,PL05 で作った角度の $\pm 3\sigma$ の範囲内にある。

これらの条件から選んできたイベント数は 17443 となった (図 4.1)。この 17443 イベントがどう反応したか、あるいはしてないかを分類していく。角度分布で二つピークが見えるのは、ビーム照射の際に 1spill 目と 2spill 目の間に emulsion brick を mover に乗せて動かした時に brick 自体が傾いたことが原因であると考えられる。実際、飛跡の位置を右と左のビームスポットで限定すると角度分布の 2つのピークを分離することができた (図 4.2)。

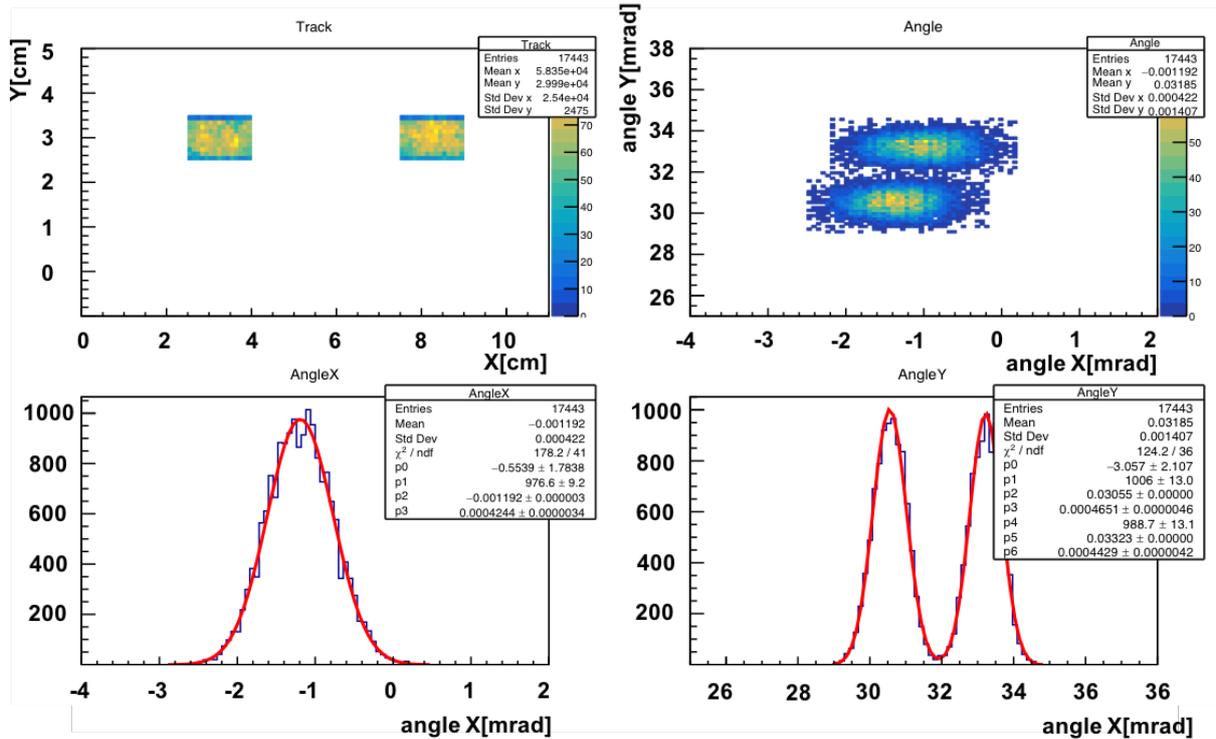


図 4.1 選んできた親となる粒子のイベント。左上が選んできた粒子の位置分布。右上が選んできた粒子の角度分布。左下と右下がそれぞれ角度分布の x 軸方向と y 軸方向のプロジェクション。

4.2 Hit 数によるイベント分類

原子核乾板検出器は時間情報を持たないため、その位置情報と角度情報のみでズレの小さい飛跡を繋いでいく。よって現在選んできた 17443 イベントのうち、炭素内で反応していない、もしくは超前方散乱 (small kink) の場合、原子核乾板検出器ではグラフィイト標的の下流側と繋がって見える。したがって 5Hit,6Hit のものは炭素内で反応していないもしくは small kink のイベント。3Hit,4Hit のものは炭素中で大きく角度をつけたイベント (大角度の散乱、vertex 反応) の可能性が高い。したがってイベントを Hit 数ごとで分けて解析を行った。

ここで使用したグラフィイト標的の相互作用長 $\lambda_{\text{Int}} = 38.8\text{cm}$ と衝突長 $\lambda_{\text{Coll}} = 26.2\text{cm}$ か

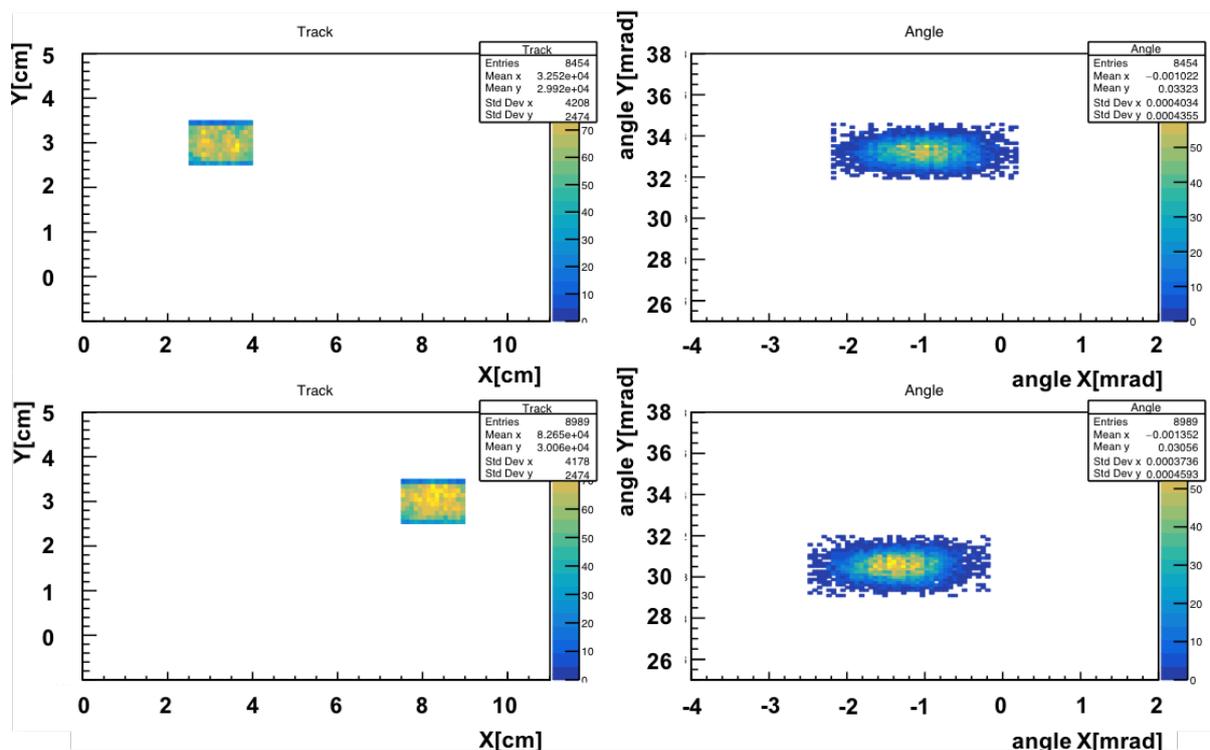


図 4.2 条件から選んできたイベントを、その飛跡の位置分布により比べた図。上段が左のビームスポットの位置分布と角度分布、下段が右のビームスポットの位置分布と角度分布を示している。この図から角度分布がスポットで変化することが分かる。

