

修士論文

K中間子原子核の探索実験に用いる
飛程検出器の開発



京都大学大学院理学研究科
原子核・ハドロン物理学研究室
市川 裕大

2011年1月

Abstract

In this thesis, the development of the range counter for the J-PARC E27 experiment is described. This experiment aims to detect K^-pp bound state. The K^-pp bound state is the simplest kaonic nuclei. Many experiments have been performed to detect the signal from kaonic nuclei and many theoretical calculations have been done about it since Akaishi and Yamazaki theoretically predicted the existence of it in 2002. But, the experimental evidence is not yet found and the values of binding energy and decay width of the K^-pp bound state are different depending on the strength of \bar{K} -N interaction and the methods of calculations. So, it is important to investigate the K^-pp bound state via the different reactions.

We plan to confirm the existence of K^-pp bound state, and to pin down the values of binding energy and decay width via the (π^+, K^+) reaction with the liquid deuterium target by using missing mass spectroscopy. In this reaction, K^-pp bound state is formed through $\Lambda(1405)$ production as a doorway. However, the sticking probability of $\Lambda(1405) + p \rightarrow K^-pp$ is 1%, and thus the cross section of K^-pp production is very small. The main background is the quasi-free hyperon production. In the K^-pp non-mesonic decay modes, two high-momentum protons are produced. On the other hand, there could be only one high-momentum proton from the hyperon decay and the spectator proton whose momentum is lower than 250 MeV/c from the quasi-free backgrounds. Therefore, it is necessary to tag the two high-momentum protons with the range counter to reduce the background. The six units of range counter modules are installed around the target. A unit of range counter module consists of 10mm, 20mm, 20mm, 50mm and 20mm thick scintillation counters. Coverage angle of this range counter is 33° to 93° and tagging efficiency is 14%.

In the quasi-free backgrounds, proton-pion pair is produced instead of two high-momentum protons. Therefore, it is necessary to distinguish proton from pion by high precision. We studied the behavior of proton and pion in scintillator with the geant4 Monte Carlo simulation and performed the test experiment to check the performance of particle identification with the two units of range counters at the J-PARC K1.8 beam line in 2011 autumn. Both proton and pion incident on the range counter in this test experiment. In this analysis, we estimated pion mixing rate is about 1%. This value is enough to perform the E27 experiment.

目次

第1章	序論	4
1.1	K 中間子原子核	4
1.1.1	理論予想	4
1.2	K^-pp 束縛状態	5
1.3	これまでの K 中間子原子核探索実験	6
第2章	J-PARC E27 実験	9
2.1	J-PARC	9
2.2	実験目的	9
2.3	生成機構	9
2.3.1	素過程	11
2.4	実験手法	11
2.4.1	ビームラインスペクトロメータ	12
2.4.2	SKS スペクトロメータ	13
2.4.3	液体重水素標的	15
2.5	バックグラウンド	16
2.6	2陽子のタグによるバックグラウンド除去	18
2.7	飛程検出器による陽子の検出	20
第3章	飛程検出器	22
3.1	要求	22
3.2	飛程	22
3.3	粒子識別原理	23
3.4	プラスチックシンチレータ	24
3.5	デザインの決定	27
3.5.1	最上層 R_1 のデザイン	27
3.5.2	各層の厚さの決定	28
3.6	宇宙線および線源を用いた検出器の性能評価	31
3.6.1	実験目的	31
3.6.2	宇宙線を用いた時間分解能測定	31
3.6.3	結果と考察	36
3.6.4	線源を用いたシンチレーション光の減衰長及び光速の測定	36
3.6.5	結果と考察	38

第 4 章	π, p セパレーションの性能評価実験	39
4.1	粒子識別におけるバックグラウンド	39
4.1.1	飛程検出器中における π^+ の振る舞い	39
4.1.2	飛程検出器中における π^- の振る舞い	40
4.2	実験目的	42
4.3	実験手法	42
4.3.1	セットアップ	42
4.3.2	回路とデータ収集システム	45
4.4	検出器の較正	49
4.4.1	飛程の決定	49
4.4.2	距離の較正	50
4.4.3	エネルギー較正	52
4.4.4	時間較正	56
第 5 章	解析	60
5.1	解析方法の考察	60
5.1.1	PID 関数	60
5.1.2	PID 関数と速度の情報を用いた粒子識別	63
5.2	テスト実験における粒子識別	66
5.2.1	ΔE と PID による識別	66
5.2.2	速度と飛程による識別	69
5.2.3	組み合わせた情報を用いた解析	73
5.3	粒子識別能力の評価	78
5.3.1	混入率の決定	78
5.4	結果と考察	79
第 6 章	結論	81
	参考文献	84

目 次

1.1	Akaishi-Yamazaki による $\bar{K}N$ と \bar{K} -原子核ポテンシャルと $\Lambda(1405)$, $\frac{2}{K}H, \frac{3}{K}H$ の束縛準位の計算結果	5
1.2	KEK E549 実験における ${}^4\text{He}(K_{\text{stopped}}^-, p)$ 反応の missing-mass スペクトル	7
1.3	FINUDA 実験から得られた K^-pp 束縛状態と見られるピーク	8
1.4	DISTO 実験から得られた K^-pp 束縛状態と見られるピーク	8
2.1	大強度陽子加速器 J-PARC の概略図	10
2.2	$d(\pi^+, K^+)K^-pp$ 反応のダイアグラム	10
2.3	Yamazaki, Akaishi の理論計算による $d(\pi^+, K^+)K^-pp$ のスペクトル	10
2.4	$\Sigma^\pm \pi^\mp$ の不変質量分布	11
2.5	$\pi^- p \rightarrow \Lambda(1405)K^0$ 反応における微分断面積	11
2.6	K1.8beam line の概略図	12
2.7	ビームスペクトロメータの概略図	13
2.8	SKS スペクトロメータの概略図	14
2.9	液体重水素の冷却に使用するクライオスタットおよび標的容器	15
2.10	様々な準自由過程のバックグラウンドから生じる K^+ の運動量スペクトルのシミュレーション値	17
2.11	K^-pp 崩壊とバックグラウンドから生じる二つの陽子の運動量分布図	19
2.12	$K^-pp \rightarrow \Lambda + p$ の崩壊モードから生じる二つの陽子の角度分布	20
2.13	$K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p$ の崩壊モードから生じる二つの陽子の角度分布	20
2.14	飛程検出器の配置図	21
3.1	吸収体の厚さに対する粒子の透過率の相関図	23
3.2	典型的な粒子におけるエネルギーと飛程の相関図	23
3.3	陽子と π 中間子における β と飛程の関係	24
3.4	有機シンチレータ中の π 電子のエネルギー準位図	25
3.5	各層で静止する陽子と荷電 π 中間子の速度	28
3.6	飛程検出器のデザイン	29
3.7	斜めに入射する場合を考慮にいたした陽子と π 中間子における β と飛程の関係	30
3.8	斜めに入射する粒子を考慮にいたした各層で静止する陽子と荷電 π 中間子の速度	30
3.9	宇宙線を用いた時間分解能測定のセットアップの概略図 1	32
3.10	宇宙線を用いた時間分解能測定のセットアップの概略図 2	32

3.11	回路図の概略図	33
3.12	時間分解能測定における Slewing correction 前の TOF と ADC の相関	35
3.13	時間分解能測定における Slewing correction 後の TOF と ADC の相関	35
3.14	Sr 線源による減衰長、物質中での光速測定のセットアップ	37
3.15	減衰長の決定	37
4.1	π^+ 崩壊の考察	40
4.2	π^- の原子核吸収による影響の考察	41
4.3	テスト実験のセットアップ	42
4.4	テスト実験での飛程検出器	43
4.5	テスト実験での飛程検出器周辺のセットアップ図 1	44
4.6	テスト実験での飛程検出器周辺のセットアップ図 2	44
4.7	trigger 及びフラグに関する回路図	46
4.8	trigger 回路作成の際のタイミング	47
4.9	TDC の時間分解能測定	48
4.10	典型的な pedestal と Gauss フィット	49
4.11	静止条件と Hit パターン	50
4.12	中心を通過したときの一層目の TDC 差	51
4.13	宇宙線の ADC ヒストグラム	52
4.14	ADC3:ADC2b の相関図	53
4.15	エネルギー損失と飛程の関係を示す模式図	54
4.16	Stop3 における ADC2b	54
4.17	ADC2b の最大エネルギー損失の決定	55
4.18	ADC2b における Birks' の式によるフィット	56
4.19	Slewing correction 前の TOF と ADC の相関	57
4.20	Slewing correction 後の TOF と ADC の相関	58
4.21	時間原点調整	59
5.1	PID 関数の説明図	61
5.2	陽子と π^+ における Pid 関数の考察	62
5.3	陽子と π^- における Pid 関数の考察	63
5.4	陽子と π^+ における Pid 関数と β を用いた粒子識別の考察	64
5.5	陽子と π^- における Pid 関数と β を用いた粒子識別の考察	64
5.6	PID 関数による粒子識別	66
5.7	PID 関数による粒子識別	67
5.8	調整後の PID 関数による粒子識別	68
5.9	各層での Stop 条件における β の実験値と陽子のシミュレーション値の比較	69
5.10	各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値と陽子のシミュレーション値との比較	70
5.11	slewing collection を行わなかった場合の各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値と陽子のシミュレーション値の比較	70

5.12 各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値と π 中間子のシミュレーション値の比較	71
5.13 各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値と μ 粒子のシミュレーション値の比較	72
5.14 各層での Stop 条件における PID と $1/\beta$ の相関図	73
5.15 各層での Stop 条件における PID と $1/\beta$ の相関図の説明	74
5.16 陽子のすり抜けの構造の検証	75
5.17 PID 関数の Cut 条件決定のための Gauss フィット	76
5.18 $1/\beta$ の Cut 条件決定のための Gauss フィット結果	76
5.19 混入率の決定方法	78
5.20 PID による Cut をかける前後での各 Stop 条件における $1/\beta$	79

表 目 次

1.1	K^-pp 束縛状態に関する理論予想のまとめ	6
2.1	SKS スペクトロメータに於ける粒子識別方法	14
3.1	飛程検出器の構成	31
3.2	各カウンターにおける時間分解能	36
3.3	各カウンターにおける減衰長と光速	38
4.1	使用した ADC のスペック	47
4.2	使用した TDC のスペック	48
4.3	ADC1a～ADC5 におけるエネルギー較正のパラメータ	56
4.4	ビーム中の粒子における MIP の選別条件	57
5.1	PID 関数のパラメータ	68
5.2	PID 関数値の Cut 条件決定に使用する $1/\beta$ 値	75
5.3	PID の Gauss 関数によるフィット値	76
5.4	$1/\beta$ の Gauss 関数によるフィット結果	77
5.5	混入率	80

第1章 序論

1.1 K 中間子原子核

K 中間子原子核とは、反 K 中間子が原子核中に強い相互作用によって束縛された系である。反 K 中間子原子核は実粒子の中間子が原子核と強い相互作用で束縛するという意味で存在自体が興味深い。また、核力に比べて強い引力をもたらす反 K 中間子が原子核内に入ることによって原子核自体の構造が大きく変化する可能性も指摘されており [1]、近年議論が活発に行われている。実験的には数例の K 中間子原子核の存在を示す結果が報告されているが、未だに存否は確定しておらず、理論的にも様々な手法で計算が行われている。

1.1.1 理論予想

$\bar{K}N$ 相互作用と $\Lambda(1405)$

$\Lambda(1405)$ とはストレンジネス $S = -1$ で $J^\pi = (\frac{1}{2})^-$ のバリオンである。 $\Lambda(1405)$ は u, d よりも重いストレンジクォークをもつにも関わらず同じスピン・パリティを持つバリオンの中で最も軽く、 u, d のみから構成される $N^*(1535)$ と 100 MeV 以上離れているという特異な性質を持っている。この特異な性質は単純な $SU(3)$ の構成するクォーク模型で説明することが困難であるが、カイラルユニタリー模型で記述可能である。そこではハドロンの励起状態は核子などの基底状態のバリオンと南部-ゴールドストーンボゾンの散乱として記述され、 $\Lambda(1405)$ は $\pi\Sigma$ と $\bar{K}N$ をそれぞれ主要な成分に持つ二つの異なる状態の重ね合わせで取り扱われている [2, 3]。

K 中間子原子核の予言

1963 年に Nogami により初めて K 中間子原子核の理論予想が発表された [4]。当時は $\Lambda(1405)$ を $\bar{K}N$ の準束縛状態として計算がなされていた [5]。Nogami はそれに基づき計算を行い \bar{K} と二つの核子が束縛する系が存在するという理論予想を発表した。その計算では二つの核子がアイソスピン 1 を組み全アイソスピンが 1/2 になるときに閾値よりも約 10 MeV 束縛するという結果となった。

現在では $\bar{K}N$ 相互作用に関する実験データとしては低エネルギーでの $\bar{K}N$ 散乱および K 中間子原子の X 線測定があるが、当時は $\bar{K}N$ 相互作用に関する情報がほとんどなかった。また、Nogami 以降も Wycheh などにより理論計算がなされたが [7]、1997 年に行われた X 線測定 (KEK E228 実験 [6]) が発表されるまでは $\bar{K}N$ 散乱と X 線測定の結果が一致していないだけでなく、X 線測定に関しては実験によって異なっ

た値だったため $\bar{K}N$ 相互作用に関しては未知のことが多く、K 中間子原子核の理論予想も $\bar{K}N$ 相互作用の不定性を含んでしまっていた。

$\bar{K}N$ 相互作用に関する情報が増えた 2002 年に Akaishi, Yamazaki により少数系の K 中間子原子核における理論予想が発表された [8]。彼らは $\Lambda(1405)$ を $\bar{K}N$ の全アイソスピン 0 を組んだときの束縛状態と仮定して、その束縛エネルギー、崩壊幅や Martin による $\bar{K}N$ の散乱実験のデータ [9], K 中間子水素原子の X 線データ [6][10] の全てを再現するような $\bar{K}N$ のポテンシャルを現象論的に構築した。さらに g 行列法によりその相互作用を K 中間子原子核へ適用し計算を行った。 $\bar{K}N$ がアイソスピン 0 を組むときに強い引力となるので、 $\bar{K}N$ の相互作用が原子核の非圧縮性に打ち勝ち、核子同士を凝縮させ高密度な原子核を生成する。その結果、 ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ などのいくつかの軽い原子核に対して K 中間子が 110 MeV 程度で強く束縛された状態が約 30 MeV の比較的小さい崩壊幅で存在しうることを示した (図 1.1)。

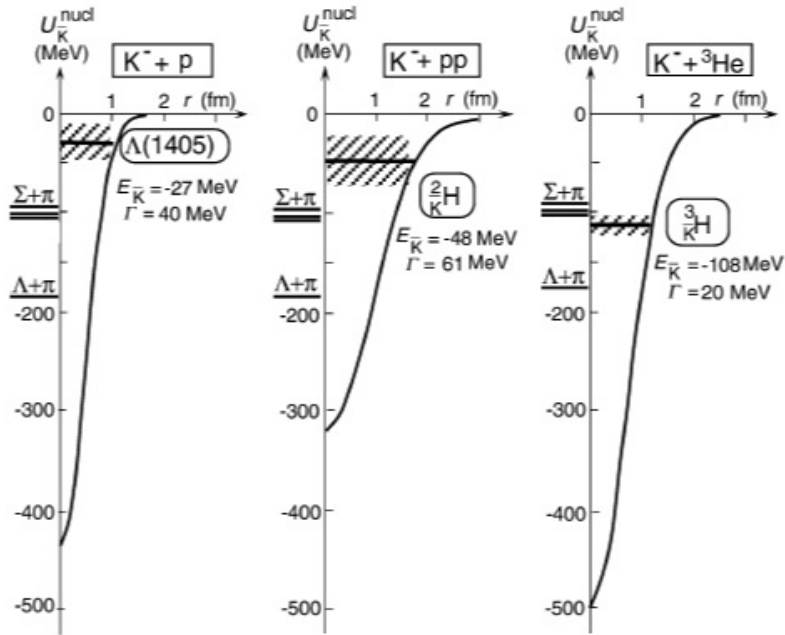


図 1.1: Akaishi, Yamazaki による $\bar{K}N$ と \bar{K} -原子核ポテンシャルと $\Lambda(1405)$, ${}^2_{\bar{K}}\text{H}$, ${}^3_{\bar{K}}\text{H}$ の束縛準位の計算結果 [11]。濃く塗られた部分は崩壊幅を示す。

1.2 K^-pp 束縛状態

K^-pp 束縛状態とは二つの陽子と K^- 中間子の束縛状態で、最も単純な K 中間子原子核である。p-p 状態 (${}^2\text{He}$) ではもちろん束縛しないが、 \bar{K} が二つの陽子を引きあうことで、束縛状態を形成する可能性がある。Akaishi, Yamazaki の計算 [11] によると束縛エネルギーは 48 MeV, 崩壊幅は 61 MeV となり、 $\Lambda(1405)$ より深く束縛するが $\Sigma\pi$ の threshold よりも上の準位に位置する (図 1.1)。また、このときの K^- と陽子の平均距離は 1.36 fm と 1.18 fm となり二つの陽子の平均距離は 1.90 fm となる。

この値は重水素における陽子, 中性子間の距離である 3.90 fm よりも格段に短いことがわかる。他にも様々な模型による K^-pp 束縛状態の理論計算がなされている。いくつかを以下の表にまとめる。

表 1.1: K^-pp 束縛状態に関する理論予想のまとめ。束縛エネルギー (B.E) と崩壊幅 (Γ) 及び計算方法をまとめた。束縛エネルギー (B.E) と崩壊幅の単位は [MeV] である。

	B.E	Γ	Method
Yamazaki and Akaishi[8]	48	61	Variational Method(ATMS)
Ivanov, Kienle, Martin, Widmann[12]	118	58	Phenomenological Model
Shevchenko, Gal, Mares, Revai[13]	50~70	~100	Coupled Channel Faddev Calculation
Ikeda and Sato[14]	60~95	45~80	Coupled Channel Faddev Calculation
Dote, Hyodo, Weise[1]	20 ± 3	40~70	Chiral SU(3) Variational Method
Wycech and Green[15]	56.5~78	39~60	Variational Method

このように多くの理論予想で束縛状態が形成されると考えられている。しかし計算方法や $\bar{K}N$ 相互作用の取り扱いにより束縛エネルギーや崩壊幅はさまざまな値を示しており、実験により K^-pp 束縛状態の存否の検証が不可欠である。また、実験結果が示されることにより理論的な理解が深まり更なる議論が発展していくことが期待される。

1.3 これまでの K 中間子原子核探索実験

KEK E471 / E549 実験

KEK E471 実験は茨城県つくば市の KEK-PS にて行われた $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n)$ 反応による K^-ppn 束縛状態の探索を目的とした実験である [16, 17]。 $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n)$ 反応では K^-ppn を示唆する missing-mass 分布を得た [16] のに対し、 $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, p)$ 反応において非常に幅の狭いピーク構造を発見した [17]。

しかしながらセットアップを改良し同様の反応に対し高統計で行った E549 実験においては E471 実験で観測された位置に細いピークは観測されなかった [18]。また、同時に $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n)$ 反応による解析も行われ 40 MeV 以下の狭い崩壊幅を仮定した K^-ppn , K^-pnn に対して 1% 以下という厳しい生成率上限が与えられた [18, 19]。

$^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, p)$ 、 $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n)$ の inclusive な missing-mass 法による解析より < 40 MeV 以下の崩壊幅の狭い K^-pnn 及び K^-ppn に関しては極めて厳しい生成率上限が決定された。図 1.2 左図に KEK E549 実験における $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, p)$ 反応の missing-mass スペクトルを、右図に崩壊幅を 0, 20, 40 MeV と仮定したときの生成率上限を示す。

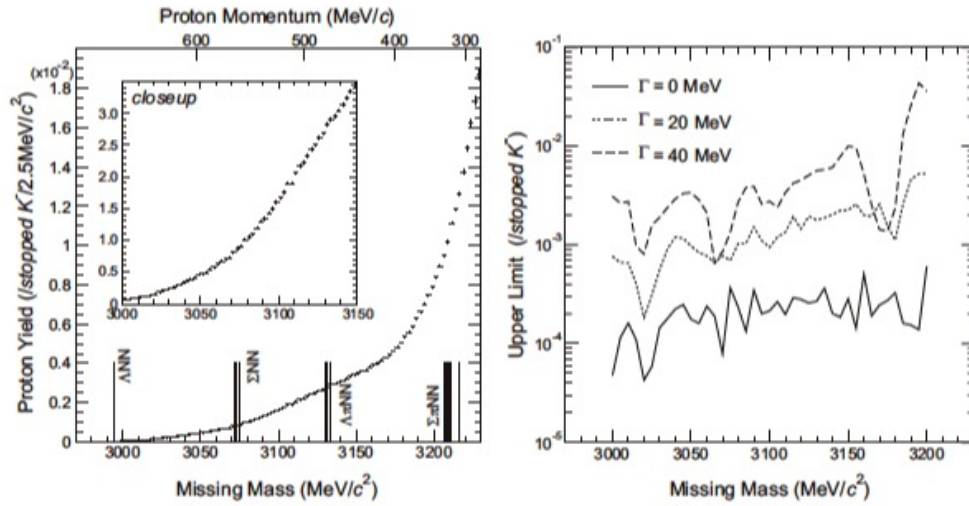


図 1.2: KEK E549 実験に於ける ${}^4\text{He}(K_{\text{stopped}}^-, p)$ 反応の missing-mass スペクトル (左図) 及び、各崩壊幅を仮定したときの生成率上限値 [18, 19]

FINUDA 実験

FINUDA 実験はイタリアにある e^+e^- 衝突型加速器施設である DAΦNE で行われた実験である [21]。 e^+e^- 反応からの $\phi(1020)$ 中間子崩壊から生じる K^- を薄い (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{51}\text{V}$) 原子核標的中に静止させ、そこから放出された粒子を検出した。その結果、 ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ の軽い原子核標的から反対方向に放出される Λ 粒子と陽子が検出され、その $\Lambda - p$ 対から不変質量をもとめると図 1.3 のような バンプ構造が現れた。これを K^-pp 束縛状態由来のバンプ構造であると考えることができ、その場合束縛エネルギーは $115^{+5}_{-6}(\text{stat})^{+3}_{-4}(\text{syst})$ MeV、崩壊幅は約 67 MeV と発表した。

DISTO 実験

フランスの Saturne でおこなわれた DISTO 実験 [22] は 2.85 GeV の陽子ビームを用いて、 $p + p \rightarrow X + K^+$, $X \rightarrow \Lambda + p$ という一連の過程を捕え、X の missing mass と $\Lambda + p$ の不変質量の両方を測定した。その結果、質量が $2265 \text{ MeV}/c^2$ の場所にバンプ構造が検出された。このバンプ構想を K^-pp 束縛状態の生成に起因する構造と解釈した場合の束縛エネルギー $105 \pm 2 \text{ MeV}$ 、崩壊幅は $118 \pm 8 \text{ MeV}$ となる。

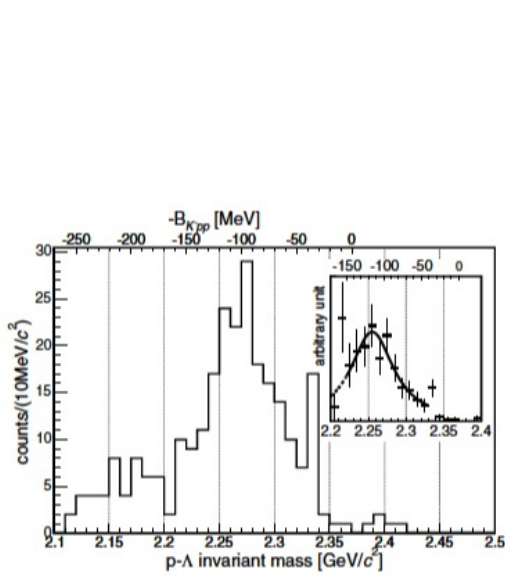


図 1.3: FINUDA 実験から得られた K^-pp 束縛状態と考えられるバンプ構造。[21]

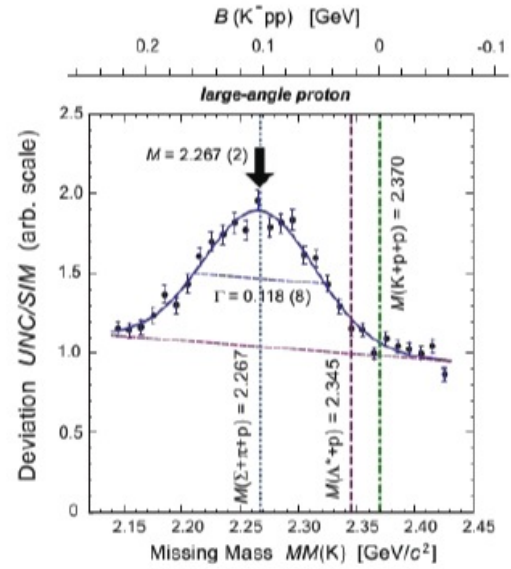


図 1.4: DISTO 実験から得られた K^-pp 束縛状態と考えられるバンプ構造。[22]

このように K^-NNN 系に関しては、KEK E549 実験により $< \sim 40$ MeV 以下の崩壊幅に対して厳しい生成率条件が決定されている一方で、幅の広い状態が存在する可能性については残されている。一方、 K^-pp 束縛状態に対してはこれらの結果から直ちに K 中間子原子核の存在が確定したとは言いがたい。それは観測されたピークが必ずしも K^-pp 束縛状態起因のものであると断定することができないからである。例えば、FINUDA 実験に関しては、静止した K^- が原子核の二核子により吸収された後に放出された粒子 (Λ 粒子や陽子) が、残留核と終状態相互作用を起こすことにより Λ 粒子と陽子の不変質量に変化を与えるといった解釈も存在する [20]。よって、引き続き様々な反応を用いた K^-pp 束縛状態の探索を行うことで、存否を明らかにするのが喫緊の課題であると言える。