ら選んできた 17443 イベント中の炭素内での反応事象数を見積もる。相互作用長により計算される値は非弾性散乱によるイベント数、衝突長により計算される値は弾性散乱と非弾性散乱の両方を含んだイベント数であり計算すると次のようになった。

$$\text{非弾性散乱イベント} : 17443 \times (1 - e^{-\frac{1}{38.8}}) = 445 \quad (4.1)$$

$$\text{弾性散乱 + 非弾性散乱イベント} : 17443 \times (1 - e^{-\frac{1}{26.2}}) = 653 \quad (4.2)$$

原子核乾板検出器で見たとき、非弾性散乱イベント (445) は vertex イベントとして、弾性散乱イベント (653 - 445 = 208) は kink として見えるはずである。

4.2.1 6Hit,5Hit イベント

最初に前章で計算した上流と下流の角度分解能から、6Hit,5Hit のイベントの反応の有無の条件を調べる。前章で計算した角度分解能 (1σ) は上流の x 方向,y 方向, 下流の x 方向,y 方向でそれぞれ 0.11mrad,0.11mrad,0.11mrad,0.10mrad である。今回炭素内で反応が起こらなかったとする条件に 4σ の値を採用する。すなわち以下のようなになる。

$$4 \times \sqrt{0.11^2 + 0.11^2 + 0.11^2 + 0.10^2} = 0.860\text{mrad} > \text{上流と下流の角度ズレ} \quad (4.3)$$

$$0.860\text{mrad} \times \text{標的の厚み (10000micron)} = 8.6\text{micron} > \text{上流と下流の位置ズレ} \quad (4.4)$$

したがって今回は上流と下流の位置ズレが 8.6micron 以下の場合には炭素内で飛跡が繋がっていると判断し、8.6micron 以上の場合にはミスコネクション (間違った繋ぎ) として数える。

まずは 6Hit のイベントから考える。6Hit イベント数は 15083 本だった。このイベント毎に炭素の上流と下流それぞれから飛跡を外挿し炭素内で位置ズレが最小となる深さ (図 4.3 中の Z) を計算する。計算した結果を図 4.4 に示す。図 4.4 中で横軸の両端にピークが立っているように見える。しかしこれは、飛跡の Z 座標を各乾板の中心 (ベースの中心) にとっているため炭素外であると判断できる。今回の解析では炭素内での反応数に興味があるため、図 4.4 の $200 < Z < 10200$ だけを残したものを図 4.5 に示す。この時のイベント数 9416 から反応の有無を調べていく。

グラフィット標的の上流と下流からそれぞれ飛跡を外挿した時の位置ズレ分布を図 4.6 の左側に示す。赤線が位置ズレの許容される値 (8.6micron) を示しており、8.6micron 以下の部分は紫色に着色されている。したがって 9416 イベント中 9354 本は 4σ 角度精度から炭素内で繋がっている。しかし 62 本は繋がっていないミスコネクションであるという結果になった。次に炭素内で繋がっていた 9354 イベントの角度ズレ分布を同図の右側に示す。赤線が反応が起こっていない条件とした 0.86mrad を示す。0.86mrad 以下の部分は青で着色しており、反応が起こっていないイベントとなる (9104 本)。0.86mrad 以上の部分は緑で着色しており、small kink イベントであると判断した (250 本)。

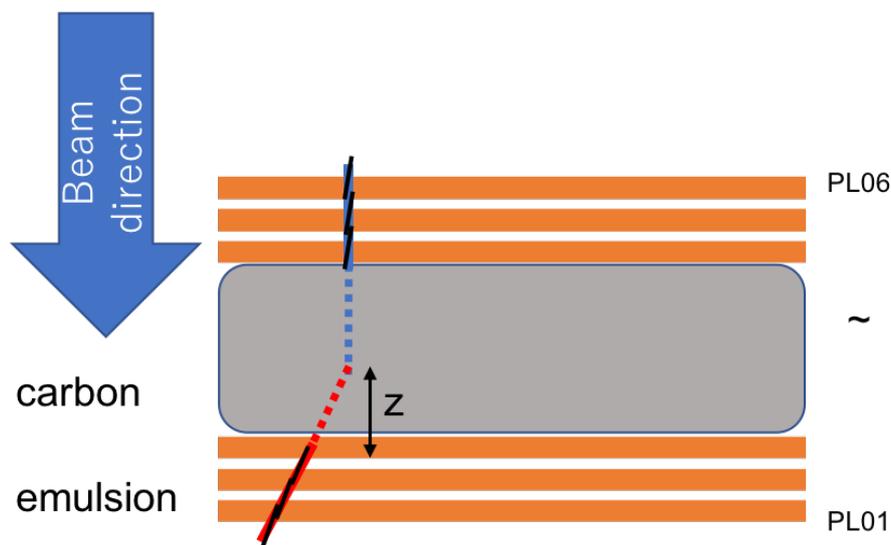


図 4.3 位置ズレが最小となる Z を表す。 $Z=0$ は PL03 の中心となる。

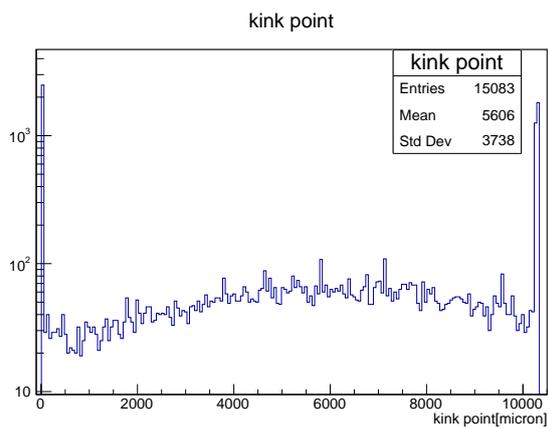


図 4.4 位置ズレが最小となる Z の分布。分布の両端にピークが見える。しかし $Z = 0$ を PL03 の中心にとっているため、これらは PL03, PL04 の中であり炭素外である。