現在計画されている実験としては DISTO 実験と同様に $p+p \rightarrow X+K^+$, $X \rightarrow \Lambda+p$ という反応による K^-pp 束縛状態を探索する FOPI 実験 [23]、静止 K^- 吸収反応を用いる AMADEUS 実験 [24]、 $^3\text{He}(K^-, n)$ 反応を用いた J-PARC E15 実験 [25]、そして我々が計画している J-PARC E27 実験 [26] 等がある。

第2章 J-PARC E27実験

2.1 J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究機構 (JAEA) が共同して建設した施設である。2008 年度に第一期の建設がほぼ終了し、2010 年秋からは本格的なハドロン実験施設において物理実験目的のビーム利用が始まっている。

J-PARC の加速器は、リニアック・3 GeV シンクロトロン・50 GeV シンクロトロンで構成されている。リニアックでは、イオン源で発生させた負水素イオンを 400 MeV まで加速し、3 GeV シンクロトロン (RCS) へと入射する。RCS への入射部ではリニアックからの負水素イオンビームを荷電変換用炭素薄膜を用いて陽子ビームに変換する。RCS で 3 GeV まで加速した陽子は次段の 50 GeV シンクロトロン (MR) へと入射され 50 GeV まで加速される (現在は 30 GeV までの加速となっている)。

J-PARC では現在、物質・生命科学実験施設、ハドロン実験施設、ニュートリノ実験施設の三つの実験施設が稼働している。物質・生命科学実験施設には、3 GeV 陽子ビームを利用したパルス状中性子源、ミュオン源がある。ハドロン実験施設、ニュートリノ実験施設では、50 GeV の陽子ビームを用いて様々な原子核・素粒子実験が行われる。MR では 30 GeV のときに $9\mu\text{A}$ 、50 GeV のときに $15\mu\text{A}$ の強度を目指しており、この大強度ビームにより様々な稀事象の探索が可能になると考えられ、世界からも大きな期待が寄せられている。

2.2 実験目的

大強度陽子加速器 J-PARC ハドロン実験施設内の K1.8 ビームラインにおいて、最も単純な K 中間子原子核である K^-pp 束縛状態の探索実験 (E27 実験 [26]) が予定されている。E27 実験では、液体重水素標的からの (π^+, K^+) 反応によって K^-pp 束縛状態を生成する。 K^-pp 束縛状態が存在しその生成が確認された場合は束縛エネルギー・崩壊幅を決定し様々な理論計算と比較することを目標としている。

2.3 生成機構

K 中間子原子核を生成する手法として、 (K^-, π^-) , (π^+, K^+) , (K^-, N) , (γ, K^+) 反応といったストレンジネスを移行する反応が考えられる。E27 実験では $d(\pi^+, K^+)$ 反応を用いて実験を行うが、この反応では $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^* + K^-$ のように $\Lambda(1405)$ を中間状態とした 2 ステップ反応により K^-pp 束縛状態を形成する (図 2.2)。このよう

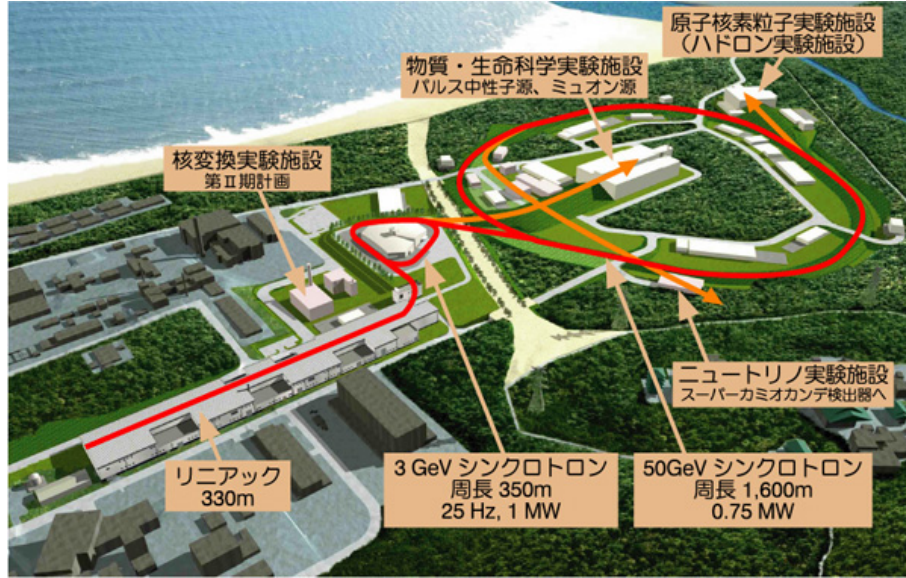


図 2.1: 大強度陽子加速器 J-PARC の概略図

な $\Lambda(1405)$ を中間状態とした K^-pp 束縛状態の生成は Akaishi, Yamazaki によって計算された [27]。彼らが計算した $d(\pi^+, K^+)K^-pp$ のスペクトルを図 2.3 に示す。ここで、彼らは K^-pp 束縛状態の束縛エネルギーを 86 MeV, 崩壊幅を 58 MeV と仮定している。また、入射粒子の運動量は $p_\pi = 1.5 \text{ GeV}/c^2$ としおり、そのときの運動量移行は $600 \text{ MeV}/c$ である。この反応では Λ^* が陽子と反応せずに核外へ出てしまう様な準自由過程の Λ^* の生成が支配的で、 K^-pp 束縛状態を形成する確率は約 1 % と見積もられている。

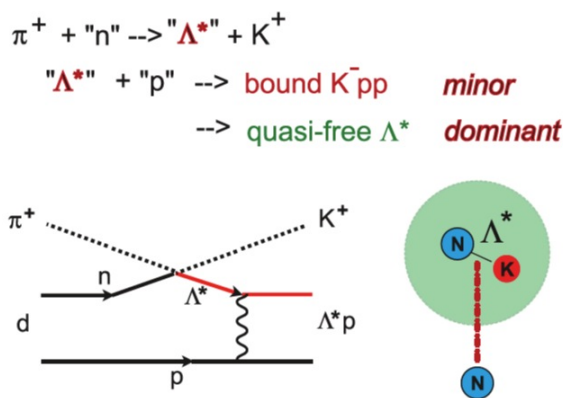


図 2.2: $d(\pi^+, K^+)K^-pp$ 反応のダイアグラム [27]

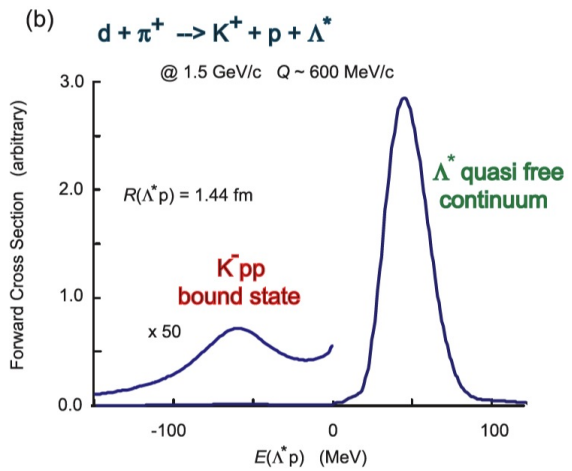


図 2.3: Yamazaki, Akaishi の理論計算による $d(\pi^+, K^+)K^-pp$ のスペクトル [27]

2.3.1 素過程

π 中間子を用いた $\Lambda(1405)$ 生成の実験は、1985 年に D.W.Thomas などにより行われた [29]。彼らは泡箱を用いて入射粒子の運動量 $p_\pi \sim 1.69 \text{ MeV}/c^2$ における π^-p 反応の測定を行った。この測定では、図 2.4 に示すように Σ^\pm と π^\mp の不変質量を組むことにより 400 イベントの $\Lambda(1405)$ を同定し、そのスピン・質量・崩壊幅を決定した。この実験は $\Lambda(1405)$ の存在を決定づけた実験の一つである。

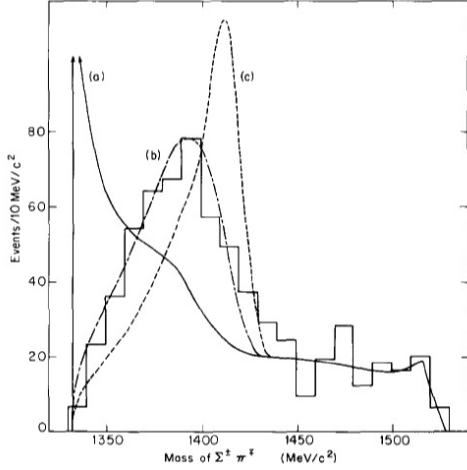


図 2.4: $\Sigma^\pm\pi^\mp$ の不変質量分布 [29]。
(a)~(c) の曲線は理論予想である。

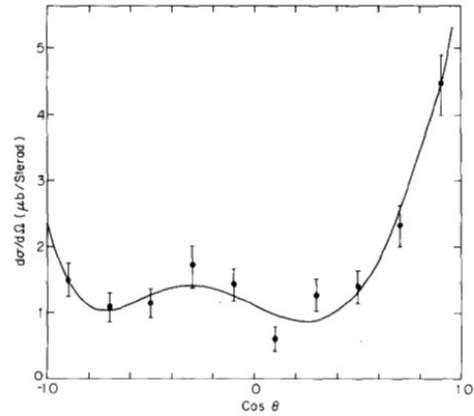


図 2.5: $\pi^-p \rightarrow \Lambda(1405)K^0$ 反応における微分断面積 [29]。曲線はルジャンドル多項式による fit 曲線である。

彼らは図 2.4 にある $\Sigma^\pm\pi^\mp$ の不変質量のスペクトルの解析から全イベントの 46% が $\Lambda(1405)$ 生成であり、残りは 43% が位相空間に従った運動量分布をもつバックグラウンド、8% が $\Sigma(1386)$ 、3% が $\Lambda(1520)$ 生成であると見積もった。また、図 2.5 に $\pi^-p \rightarrow \Lambda(1405)K^0$ 反応における微分断面積を示す。これより E27 実験で用いる $\pi^+n \rightarrow \Lambda(1405)K^+$ 反応における超前方の生成断面積は、重心系で $5\mu\text{b}/\text{sr}$ 、実験室系で $60\mu\text{b}/\text{sr}$ と見積もることができる。

2.4 実験手法

E27 実験は J-PARC ハドロンホール K1.8 ビームラインにおいて入射 π^+ ビームの運動量をビームスペクトロメータで、前方に散乱される K^+ の運動量を大立体角のアクセプタンスを有する超伝導 K 中間子スペクトロメータ SKS で測定し、missing mass を組むことで K^-pp 束縛状態の束縛エネルギーと崩壊幅を測定する。K1.8 ビームラインの概略図を図 2.6 に示す。

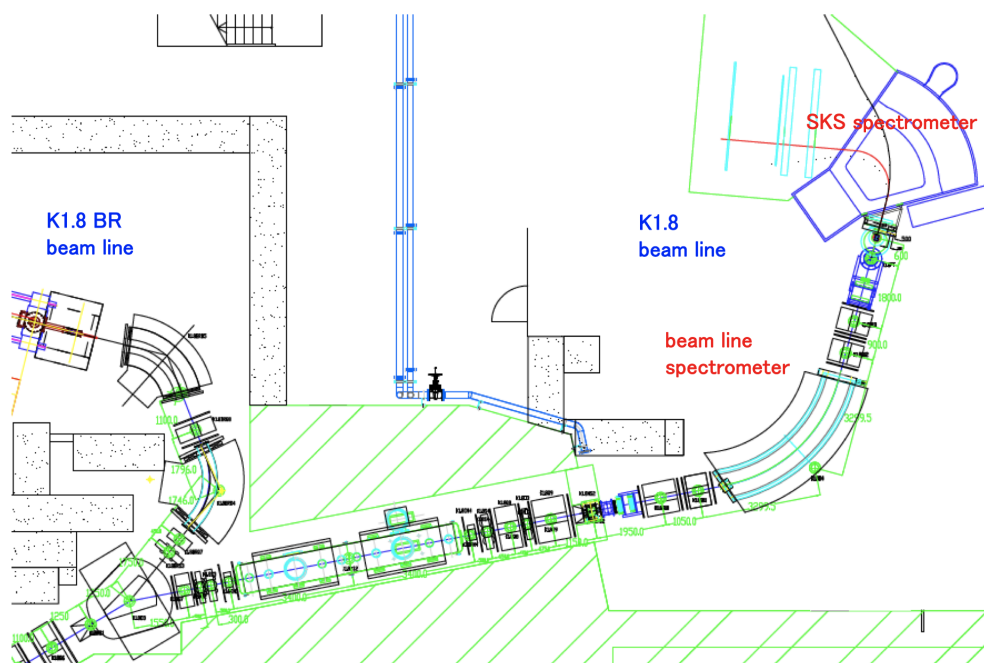


図 2.6: K1.8beam line の概略図

2.4.1 ビームラインスペクトロメータ

ビームスペクトロメータは4台の四重極電磁石 (Q10-Q13) と双極電磁石 (D4) を用いた QQDQQ 光学系とその上流と下流に設置してある4台のチェンバー (BC1,2,3,4) 及びトリガー作成のための3種のカウンター (BGC,BH1,BH2) から構成されている (図 2.7)。ビームの運動量分解能は $\Delta p/p = 1.4 \times 10^{-4}(\text{rms})$ と見積もられている。それぞれの検出器の役割と性能を以下に示す。

BGC

ビームガスチェレンコフ検出器 (BGC) は閾値型チェレンコフ検出器で、ビーム中の電子、陽電子と荷電 π 中間子を区別するために用いる検出器である。ガスは 1.7 atm のイソブタンを使用し、ビーム方向 $\pm 100 \text{ mm}$ 縦方向 $\pm 20 \text{ mm}$ の範囲内で電子に対して検出効率 99.4%を実現している。

BH1,BH2

ビームホドスコープ 1,2 (BH1,BH2) は粒子の飛行時間差を測定するための検出器であり、トリガー段階及びオフライン解析で粒子識別を行う。BH1-BH2 間の距離は約 10.4 m であり、時間分解能は約 130 ps である。

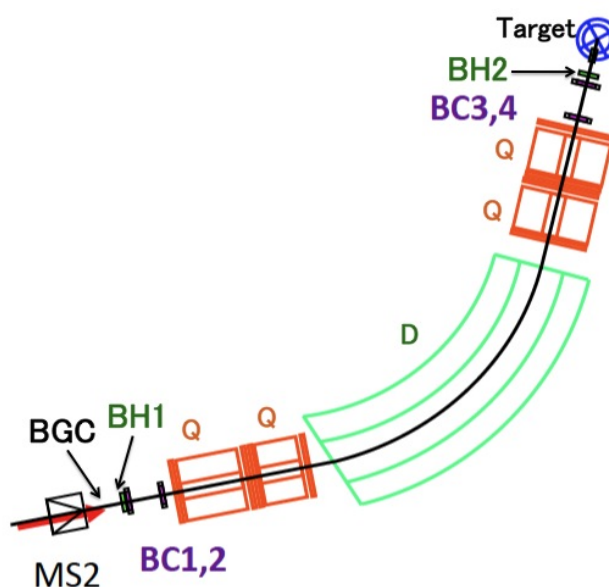


図 2.7: ビームスペクトロメータの概略図

2.4.2 SKS スペクトロメータ

SKS スペクトロメータは扇型の超伝導双極子電磁石とその上流と下流に設置してある4台のドリフトチェンバー (SDC1,2,3,4) 及び下流に設置した4台のトリガーカウンタ (TOF wall, AC1, AC2, LC) から構成されている (図 2.8)。大立体角 (100 msr) と高運動分解能 (0.1 % FWHM) という特徴をもち、これまで (π^+ , K^+) 反応による Λ ハイバー核の実験に用いられてきた。それぞれの検出器の役割と性質を以下に示す。

TOF wall

TOFwall は 32 本の両読みのシンチレーション検出器群である。ビームラインスペクトロメータ中の BH2 との飛行時間差を測定し、オフライン解析で粒子識別を行う。

AC1, AC2

エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC1, AC2) は屈折率 1.06 のエアロジェルを用いた閾値型チェレンコフ検出器である。1.4 GeV/c 以下の運動量領域で π 中間子と K 中間子を分離することができる。

LC

ルサイトチェレンコフ検出器は屈折率 1.49 のルサイトを用いた閾値型チェレンコフ検出器である。0.85 GeV/c 以下の運動量領域で K 中間子と陽子を分離することが

できる。SKS スペクトロメータでの粒子識別方法を以下にまとめる。

表 2.1: SKS スペクトロメータに於ける粒子識別方法。○, ×はそれぞれの粒子が通過したとき信号を出すか出さないかを示している。

	π 中間子	K 中間子	陽子
TOF wall	○	○	○
AC	○	×	×
LC	○	○	×

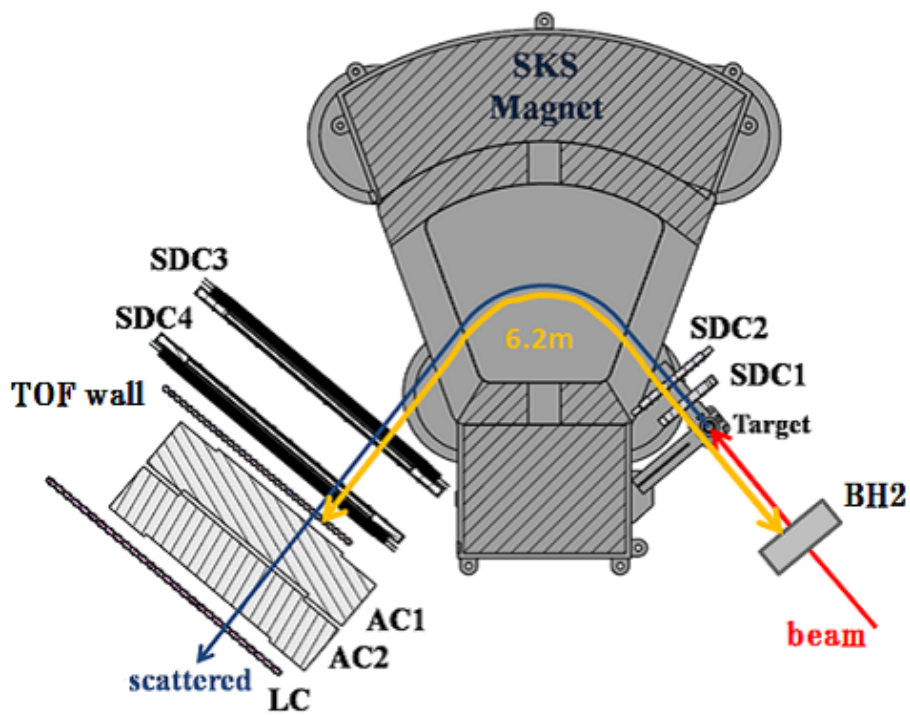


図 2.8: SKS スペクトロメータの概略図

2.4.3 液体重水素標的

本実験では、標的として液体重水素標的を用いる。液体重水素の蒸気圧 1 atm (760 Torr) での沸点と密度は 23.67 K, 0.166 g/cm³ である。冷却装置としては KEK E559 で開発された液体ヘリウム連続フロークライオスタット冷却方式のクライオスタットを使用する [30]。これは液体ヘリウムを連続的に供給し、クライオスタット内部の熱交換器で重水素を冷却し液化する方式で、ヘリウム圧縮機や冷凍機が不要であり、クライオスタットの振動が小さいという利点をもつ。また、標的容器の大きさは直径 63.7 mm, ビーム方向の長さ 120 mm で体積 427mm³ のものを使用する。図 2.9 に冷却装置及び標的容器を示す。

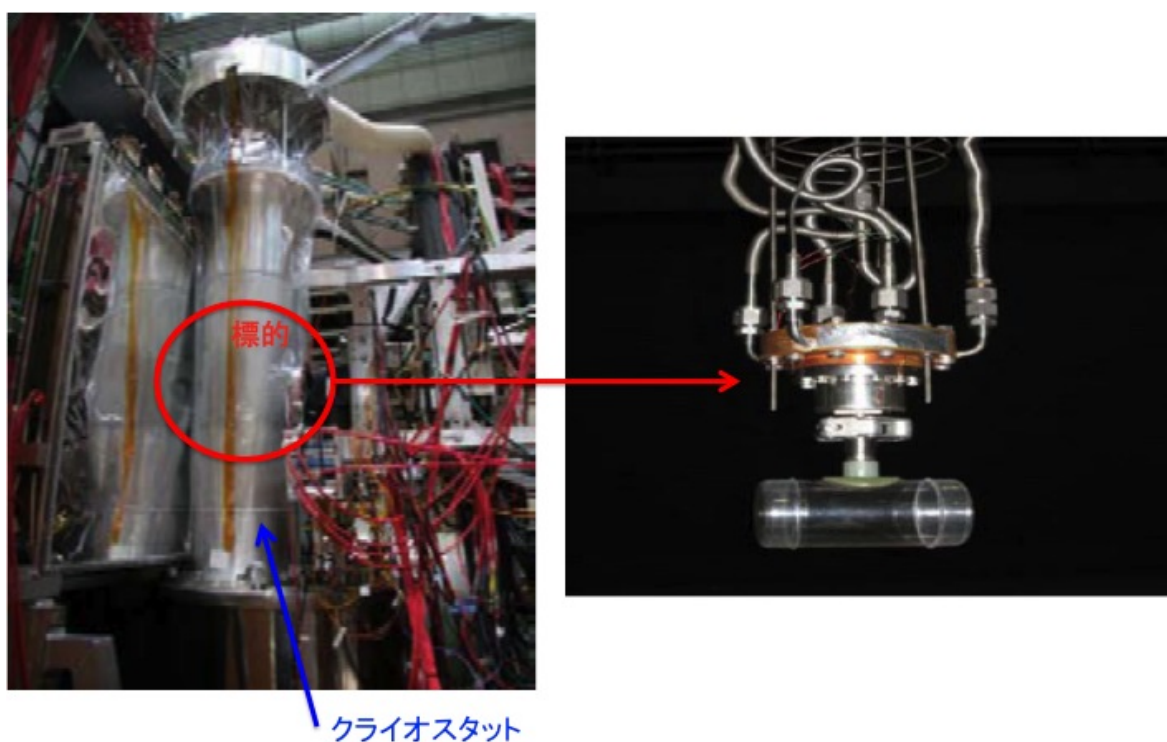


図 2.9: 液体重水素の冷却に使用するクライオスタット（左図）および標的容器（右図）。

2.5 バックグラウンド

1.5 章で記述したように K^-pp 生成の断面積は非常に小さいため後にあげるような準自由過程のプロセスから生じるバックグラウンドが予想される。

(a) Λ や Σ などのハイペロン生成

(b) $\Lambda\pi$ や $\Sigma\pi$ の生成

(c) $\Sigma(1385)$ や $\Lambda(1405)$ などのハイペロンの励起状態の生成

(a) においては次のような反応が考えられる。

- $\pi^+ + "n" \rightarrow \Lambda + K^+ + p_s,$
- $\pi^+ + "n" \rightarrow \Sigma^0 + K^+ + p_s,$
- $\pi^+ + "p" \rightarrow \Sigma^+ + K^+ + n_s,$

ここで、下付きの s は準自由過程で生じる傍観粒子を意味し""で重水素中のどの核子と反応したかを記述している。(a) の反応の全反応断面積は $100\mu b \sim 250\mu b$ と見積もることができ、これは K^-pp 生成の断面積より非常に大きい。しかし、この反応で前方に散乱される K^+ に対して運動量が十分大きくなるため、 K^-pp 束縛状態から生じる K^+ と区別することが可能である。

(b) においては次のような反応が考えられる。同時に π^+ の運動量が $1.7\text{GeV}/c$ の時の生成断面積も記載する。

- $\pi^+ + "n" \rightarrow \Lambda + \pi^0 + K^+ + p_s (13.7\mu b),$
- $\pi^+ + "p" \rightarrow \Lambda + \pi^+ + K^+ + n_s (40\mu b),$
- $\pi^+ + "n" \rightarrow \Sigma + \pi + K^+ + p_s (28.9\mu b),$
- $\pi^+ + "p" \rightarrow \Sigma + \pi + K^+ + n_s (40\mu b),$

また、(c) の過程においては次のような反応が考えられる。

- $\pi^+ + "n" \rightarrow \Lambda(1405) + K^+ + p_s (20.6\mu b),$
- $\pi^+ + "n" \rightarrow \Sigma^0(1385) + K^+ + p_s (76.7\mu b),$
- $\pi^+ + "p" \rightarrow \Sigma^+(1385) + K^+ + n_s (124\mu b),$

π^+ の運動量が $1.7\text{GeV}/c$ の時の missing-mass のシミュレーション結果を図 2.10 に示す。図中には FINUDA, DISTO で得られた K^-pp 束縛状態の束縛領域を緑の矢印で、閾値を茶色の線で示している。このように missing-mass 法のみを用いた場合では上記のようなバックグラウンドが K^-pp 束縛状態のシグナル領域まで値を持つので、 K^-pp 束縛状態の生成断面積が小さい場合はバックグラウンドにシグナルが埋もれてしまう。