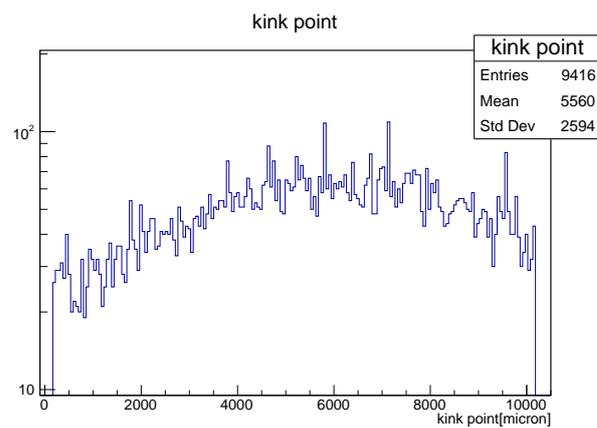


図 4.5 左の図から $200\text{micron} < Z < 10200\text{micron}$ の部分だけを表示したヒストグラム。この中のイベント数 9416 から反応の有無を調べる。

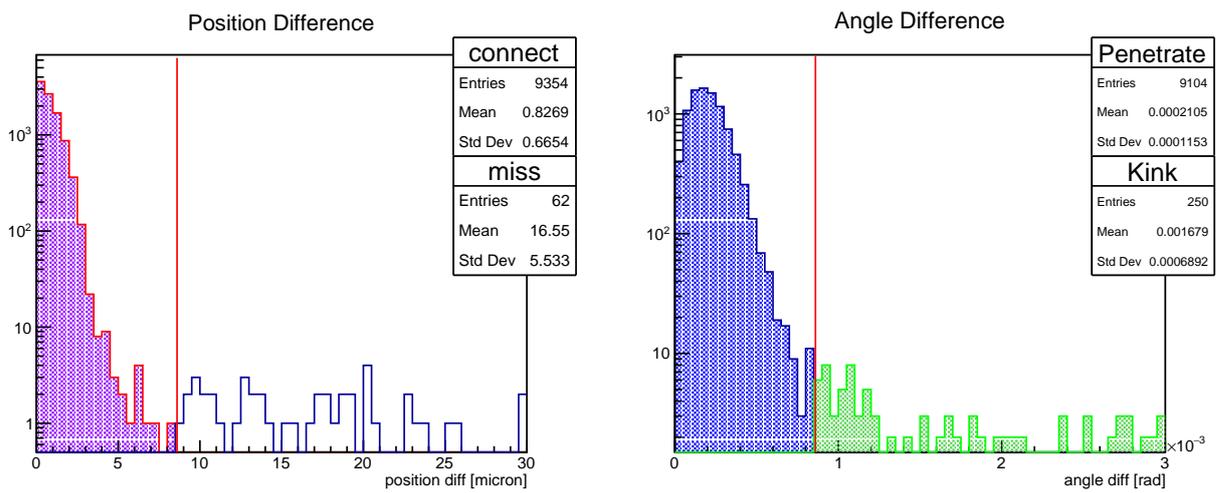


図 4.6 6Hit イベントの炭素内での位置ズレ、角度ズレ分布。 4σ 角度精度からそれぞれミスコネクション (左図赤線より大きい部分)、penetrate(右図の青色に着色した部分)、small kink(右図の緑色に着色した部分) 毎に分類している。

次に 5Hit イベントについても同様に考察する。5Hit イベント数は 987 本あり、炭素内で位置ズレが最小となる 5Hit イベント数が 491 本、炭素外は 496 本だった (図 4.7,4.8)。これの位置ズレ分布、角度ズレ分布 (図 4.9) から同様にイベントを分類する。図 4.9 左側の位置ズレ分布から 23 本はミスコネクションであり、468 本は炭素内で確かに繋がっている。繋がっている 468 本をその角度ズレから分類すると、グラフィイト標的中で反応を起こさずに貫通したものが 409 本。small kink イベントが 59 本という結果になった。6Hit の small kink イベントと合わせると 309 本が small kink となるが、相互作用長と衝突長から計算した結果だと 208 となり 101 本多い。これは次節の 3,4Hit イベントでの vertex イベントの一部が含まれている可能性がある。

この 6Hit,5Hit の角度差分布 (図 4.6,4.9) に今回照射したビームの運動量 30Gev/c をかけて自乗したもの (四元運動量以降 $|t|$) を横軸にしたものを以下に示す (図 4.10)。ただし、本論文執筆時点ではまだ下流の粒子識別装置とのマッチングが取れていないため、プレリミナリーな結果である。

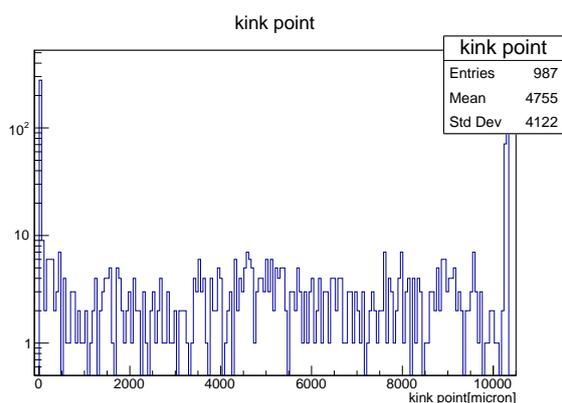


図 4.7 位置ズレが最小となる Z の分布。6Hit 同様に分布の両端にピークが見えるが、今回は無視して議論する。

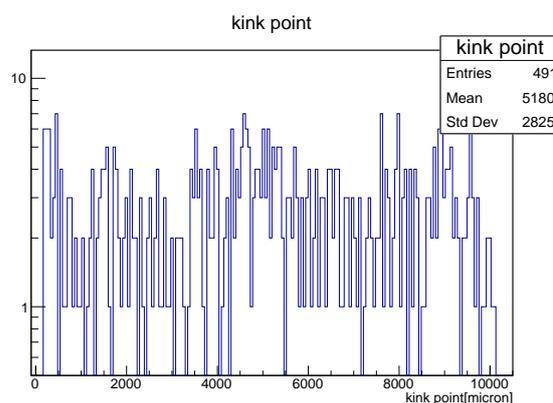


図 4.8 左の図から $200\text{micron} < Z < 10200\text{micron}$ の部分だけを表示。この中のイベント数 491 本から反応の有無を調べる。