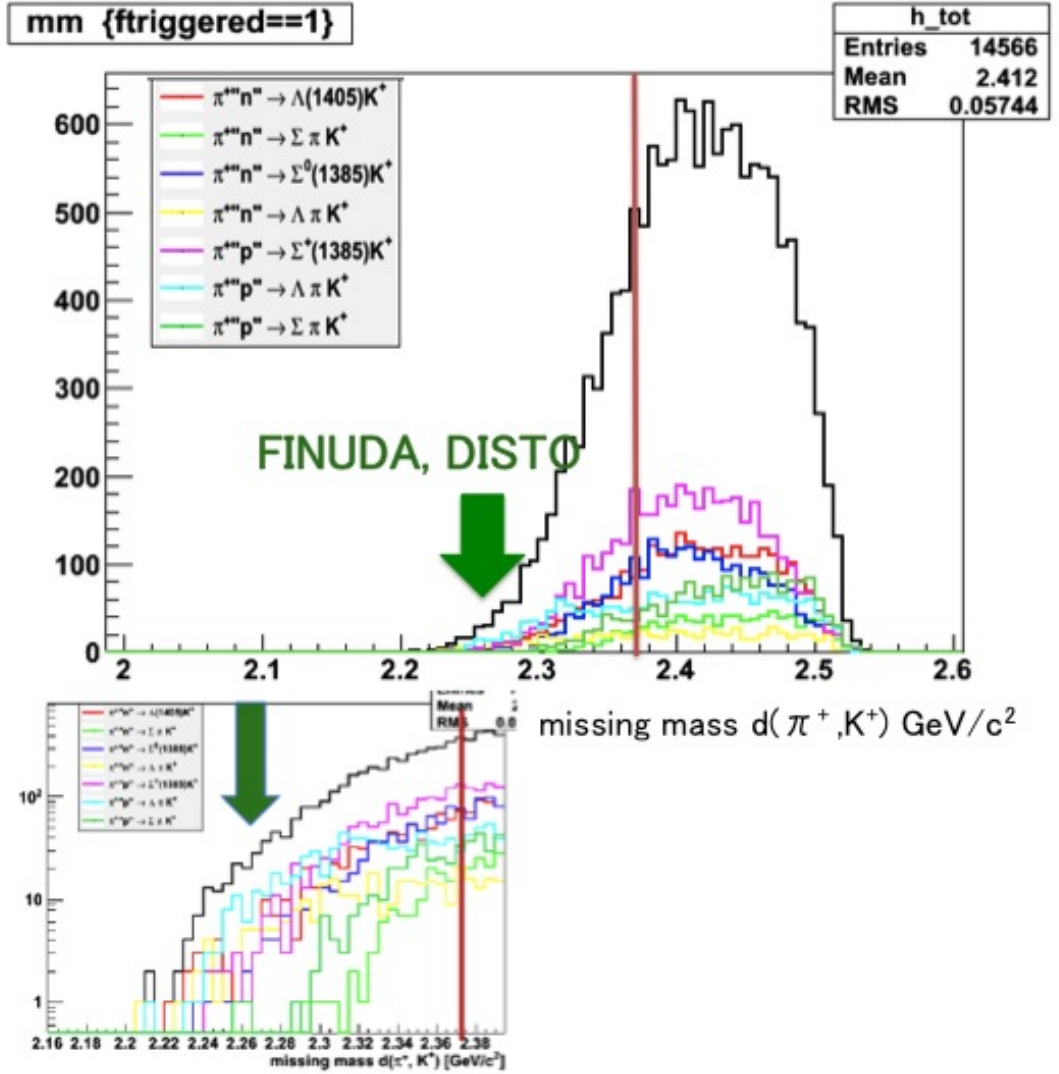


図 2.10: 様々な準自由過程のバックグラウンドから生じるに於ける missing-mass。FINUDA, DISTO で測定された束縛エネルギーにおける値を図中に緑の矢印で、閾値を茶色の線で示している。K⁻pp 束縛状態の生成断面積が小さいためこれらの反応を抑制する必要がある。

2.6 2陽子のタグによるバックグラウンド除去

前節で示したように $d(\pi^+, K^+)$ 反応における K^-pp 束縛状態の生成断面積が非常に小さく missing-mass を組むだけでは準自由過程のバックグラウンドに埋もれてしまうため、missing-mass 分光だけではなく別の手法で K^-pp 束縛状態であることを同定する必要がある。そこで、E27 実験では K^-pp 束縛状態からの崩壊粒子を検出することで K^-pp 束縛状態であることを確認する。

K^-pp 束縛状態の崩壊モードはまだよくわかっていないが、過去の実験では $\Lambda + p$ の非中間子崩壊モードを測定に使用されている。もしその束縛エネルギーが 100 MeV 以下だった場合は $K^-pp \rightarrow \Sigma\pi N$ の崩壊チャンネルが開くので非中間子崩壊モードは 10% のオーダーとなることを見積もることができる。

K^-pp 束縛状態の非中間子崩壊モードは以下の三つである。

- $K^-pp \rightarrow \Lambda + p,$
- $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma,$
- $K^-pp \rightarrow \Sigma^+ + n,$

上記のような非中間子崩壊モードにおいては、 Q 値が 240 MeV と非常に大きくなるので K^-pp 束縛状態の崩壊から生じるハイペロンと核子は高い運動量をもつ。また、ハイペロンの崩壊から生じる核子も高運動量をもつ。他方で、バックグラウンドとなる $\pi^+ + d \rightarrow K^+ Y \pi + p_s$ の様な場合は、ハイペロンの崩壊から生じる陽子は高い運動量を持つがもう一つの陽子は傍観粒子なのでフェルミ運動量程度の低運動量となる。図 2.11 に $K^-pp \rightarrow \Lambda + p, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$ と $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$ のシグナルから生じる二つの陽子の運動量分布とバックグラウンドとなる反応から生じる二つの運動量分布を示す。図中に赤色で記述した部分が $K^-pp \rightarrow \Lambda + p, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$, 深紅色で記述した部分が $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$, 青色で記述した部分がバックグラウンドとなる準自由過程から生じる二つの陽子の運動量分布である。このように 250 MeV/c 以上の二つの高運動量陽子を検出することにより K^-pp 束縛状態からのシグナルに対しては高い感度を有したまま、バックグラウンドを除去することができることがわかる。

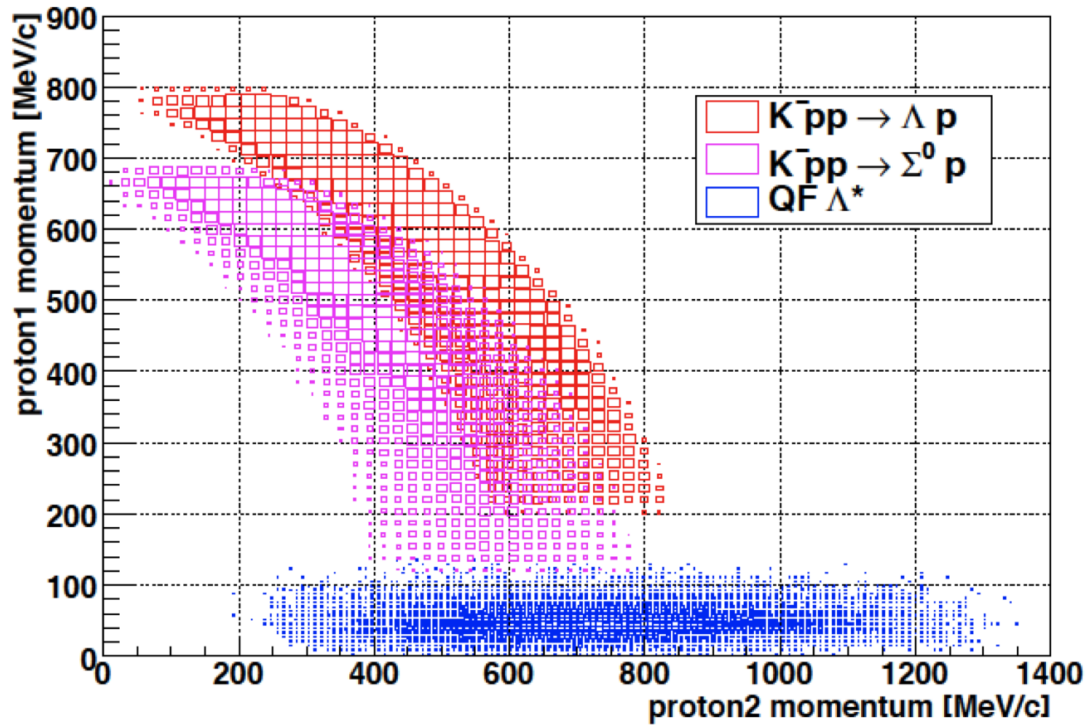


図 2.11: K^-pp 崩壊とバックグラウンドから生じる二つの陽子の運動量分布図 [26]。
赤色で $K^-pp \rightarrow \Lambda + p$ 、深紅色で $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p$ 由来のものを示しており、青色で
バックグラウンドとなる準自由過程の崩壊由来のものを示している。

2.7 飛程検出器による陽子の検出

入射 π^- 中間子の運動量が $1.5\text{GeV}/c$ で K^-pp 束縛状態が生成され散乱 K^- 中間子が前方に放出される場合、 K^-pp 束縛状態の崩壊から生じる二つの陽子の実験室系での角度分布は図 2.12 と図 2.13 のようになる（崩壊は重心系で等方分布を仮定している）。ここで、図 2.12 は $K^-pp \rightarrow \Lambda + p, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$ の場合で、図 2.13 は $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$ の場合である。

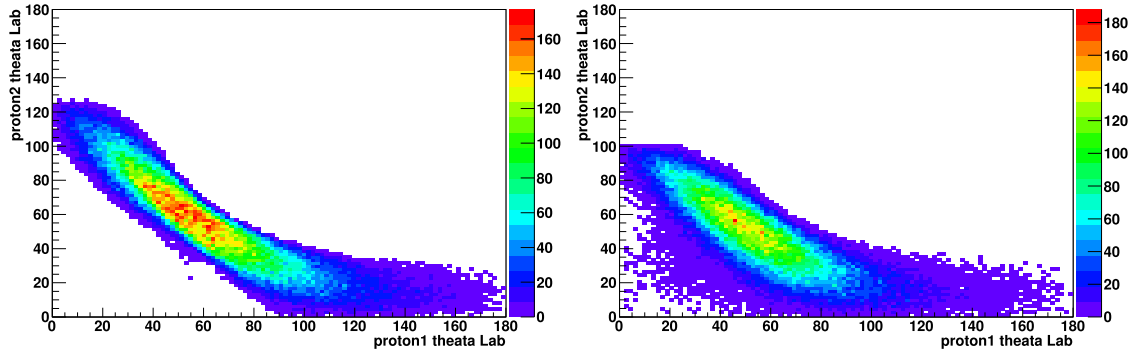


図 2.12: $K^-pp \rightarrow \Lambda + p$ の崩壊モード から生じる二つの陽子の角度分布。尚、この崩壊は等方であると仮定している。

図 2.13: $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p$ の崩壊モード から生じる二つの陽子の角度分布。尚、この崩壊は等方であると仮定している。

これより、 K^-pp 束縛状態から生成される二つの陽子は $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \Lambda \rightarrow p + \pi^-$ の場合は途中で γ 線を放出しているため少々広がっているもののビーム方向に対する方位角において約 $30^\circ \sim 90^\circ$ 方向に集中するため、標的の側方に検出器を設置することで二つの陽子を検出することが可能である。E27 実験ではこの二つの高運動量陽子を検出するために多層のプラスチックシンチレータから構成される飛程検出器を用いる（飛程検出器の詳細については次章に記載する）。より多くの陽子を検出するためにはより大きな立体角を覆う方が望ましいが、重水素標的を冷却するのに使用するクライオスタットや標的後方の超伝導電磁石、SDC1,2 といった飛跡検出器との位置の問題から図 2.14 の様に一体 $200\text{mm}[W] \times 1000\text{mm}[L]$ の大きさの飛程検出器を両翼に三つずつ設置することにした。このとき、標的から飛程検出器の一層目までの距離は 50cm で、覆っている範囲は $33^\circ \sim 93^\circ$ の範囲を覆うことでアクセプタンスは約 14% を達成している。

粒子の運動量決定には粒子の飛行時間を使用する。具体的にはスペクトロメータの解析により標的での反応点を決定し、ビームライン上にあるビームホドスコープ (BH2) と飛程検出器の時間差と飛行距離から速度を決定する。

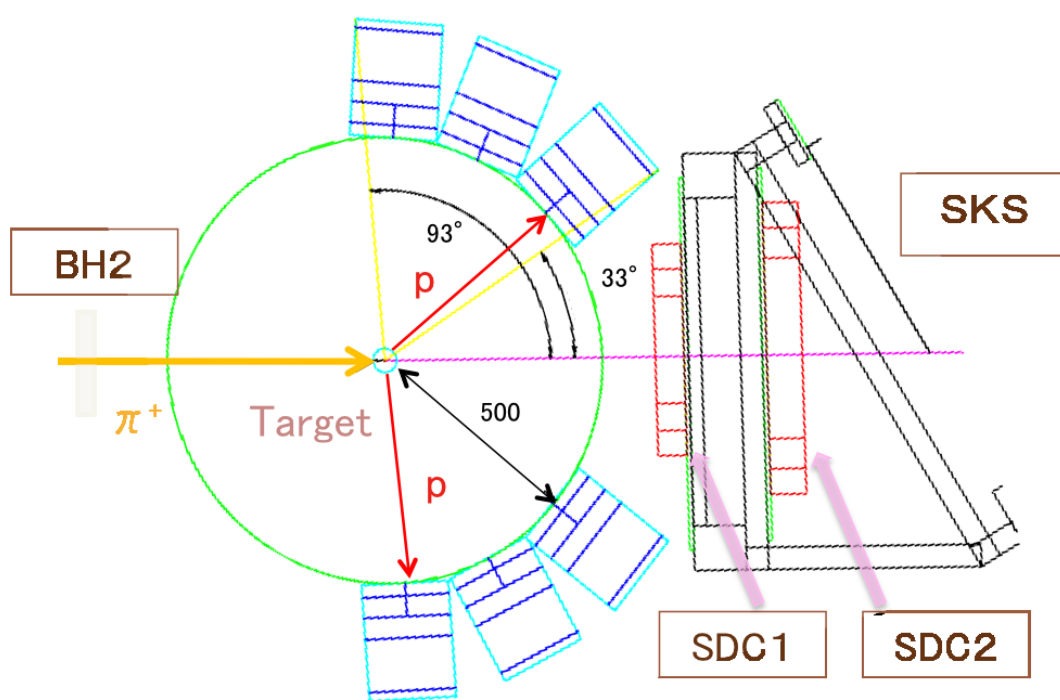


図 2.14: 飛程検出器の配置図。標的の上流にビームラインホドスコープ BH2、下流にドリフトチェンバー SDC1,SDC2 が設置されている。

第3章 飛程検出器

3.1 要求

第二章で示したように準自由過程から生じるバックグラウンドを抑制するために J-PARC E27 実験では標的周囲に崩壊粒子検出器である飛程検出器を設置し、 K^-pp 束縛状態の崩壊から生じる二つの高運動量の陽子を検出する。飛程検出器 (Range Counter) とは入射粒子の飛程 (range) と速度 (β) や物質中で損失するエネルギー (dE/dx) を測定することで粒子識別を行い、入射粒子のエネルギーを決定する検出器である。後節で詳細については述べるが、このように飛程、速度、エネルギー損失から粒子識別を行う場合にはある一定の割合で粒子を誤認してしまう。本実験では $250\text{MeV}/c$ 以上の運動量をもつ陽子を検出することを目標としているが、その際にはの π 中間子の飛行中における崩壊や π^- の原子核吸収などによる影響で遅い π 中間子を陽子であると誤認してしまう可能性がある。本検出器はそれらのバックグラウンドを排除して確度よく陽子を識別する必要がある。

3.2 飛程

飛程とは荷電粒子が物質中に入射したとき、物質中で停止するまでの距離であり、実験的にはある決まったエネルギーをもつ入射粒子がある厚さの吸収体を透過する割合により決定される量である [31]。典型的な透過率と吸収体の厚さの関係を図 3.1 に示す。これからわかるように透過率はある厚さで急激に減少せず、ゆったりとある幅をもって減少する。これは range-straggling とよばれる現象で、エネルギー損失が統計的に分布するために生じる。第一次近似ではこの揺らぎは正規分布となる。この分布の平均値を平均飛程 (mean range) または単に飛程と呼ぶ。ここで、第一次近似的には平均飛程は透過率が 0.5 となる厚さと等しくなる。また、全ての入射粒子が停止する厚さを外挿飛程 (extrapolated range) とよび、一般的には図 3.1 にもあるように透過率が 0.5 の値から正接曲線曲線で外挿される厚さである。

理論的には、平均飛程は多重散乱を考慮しないとき

$$S(T_0) = \int_0^{T_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (3.1)$$

を用いて表わされる。ここで T_0 は入射粒子の運動エネルギーであり、 dE/dx はエネルギー損失である。

また、実用的には

$$R(T_0) = R_0(T_{min}) + \int_{T_{min}}^{T_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (3.2)$$

を用いて表される。ここで、 T_{min} は dE/dx の Bethe-Bloch の式が適用できなくなる最低運動エネルギーで、 $R_0(T_{min})$ は実験的に求められる低エネルギー項である。また、一般にエネルギー損失 (dE/dx) は Bethe-Bloch の式を用いて

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (3.3)$$

と表すことができる。ここで、 N_a はアボガドロ数、 r_e は電子半径、 m_e は電子質量、 c は光速、 ρ は吸収体の密度、 A は質量数、 Z は原子番号、 β は入射粒子の v/c 、 I はイオン化ポテンシャル、 γ は $1/\sqrt{1-\beta^2}$ 、 W_{max} は一回の衝突で生じるエネルギー移行の最大値である。この Bethe-Bloch の式を用いて計算したエネルギーと飛程の関係を図 3.2 に示す。これから、両対数でみた際にはエネルギーと飛程には線形と近似することができる。また、高エネルギーの場合を除くと Bethe-Bloch の式より dE/dx は β^{-2} の項が支配的になるため、電荷が同じならば第一次近似的に

$$-\frac{dE}{dx} \propto \beta^{-2} \propto T^{-1}, R \propto T^2, \quad (3.4)$$

と表すことができる。尚、更に詳しく計算すると $R \propto T^{1.75}$ となり、これより飛程は実用的な観点において運動エネルギーを用いてあわすことのできる物理量であることがわかる。

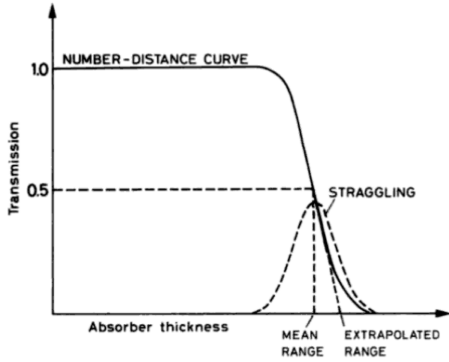


図 3.1: 典型的な吸収体の厚さに対する透過率図 [31]。

ここで range-straggling の分布は正規分布としている。

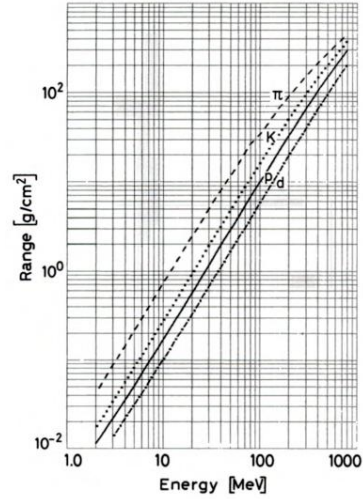


図 3.2: 典型的な粒子におけるエネルギーと飛程の相関図 [31]。

3.3 粒子識別原理

運動エネルギーと β の間には

$$\beta = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tm}}{T - m} \quad (3.5)$$

という関係式が成り立つので、粒子は入射時の運動エネルギーが同じだったとしても、質量ごとに β の値は異なる (m は質量、 T は運動エネルギーである)。また、前節に記述したように運動エネルギーは飛程と相関があり、高エネルギーの場合を除き飛程と運動エネルギーの間には $R \propto T^{1.75}$ という近似式が成り立つ。その結果、図 3.3 のように粒子ごとに β と飛程との間に固有の相関を持つため、これを利用して粒子を識別することができる。更に、物質中でのエネルギー損失 (dE/dx) は式 (3.3) に記述した Bethe-Bloch の式より β を用いて表すことができる。よって、各々 β と飛程、 β とエネルギー、 dE と飛程、 dE とエネルギーの相関を利用することで粒子を識別することができる。本研究ではこれらの情報を組み合わせることにより最も効率よく陽子を識別できる識別条件について考察する。

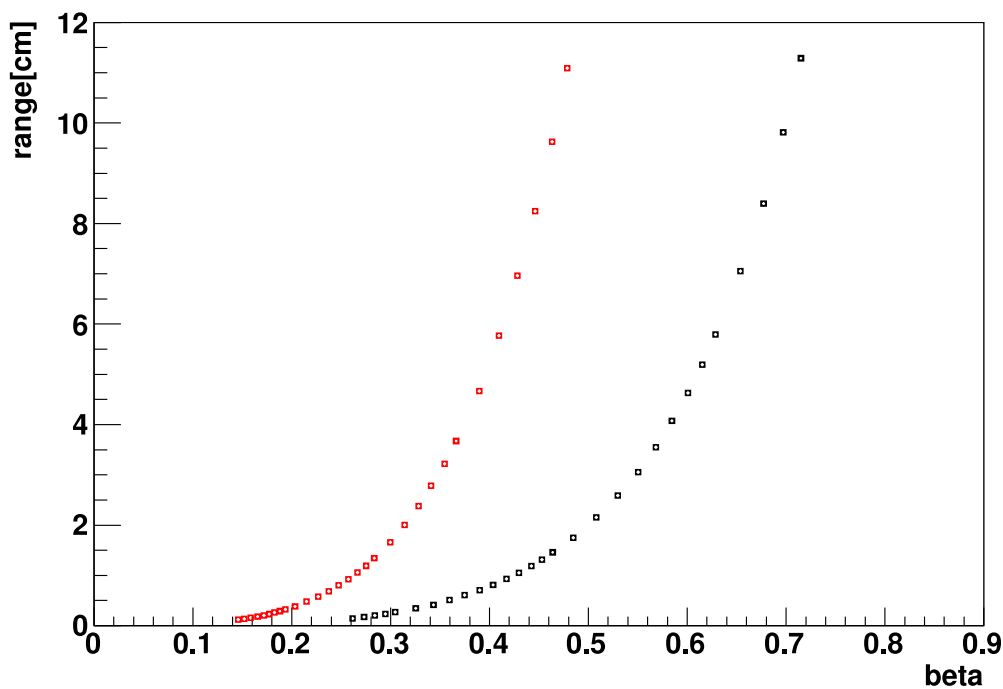


図 3.3: 陽子と π 中間子における β とプラスチックシンチレータにおける飛程の関係。stopping range 計算ソフト SRIM を用いて計算を行った [32]。赤色が陽子で黒色が π 中間子である。

3.4 プラスチックシンチレータ

本研究では、プラスチックシンチレータを多層に配置することで飛程検出器を構成する。プラスチックシンチレータとはアントラセン、スチルベンゼン等の蛍光体をスチレンからなる溶媒中に溶かして固体プラスチックとした有機シンチレータの一種である。プラスチックシンチレータの rise time は数 ns であり、シグナルの立ち上がり、立ち下がりが非常によく、形状の加工が容易であるため広く荷電粒子の検出

器として物理実験に使用されている汎用的な検出器である。以下に有機シンチレータの発光原理を示す。

シンチレーション光は物質中の π 分子軌道を閉める電子(π 電子)の遷移と関係している [31]。これらの軌道における典型的なエネルギー準位を図 3.4 に示す。基底状態はスピン一重項の S_0 であり、励起状態としてスピン一重項の S_1 、 S_2 、 S_3 、... とスピン三重項の T_0 、 T_1 、 T_2 、... と呼ばれる準位があり、更にそれぞれの準位に関して分子の振動状態に対応した細かなエネルギー準位が存在する(S_{01} 、 S_{02} 、... S_{11} 、 S_{12} 、...)。励起状態のエネルギー準位差は数 eV で分子の振動によるそれは 0. 数 eV である。

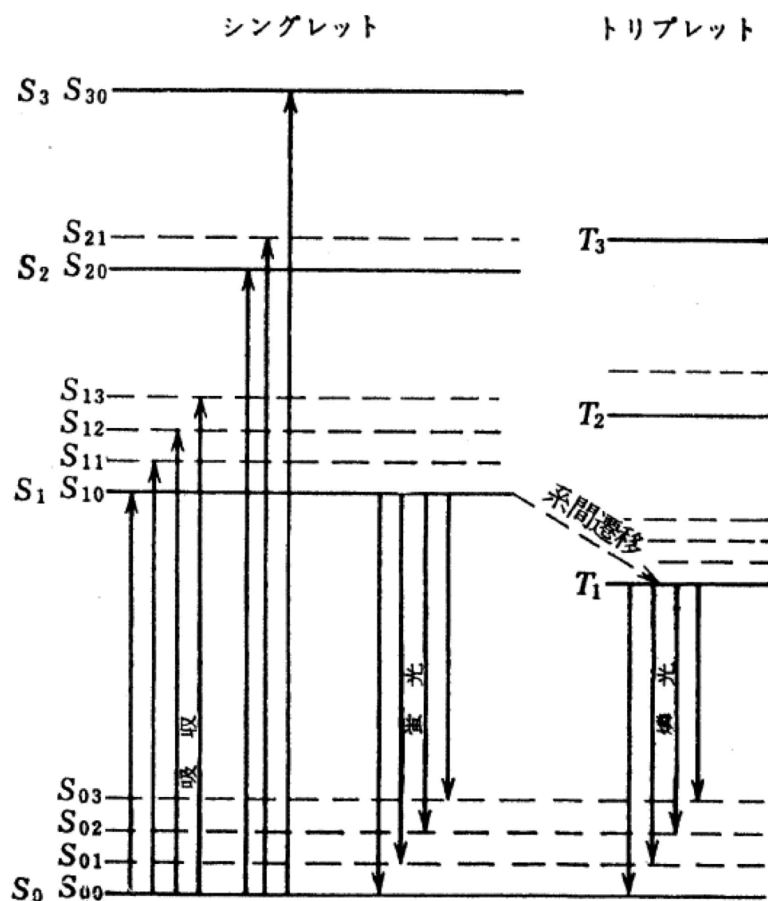


図 3.4: 有機シンチレータ中の π 電子のエネルギー準位図。上向き矢印は励起遷移を示し、下向き矢印は S_1 と T_1 からの蛍光と燐光放出を表す。[33]