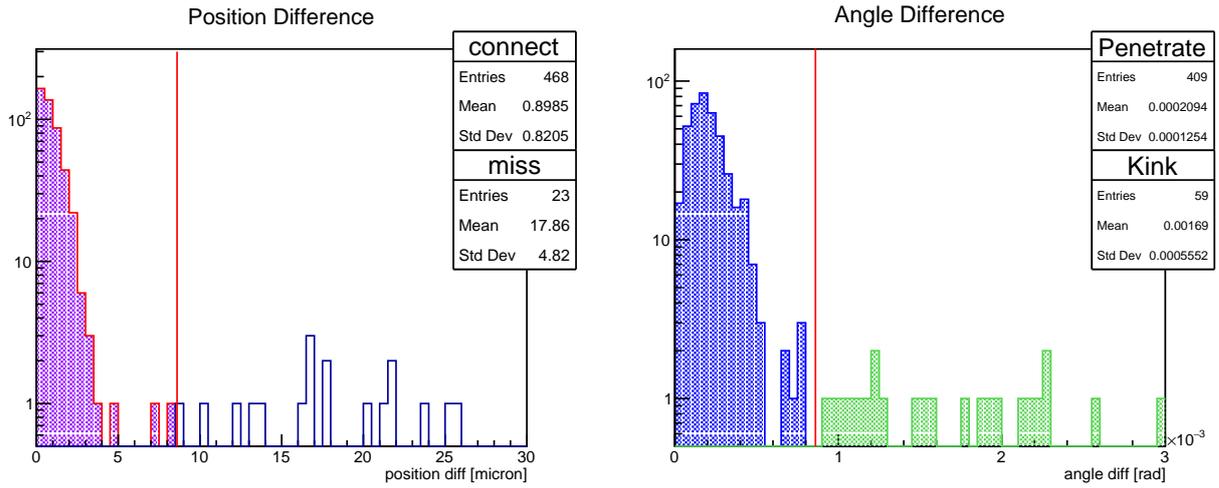


図 4.9 5Hit イベントの炭素内での位置ズレ、角度ズレ分布。 4σ 角度精度からそれぞれミスコネクション (左図赤線より大きい部分)、penetrate(右図の青色に着色した部分)、small kink(右図の緑色に着色した部分) 毎に分類している。

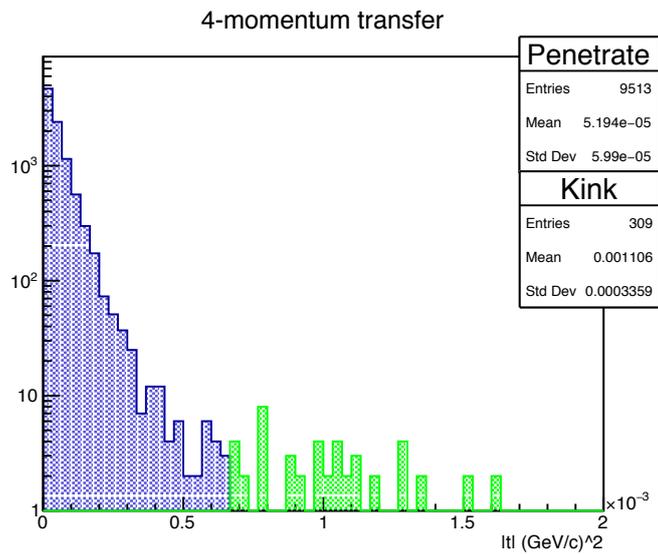


図 4.10 6Hit,5Hit で 4σ 精度で繋がっていると判断した $9354 + 468$ イベントについての四元運動量移行分布。ただし粒子識別は行なっておらずプレリミナリーなデータである。

4.2.2 3Hit,4Hit イベント

3Hit,4Hit イベントに関しては下流の飛跡を追跡することができない。そこで先にビームアングルを除いた大きい角度の飛跡から炭素内で vertex を組むものが無いかを調べた。具体的には以下の条件の集団から vertex を組むものがないか調べた。

1. 下流の乾板 PL01,PL02,PL03 全てに飛跡を残している。
2. ビームアングルの 3σ より外側の大きい角度を持っている。
3. 上流の PL04,PL05,PL06 につながる飛跡がない。

組まれた vertex に対する飛跡の Impact parameter(IP) と vertex の深さのヒストグラムを以下に示す (図 4.11)。

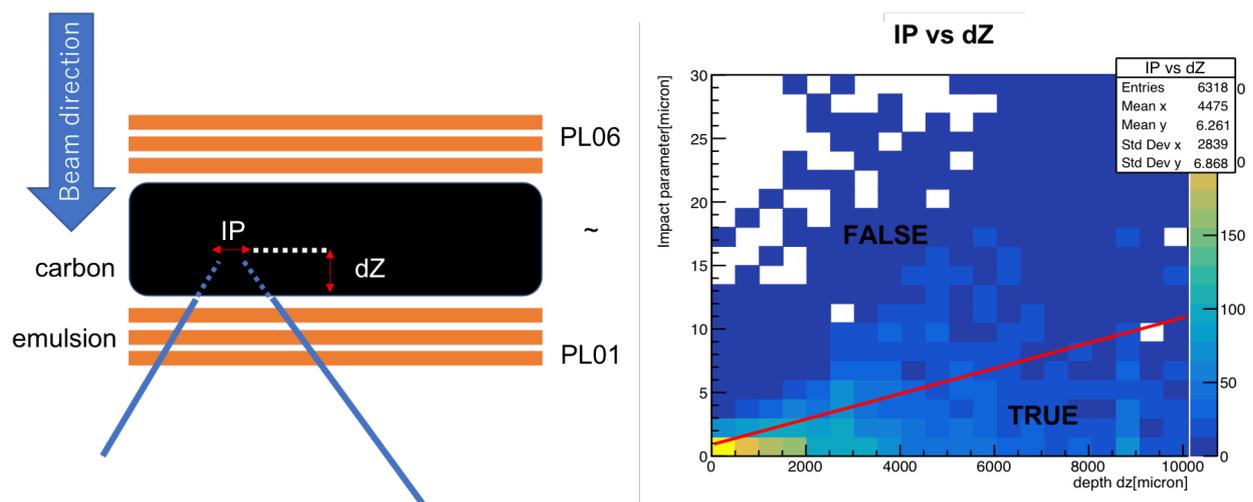


図 4.11 vertex に対する下流の飛跡の IP とその時の vertex の深さ (dz) の分布。dz の値が大きくなるほど、その飛跡の角度精度から IP の許容値は大きくなる。赤線はその許容値を示す。

原子核乾板検出器はその飛跡の角度によって角度精度が変化する。vertex を組ませた集団の角度精度を調べるために、飛跡の角度差分布を示す (図 4.12)。分布の 1σ がそれぞれ $\sigma_x = 0.316\text{mrad}$, $\sigma_y = 0.346\text{mrad}$ となっている。これより 3σ の精度を計算すると 0.99mrad となる。また飛跡の位置精度が $0.7\mu\text{m}$ であるとする、図 4.11 での IP の許容値は $\text{IP} < 0.7 + 0.00099 \times dz$ (赤線) となる。

次に赤線より下に入った (TRUE) の飛跡だけで作られた vertex (2307 個) に対して、先とは逆に上流から 3Hit, 4Hit イベントを外挿した時の IP とその外挿距離の分布を示す (図 4.13)。ここで vertex の親となる飛跡の条件を考える。下流の飛跡の IP と深さ dz と同様に、上流の角度精度から外挿距離によってその許容値は変化する。上流の角度精度の 3σ は 3 章で求めた値から、 $3 \times \sqrt{0.11^2 + 0.11^2} = 0.46\text{mrad}$ となる。また vertex の座標は最低 2 本以上の下流の飛跡からできているため、下流の角度精度によってその座標にズレが許される。したがって以下の 2 式の和が vertex の親となる飛跡の条件となる (図 4.13 中の赤線)。

$$\text{IP} < 0.00046 \times dZ \quad (4.5)$$

$$\text{IP} < (0.7 + 0.00099 \times (10000 - dZ)) \times \sqrt{2} \quad (4.6)$$

図 4.13 の赤線内に入ったイベント数は 135 であった。相互作用長からの計算では 445 イ

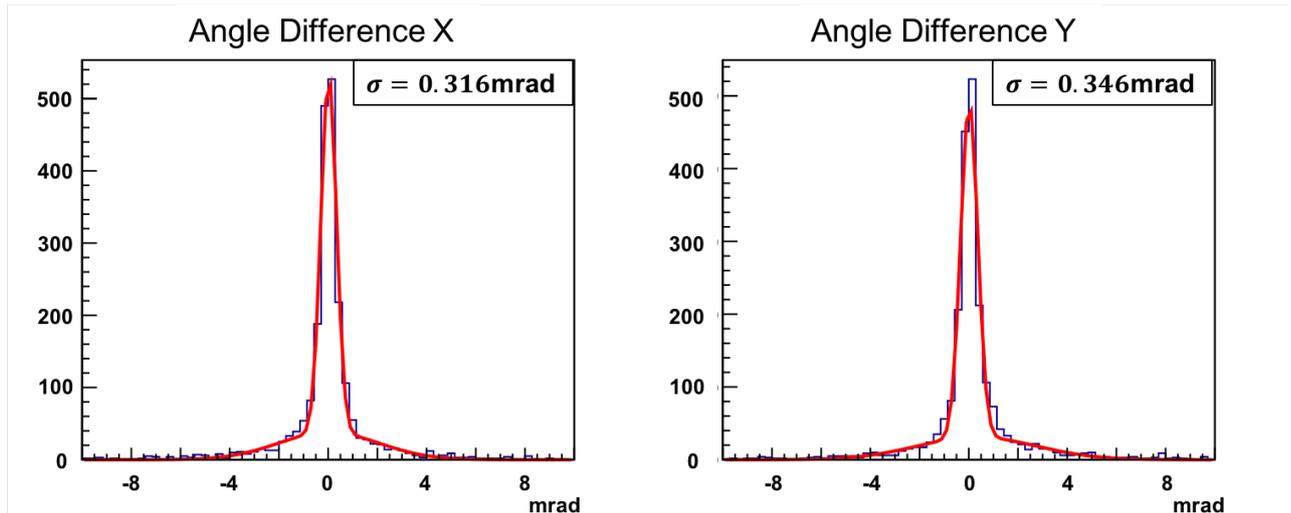


図 4.12 vertex を組ませに行った集団の角度差分布。左が x 軸方向、右が y 軸方向の角度差を示している。

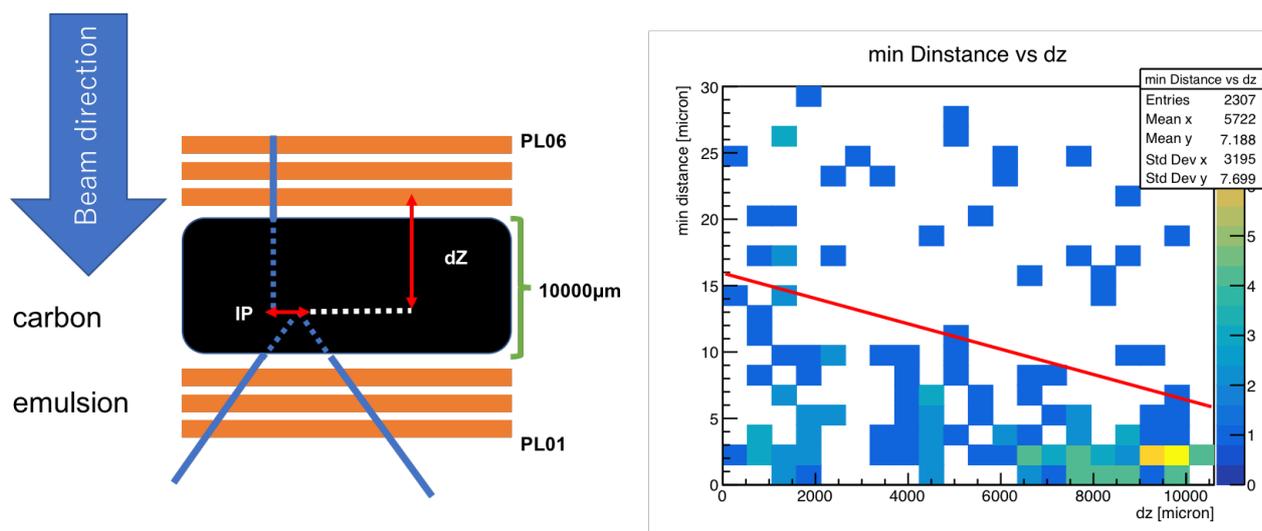


図 4.13 vertex に対する上流からの飛跡の IP と外挿距離の分布

ベントほど vertex イベントが存在するはずで、現状では全ての vertex イベントを見つけきれていない。見つかっていない vertex イベントの候補としては、先述の kink イベントのなかに vertex の一部が存在している可能性があることや、ビーム事象中の電子などの混入が考えられる。現状見つかった 135 個の vertex の 3 次元イメージを図 4.14~4.18 に示す。