振動状態により生じるエネルギー準位の間隔は熱エネルギー (0.25eV) に比べて大きいので、室温の場合はほとんどの分子は S_{00} 状態にあるが、シンチレータに荷電粒子が入射すると図 3.4 の上矢印にあるように上記の多数ある励起状態のどこかに π 電子を励起しエネルギーを吸収する。スピン一重項の励起状態に励起した場合には、10ps 以下の時間間隔で光の放射を伴わない内部変換により S_1 準位へと遷移する。 S_1 の準位からは数 ns の時間内に高い確率で分子の振動状態も含む S_0 の準位へ

と光を放射して遷移する (蛍光)。スピン三重項における遷移の場合も同様に内部変換により T_1 の準位へと遷移される。また、 S_1 準位から T_1 へと系間遷移される場合もある (燐光)。 T_1 から S_0 への遷移は可能ではあるが、 $T_0 + T_0 \rightarrow S^* + S_0 + photon$ のように単独では遷移できないので、寿命が長くなる。よって、有機シンチレータにおけるシンチレーション光の時間発展は

$$\text{光子数} = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right) \quad (3.6)$$

と二つの成分の和で表すことができる。ここで、 τ_f はスピン一重項起因の速い遷移の寿命であり τ_s はスピン三重項起因の遅い遷移の寿命である。このような過程を経て生じるシンチレーション光をライトガイドを介して光電子増倍管 (PMT) で電気信号に変換し計測を行う。典型的な光子の収量は 100eV のエネルギー損失につき 1 個であり、1cm 厚のシンチレータで MIP における光子の収量は約 2×10^4 個となる [34]。

3.5 デザインの決定

3.5.1 最上層 R_1 のデザイン

飛程の情報量を多く得るには各シンチレーション検出器の厚さを薄くしセグメント化をした方が望ましい。特に図 3.3 から速度と飛程の相関の大きい、崩壊粒子の入射方向から数えたとき最上層のシンチレータに関しては、陽子のみが最上層で静止する粒子が $250 \text{ MeV}/c$ 以下になる様な厚さで設計し最上層で静止する粒子に関しては無視したい。他方で、飛行時間を測定する検出器の観点からみると最上層は厚くした方がよい。なぜなら、E27 実験で使用する飛程検出器は最上層とビームホドスコープ (BH2) の飛行時間を測定することで粒子の速度を測定するのだが、その際に飛行時間の測定精度はシンチレーション検出器の時間分解能に依存する。シンチレーション検出器の時間分解能はシンチレータの厚さやライトガイドの形状、光電子増倍管 (PMT) の性能により決まり、一般的にシンチレータの厚さが厚い方が時間分解能はよくなる。よって、最上層のシンチレータの厚さは飛行時間差測定に支障をきたさずにできるだけうすいものにする必要がある。

他の検出器などと干渉に関しては、標的の冷却に使用するクライオスタットや超伝導電磁石との干渉から検出器を置くことができる場所は限られており、スペースを有効に使用するためには各層のシンチレーション検出器をできるだけ近づけて設置することが望ましい。そのためにはライトガイドの形状は対称なものと非対称なものを組み合わせる必要があり、その観点においては最上層のライトガイドは非対称な形状にしたい。他方、シンチレーション検出器の時間分解能という観点から考えると一般的に対称な形状が望ましい。

また、光電子増倍管 (PMT) に関しては性能がよいものほど立ち上がりが早く時間分解能はよくなるが、性能がよいものほど高価となる。厚さやライトガイドの形状、使用する PMT の考察を行った結果、ライトガイドの形状による時間分解能影響は少ないが厚さや光電子増倍管による影響は大きいことがわかった。よって、ライトガイドは非対称に、光電子増倍管は HAMAMATSU H1949 をシンチレータの厚さには陽子の静止する運動量が $250 \text{ MeV}/c$ に相当する (SRIM による計算) 1 cm を採用することにした。

3.5.2 各層の厚さの決定

電磁相互作用での陽子と π 中間子に於ける飛程と速度の関係は図3.3にある通りである。図3.3をみると飛程が5cmくらいまでは速度と β の関係に緩やかな相関であるが、5cm以上のところでは相関が厳しくなっているのがわかる。これより、飛程と速度で陽子と荷電 π 中間子を粒子識別するためには5cm以下の部分は細かくセグメントした方が良いが5cm以上はセグメント化する必要がないことが解る。この結果と前節での考察より、検出器の厚さの構成を上層から1cm、2cm、2cm、5cm、2cmの厚さとした。図3.5に各層で静止する陽子と荷電 π 中間子の速度(β)を示す。尚、シミュレーションにはGeant4を用いており、下図では物理過程としては電磁相互作用のみを考慮している。

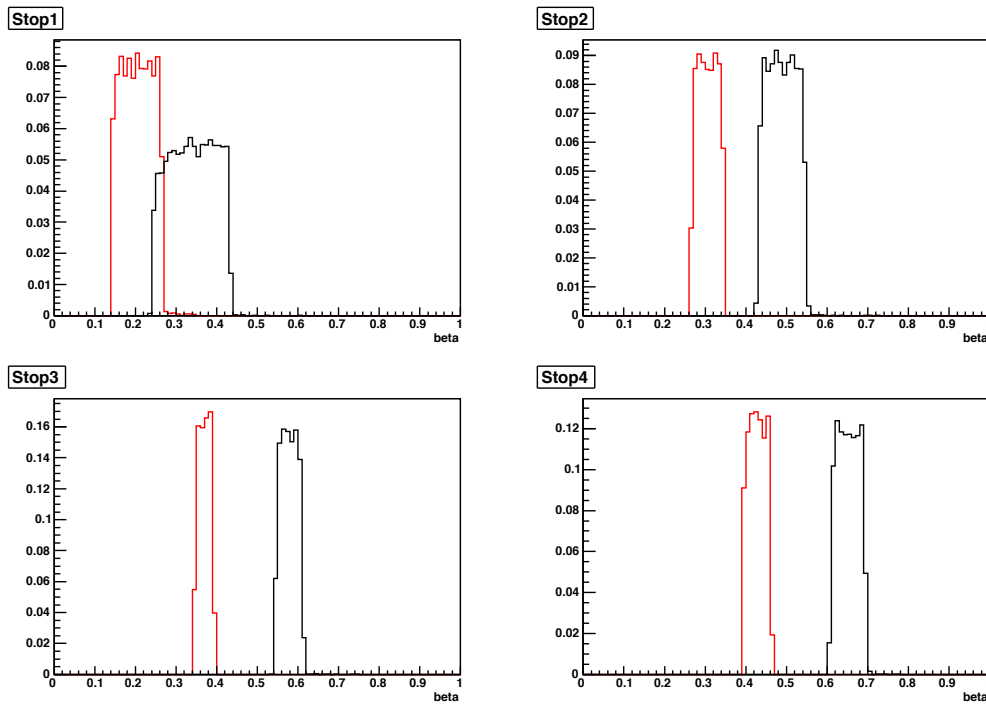


図 3.5: 各層で静止する陽子と荷電 π 中間子の速度(β)。左上図に一層目(1cm)で静止する粒子の速度、右上図に二層目(2cm)で静止する粒子の速度、左下図に三層目(2cm)で静止する粒子の速度、右下図に四層目(5cm)で静止する粒子の速度。赤で陽子、黒で荷電 π 中間子を表している。

このように上記のデザインで、飛程と速度の情報より陽子と荷電 π 中間子を区別できることが確認できた。さらに、四層目で静止しないほど高運動量の陽子に対しても各層でのエネルギー損失の情報を用いることで陽子を識別することができる(5章参照)。2.7節に記述しているように本飛程検出器は20 cm[W] \times 100 cm[L]の大きさを1ユニットの飛程検出器としている。ここで、角度の情報を得るために一層目と二層目においては20 cm[W]に関して10 cmごとに分割することにした。なお、各層のシンチレータは時間分解能の向上や粒子が入射した場所を測定するために全てのセグメントに対して光電子増倍管は2.7節での長手方向に両読みで測定する。

前節にも記載してるようにクライオスタットや超伝導電磁石との干渉を考慮して各層をできるだけ密着させる配置にした。図 3.6 に飛程検出器 1 ユニットのデザインを載せる。

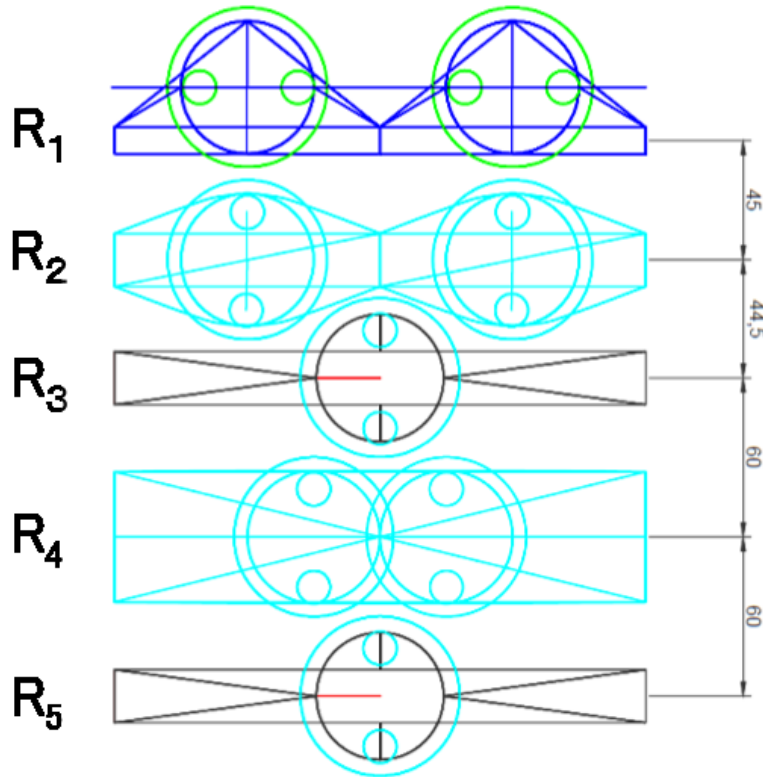


図 3.6: 飛程検出器のデザイン。シンチレータ及びライトガイド, 光電子増倍管の配置を記載している。各層が可能な限り近接していることがわかる。

また、本飛程検出器に粒子が斜めに入射した場合は射影した見かけ上深さは縮むように振る舞う。標的由来の粒子が最終層 R_5 に到達する場合の最大角度は約 33° であるが、その効果を入れた場合でも飛程と速度の情報から陽子と π 中間子を識別することができる (図 3.7)。更に斜めに粒子が入射した場合の図 3.5 と同様のシミュレーション結果を図 3.8 に示す。速度が速い側の裾成分は速度の速い粒子が止まらずに外に突き抜けてしまっている事象を静止したと誤認している事象である。これのほとんどは 100 cm[L] の縦方向に突き抜けている事象であるため (図 2.14 参照) 100 cm の方向の入射位置から区別することが可能であり問題とはならないと考えられる。

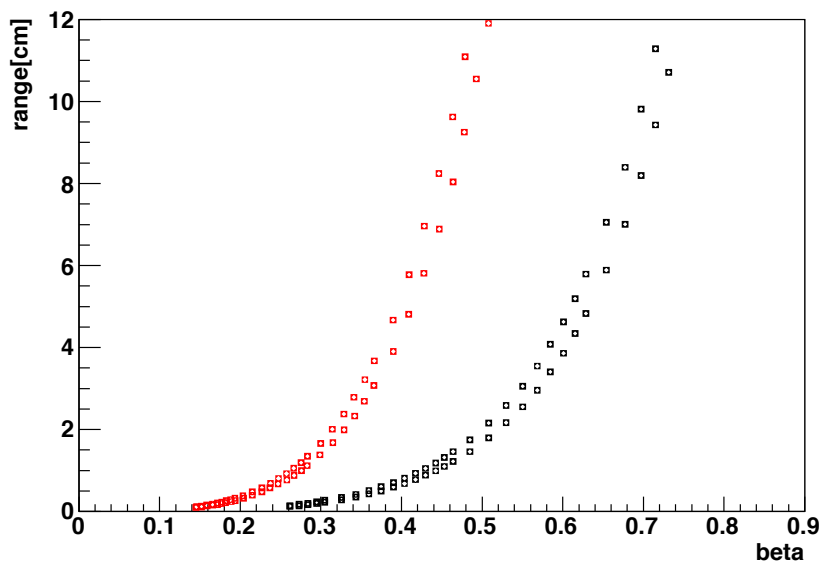


図 3.7: 斜めに入射する場合を考慮にいれた陽子と π 中間子における β と飛程の関係。stopping range 計算コード SRIM を用いて計算を行った。赤色が陽子で黒色が π 中間子であり、各々 β の大きい側の値が斜めに入射した場合である。