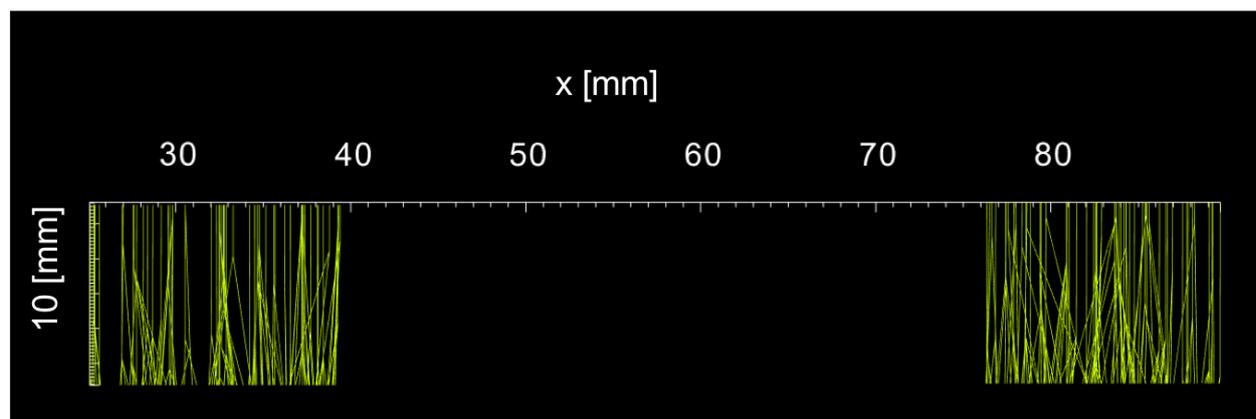


図 4.14 見つかった vertex イベントを y 軸方向からみたイメージ図

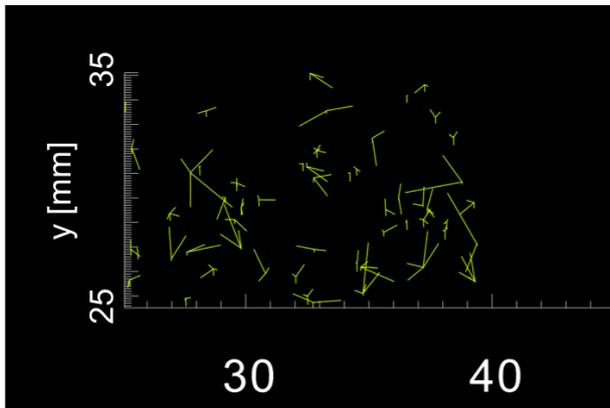


図 4.15 見つかった vertex イベントを z 軸方向からみたイメージ図。y 軸方向からみたイメージ図の左側の集団。

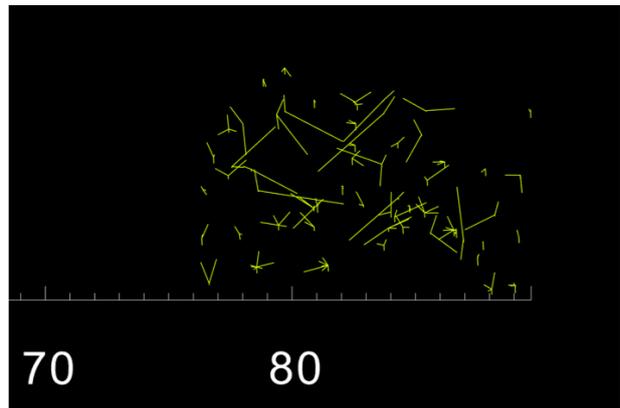


図 4.16 見つかった vertex イベントを z 軸方向からみたイメージ図。y 軸方向からみたイメージ図の右側の集団。

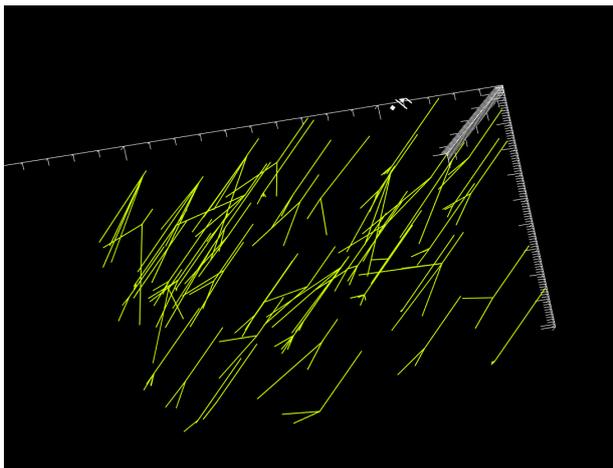


図 4.17 見つかった vertex イベントをビーム方向斜めにみた図。左側の集団。

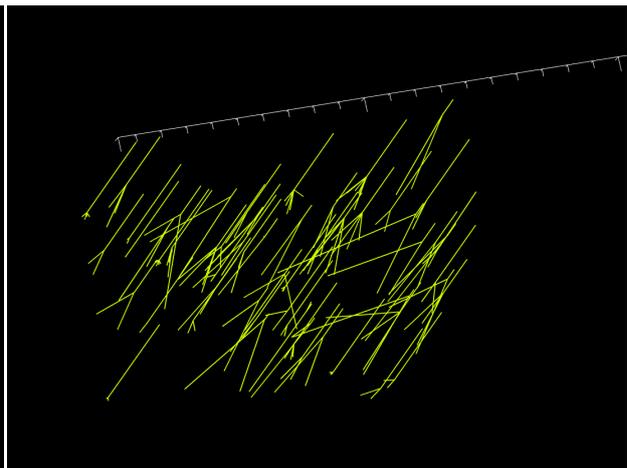


図 4.18 見つかった vertex イベントをビーム方向斜めにみた図。右側の集団。

4.3 Efficiency からの見積もりとの比較

原子核乾板検出器の Hit Efficiency はその乳剤に混ぜる銀の割合や、現像処理 (現像液の濃度や漬け込む時間)、現像処理からスキャンするまでにどのような環境に置かれていたか (高温湿度、高温湿度に長時間放置すると fading と呼ばれるトラッキング跡の銀イオンが消失する現象がある) で変化する。一般には原子核乾板検出器の Hit Efficiency は 97% 程度と言われている。今回解析を行った乾板 (PL02) の Efficiency を以下のようにして求めた。

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{PL01,PL02,PL03 で繋がる飛跡数}}{\text{PL01,PL03 でつながっている飛跡数}} \quad (4.7)$$

Efficiency を計算したい乾板を見ずに、その両隣の乾板をつなぐ飛跡を調べる。その後、つながった両隣の飛跡がその間に同一の飛跡を持つかどうかを見ることで計算する。この方法では emulsion brick の端である PL01 は計算できないため、PL02 と PL03 でつながった飛跡が PL01 でもつながるかで評価した。計算の結果、PL01~PL03 の Efficiency は以下のようになった。

- PL01 : 96.1 ± 1.1 %
- PL02 : 97.4 ± 1.1 %
- PL03 : 96.0 ± 1.1 %

以下に Efficiency から予測される各 Hit 数ごとのイベント数をまとめる。この時上流と下流は PL03,PL04 間の繋ぎしか見ておらず、上流で 3Hit を親の条件として要求しているので、4Hit 以上のイベントでは必ず PL03 に Hit がある。逆に PL03 で繋がる飛跡を見つけれないだけで 3Hit イベントとなる。今選別したい 17443 イベントから vertex イベント数 (λ_{Int} から計算した)445 を引いた 16998 イベントについて、これを考慮して計算した結果が以下である。ただし () 内の数字は実際のイベント数。

$$6\text{Hit} \rightarrow 16998 \times 0.960 \times 0.974 \times 0.961 = 15274 \pm 315 \quad (15083) \quad (4.8)$$

$$5\text{Hit} \rightarrow 16998 \times 0.960 \times (0.974 * 0.039 + 0.026 * 0.961) = 1028 \pm 38 \quad (987) \quad (4.9)$$

$$4\text{Hit} \rightarrow 16998 \times 0.960 \times 0.026 \times 0.039 = 16 \pm 1 \quad (198) \quad (4.10)$$

$$3\text{Hit} \rightarrow 16998 \times 0.04 = 680 \pm 17 \quad (1175) \quad (4.11)$$

結果を見ると 3Hit,4Hit イベントは Efficiency によるイベント数の予測と大きく異なる結

果となっている。この中に予測される vertex イベント数 445 があると考えられる。

最後に今回分類したイベントをフローチャートにしたものを図 4.19 に示す。図中のその他については今回見つかっていない vertex の親となるものや、実際は emulsion brick を貫通している飛跡だが、つなぎミスにより 3,4Hit で止まったように見えるものの可能性がある。

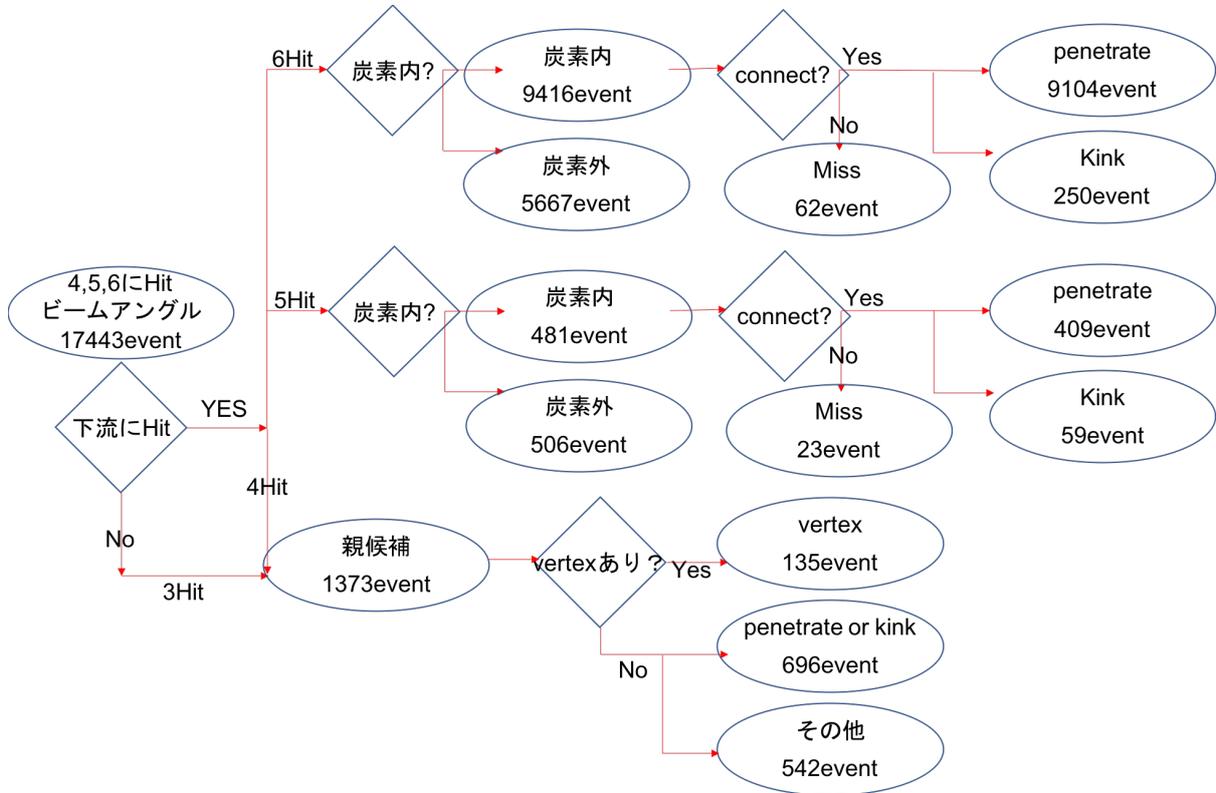


図 4.19 グラファイト標的内の反応を分類したフローチャート

第 5 章

まとめと展望

本論文では 2018 年 1 月に行われた EMPHATIC 実験テストランにおける、30GeV/c の陽子をグラファイト標的に照射した際の原子核乾板検出器データの解析結果を示した。また原子核乾板検出器の飛跡検出原理や、その飛跡を繋いでいくための補正の手法を紹介した。特に shrink と呼ばれる原子核乾板の乳剤層の伸縮は、他の飛跡検出器にはない特徴である。乾板間の補正を終え、グラファイト標的の上流と下流での角度分解能を導出したが、全てにおいて 0.11mrad 以下という結果になった。この結果は角度分解能ごとの四元運動量移行分布のシミュレーションから、十分に弾性散乱と準弾性散乱の区別ができる値であると判断した。そこで原子核乾板検出器データだけから四元運動量移行分布 (図 4.10) を作成した。しかし現状では原子核乾板検出器単体のデータ解析しか行えておらず、その時間情報や粒子識別等を行えていない。また統計量も十分とはいわずらく、プレリミナリーな解析結果となっている。

その後、炭素内の vertex 探索を行なうことで炭素内の反応をフローチャート式に仕分けた。相互作用長から計算されるイベント数 445 のうち 135 個の vertex イベントを見つけることができた。残りの反応については、vertex の一部を kink として数えている、ビーム事象中への電子の混入から予測数 445 自体が減少する、などの可能性が考えられる。

本論文で紹介した実験データだけでは統計量が不十分であるが、来年度にもハドロン照射試験を行う予定で統計量を十分に作る。計画しているセットアップの図を以下に示す (図 5.1)。2019 年度以降の照射試験が本論文で述べた 2018 年 1 月のセットアップと大きく異なるのは磁石を導入している点である。O(1)T の永久磁石を導入し、その前後には原子核乾板検出器を SSD を配置することで、精度よく二次粒子の運動量測定と極性判定を行う。

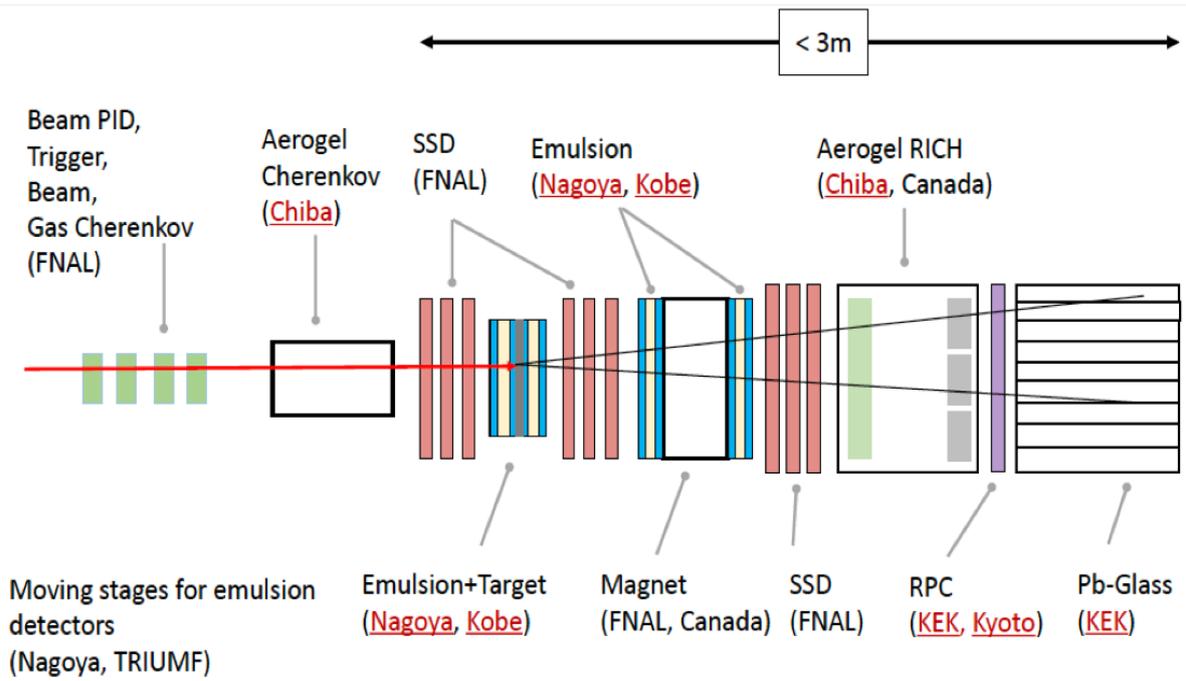


図 5.1 2019 年度以降の EMPHATIC 実験のセットアップ図

参考文献

- [1] F. Reines and C. L. Cowan, Phys. Rev. 92, 830 (1953).
- [2] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36-44.
- [3] K. Kodama *et al.* , Phys. Rev. Lett. B504 (2001) 218-224.
- [4] Z. Maki *et al.* , Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).
- [5] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [6] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012).
- [7] C. Patrignani *et al.*, Chinese Phys. C 40, 100001 (2016).
- [8] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B 174, 45 (1986).
- [9] G. D. Barr, T. K. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins, and T. Stanev. Phys. Rev. D70, 023006 (2004).
- [10] M. Honda, M. Sajjad Athar, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa. Phys. Rev. D 92, 023004 (2015).
- [11] HARP Collaboration (M.G. Catanesi *et al.*) DOI: 10.1016/j.nima.2006.08.132
- [12] N. Abgrall *et al.* (The NA61/SHINE Collaboration) Phys. Rev. C 84, 034604 (2011).
- [13] <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [14] C. Zeitnitz and T. A. Gabriel, in Proceedings of International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (Elsevier Science B.V., Tallahassee, FL, 1993).
- [15] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P. R. Sala, in Proceedings of the International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, 1994.
- [16] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration) Phys. Rev. D 87, 012001 (2013).
- [17] S. Nishida *et al.* Nucl. Instr. Meth. A 766, 212-216 (2014).
- [18] Masahiro Yoshimoto, Toshiyuki Nakano, Ryosuke Komatani, Hiroaki Kawahara

Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2017, 103H01.

[19] T Fukuda *et al.* 2014 JINST 9 P12017

謝辞

本研究をするにあたり、多くの方々にご尽力を賜りました。この場を借りて心より御礼申し挙げます。指導教員である鈴木州先生には、実験のための Fermi lab への出張や、NuInt 国際会議への参加など貴重な経験の機会をいただきました。また原子核乾板検出器研究のための定期的な名古屋大学への出張のサポートなど、大変お世話になりました。本当にありがとうございます。

名古屋大学 F 研の福田努先生には原子核乾板検出器の基本的な知識から、研究に関する指導、アドバイスまで何から何まで本当にお世話になりました。解析に関する些細な疑問でも丁寧に向き合ってくれていただき、福田さん無しでは私の修士学生生活は成り立たなかったでしょう。

また名古屋大学出張時の心の支えであった鈴木陽介氏。何度共に長い夜につきあってくれたでしょうか(笑)。本当に感謝しております。管轄外の私の研究に対しても、解析に関するアドバイスや意見をしてくれて本当に助かりました。それに名古屋生活において、鈴木氏との飲みは非常に楽しくとても良い息抜きになりました。私は先にアカデミックから卒業してしまいましたが、時間を見つけて名古屋に行くのでまた飲みに行きましょう。

神戸大学粒子物理学研究室では、藏重久弥先生、竹内康雄先生、山崎祐司先生、身内賢太郎先生、越智敦彦先生、前田純平先生にはコロキウムでの的確な指導をいただきました。現在は東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設に転任された矢野孝臣先生。M1 の時や私が神岡出張の際には、研究の進捗を気にしていただき誠にありがとうございます。M1, B4 の皆様とはあまり深く絡むことはありませんでしたが、夜中に遊○王やス○ブラをしたりと研究室生活を楽しく過ごせました。また、秘書の横山有美さま、吉田和美さまには出張手続き等で大変お世話になりました。提出書類や連絡事項が遅延しがちで大変迷惑をかけてしまいました。これからの人生は気をつけて参ろうと思っています。

研究室同期の皆さま。皆さまと同期であれたことを喜ばしく、また大変感謝しています。我らが研究室のアイドルである儀部君。受け応えが稀によく意味不明なこともありましたが、そういうところも含めていそやんの良いところだと思います。声優が神戸に来る頃にはまた一緒に神戸に来ましょう。修論提出間際や、コロキウム前日など研究室で共に夜中戦った石浦さん。勝手に戦友だと思っていました。ダークマター見つけてください。研究室の妖精さんと化していた宮辺くん。モ○ストしたり、ス○ブラしたり、アホな会話した記憶しか出てこないですね。社会人になってからはちゃんとお家に帰る生活を送れるよう願ってます。326号室の住人酒井くん。私がミーティングで326号室を使いたい時に部屋を追い出してしまい申し訳なかったです。コンビニ店員の堀口くん。ジャグリングはこれからも続けて行くのでしょうか。フリーターにはならないでね。学部1回生の頃からの仲である吉田くん。今でも私たちに黙って健康診断を受けに行ったことを許していません。悔い改めてください。そして同じく学部一回生の頃から、今では住む場所まで一緒となった石飛くん。私が神戸大学に来てよかった理由をあげるならあなたに出会えたことでしょう。学業のことからプライベートまで何かあればとびちゃんに連絡をしてばかりでした。真面目な話から不真面目な話まで、どんな話をしても常に面白かったです。勤務地が鹿児島になろうと会いに行こうと思います。数少ない親友と呼べる人と出会えた最高の学生生活でした。

最後にはなりますが、学生生活をずっと支援してくれた両親に感謝します。