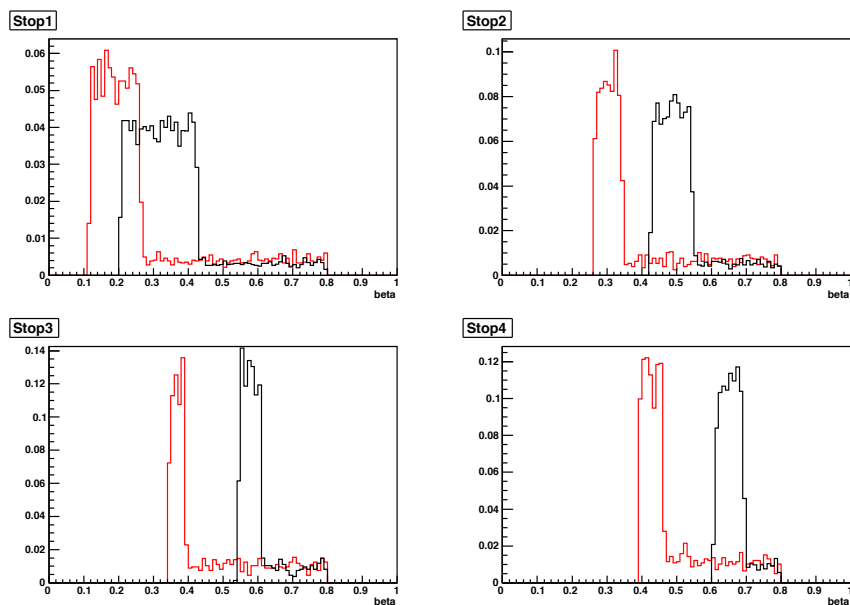


図 3.8: 斜めに入射する粒子を考慮にいれた各層で静止する陽子と荷電 π 中間子の速度 (β)。各図に対する構成は図 3.5 と同様である。

3.6 宇宙線および線源を用いた検出器の性能評価

3.6.1 実験目的

上記の飛程検出器で使用するシンチレーション検出器の性能を評価するために時間分解能及び、シンチレーション光の減衰長 (Attenuation Length) とシンチレータ中での光速を宇宙線と線源を用いて測定した。また、上記の様に本検出器において粒子の速度決定に使用する一層目のシンチレーション検出器の厚さ及びライトガイドの形状, 光電子増倍管の選定は重要である。そのため、様々な厚さ、ライトガイドの形状, 光電子増倍管の組み合わせで時間分解能を測定した。

3.6.2 宇宙線を用いた時間分解能測定

各層で使用する検出器の時間分解能測定の実験手法

表 3.1 に各層で使用するシンチレーション検出器の形状を表す（各層の名称に関しては図 2.12 参照）。これらの検出器と $100\text{mm} \times 100\text{mm} \times 10\text{mm}$ の両読みのシンチレーション検出器 (Start counter) および $80\text{mm} \times 150\text{mm} \times 10\text{mm}$ の片読みのシンチレーション検出器 (Center counter) を図 3.9, 3.10 の様に設置し、宇宙線を測定した。

表 3.1: 飛程検出器の構成。LG とはライトガイドの形状である。

名前	厚さ [mm]	横幅 [mm]	セグメント数	LG(ビーム方向)	LG (ビーム垂直方向)
R ₁	10	100	2(R _{1a} , R _{1b})	非対称	対称
R ₂	20	100	2(R _{2a} , R _{2b})	対称	対称
R ₃	20	200	1	対称	対称
R ₄	50	200	1	対称	非対称
R ₅	20	200	1	対称	対称

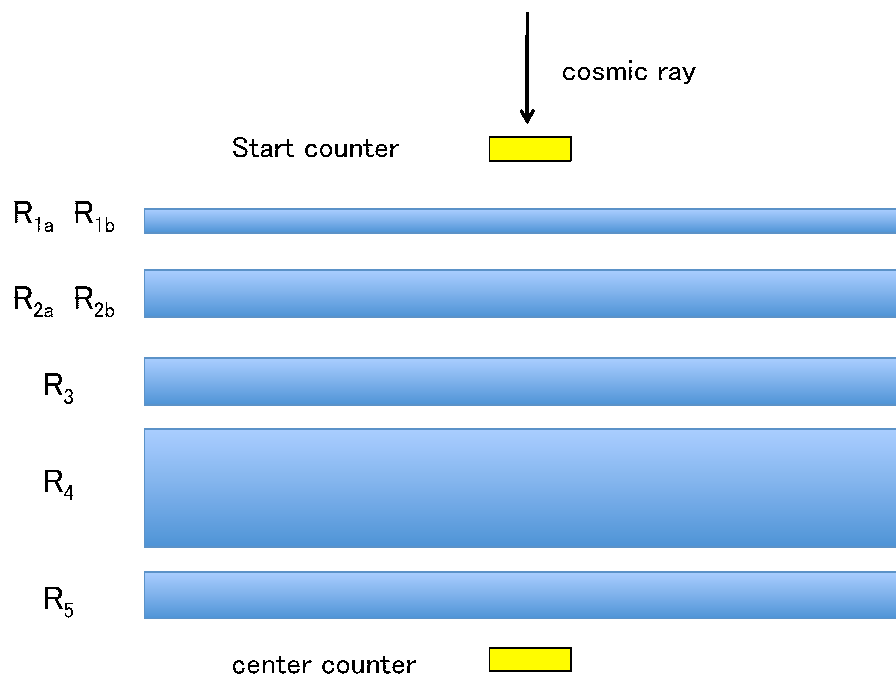


図 3.9: 宇宙線を用いた時間分解能測定の設定アップの概略図 1(宇宙線の進行方向に対して横から見た図)

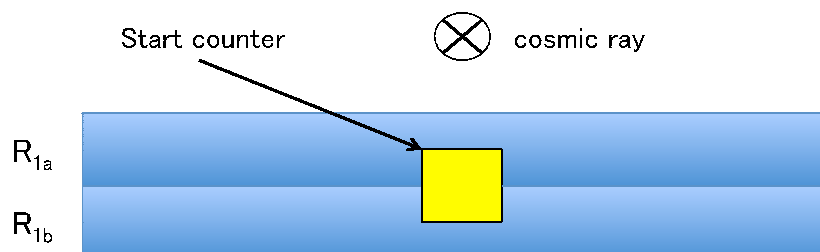


図 3.10: 宇宙線を用いた時間分解能測定の設定アップの概略図 2(宇宙線の進行方向向見た図)

回路系は、信号の整形のために NIM 回路を、データ収集用に CAMAC 回路を使用した。図 3.11 に使用した回路図の概略を示す。光電子増倍管からの信号は A と B と二つの出力端子があるので片方は Trigger 信号から作成される ADC のゲートとのタイミングを合わせるために適当な長さの遅延を加えた後、エネルギー損失を取得ため ADC に、もう片方は Discriminator に通し論理信号に変換し同じく遅延させて時間情報を取得するため TDC モジュールへ挿入する。なお、ADC は HOSHIN 7219 16ch チャージ積分型 ADC を、TDC は RPC-170 8ch の common start 型の HRTDC を使用し、CAMAC の制御には東陽テクニカ社製の CC/NET を使用した。Trigger は一層目の左側の光電子増倍管からの信号 (R_{1aL}, R_{1bL}) と Start counter の片側の光電子増倍管からの信号が同時に鳴ったものとした。また、TDC のスタートのタイミングを飛程検出器側とするために Start counter と Coincidence をとる前の段階で約 30ns 遅延させてある。

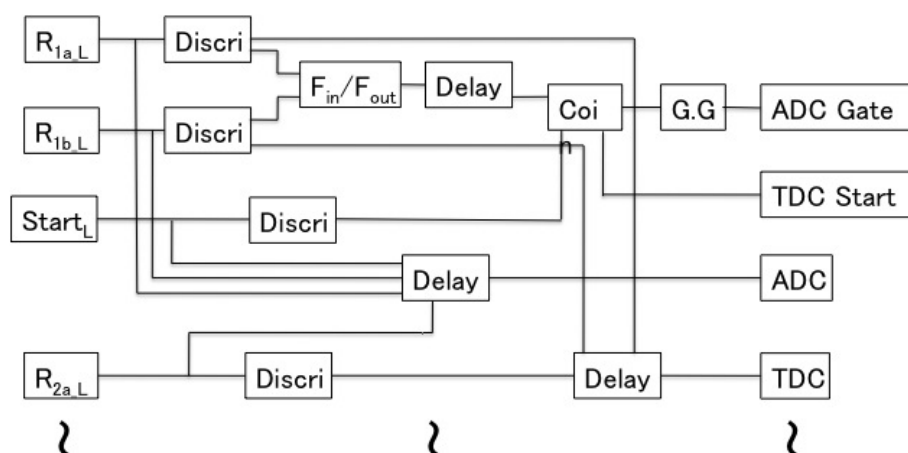


図 3.11: 回路図の概略図

較正と解析

取得したデータのうち検出器の中心付近を通過した粒子のみを用いて時間分解能の測定を行うために、解析には最下層の Center counter から信号が生じたイベントのみを選択した。

エネルギー較正

宇宙線測定のエネルギー較正は pedestal と宇宙線をランダウ関数でフィットした際の MPV(Most Probable Value) の二点を使用してシンチレーション検出器のエネルギー較正を行った。

pedestal とは ADC のエネルギー 0 に対応する点である。ADC (Hoshin 7219) は Common Gate モードで動作しており、ADC の Gate に信号が入るたびに全ての ch の読み出しを行っている。よって、Pulser などを使用して trigger を作成し ADC の

Gate に信号を与えると入力信号が存在しないシンチレーション検出器の各 ch にはエネルギー 0 に対応する ch に値が書き込まれる。この pedestal に対してガウス関数でその中心値 (mean) を ADC の 0 点とした。

宇宙線を MIP (Minimum Ionizing Particle) と見なし、その落とすエネルギーを $2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ とした。また、シンチレータの密度は $1.03\text{g}/\text{cm}^2$ である。よって、例えば二層目の厚さ 2cm のシンチレータで宇宙線が落とすエネルギーは $2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2) \times 1\text{g}/\text{cm}^2 \times 2\text{cm} = 4\text{MeV}$ と計算できる。この値と宇宙線のヒストグラムをランダウ関数でフィットして得られる MPV (Most Probable Value) を対応させた。

Slewing correction

時間情報の取得には図 3.11 の回路図にあるように光電子増倍管からの信号を Discriminator を用いて論理信号に変換し、TDC モジュールに信号を送っている。ここで、Discriminator により出力される論理信号のタイミングは光電子増倍管からのシグナルが指定した閾値を超えた時間によって決定されるので、シグナルの波高により論理信号のタイミングが異なる。これは一般に time walk と呼ばれる効果である。この time walk 効果のために TOF と ADC の値の間には一般的に

$$TOF = A_1 + \frac{A_2}{\sqrt{ADC}} \quad (3.7)$$

という関係式が成り立つ。なお、ここで、TOF とはカウンター間における TDC の引き算である。上記の関数を用いてフィットし Slewing Collection を行う。図 3.13 に Slewing Collection の一例を示す。この Slewing Collection 後の TOF をガウス関数でフィットしその際の σ を時間分解能とした。

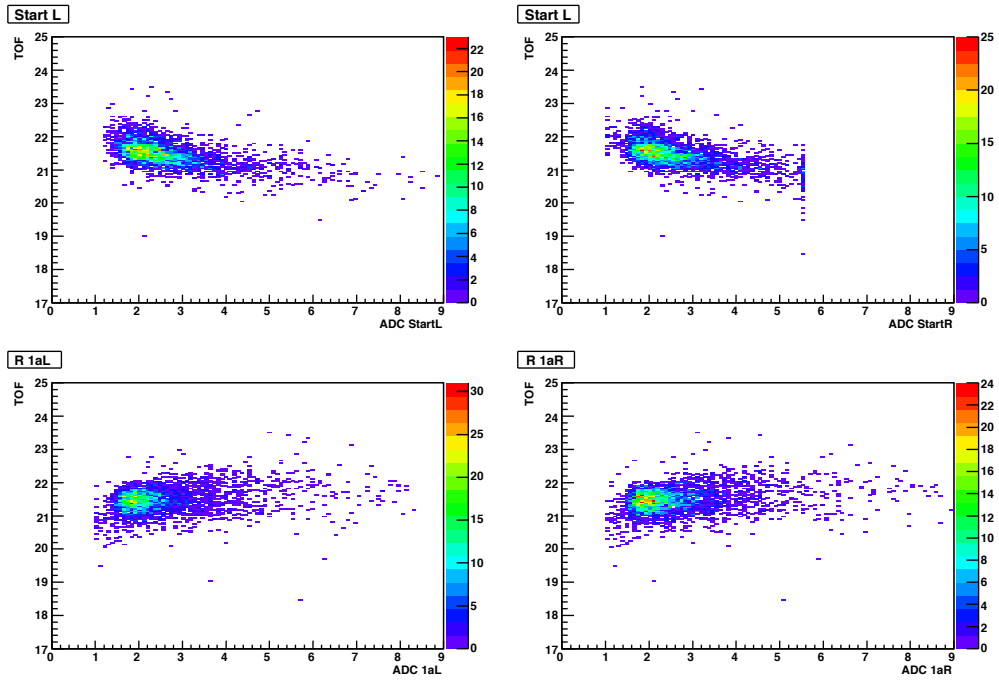


図 3.12: Slewing correction 前の TOF と ADC の相関。それぞれ TOF1a と（左上）ADC StartL,（右上）ADC StartR,（左下）ADC 1aL,（右下）ADC1aR の相関である。TOF の ADC 負相関が見て取れる。

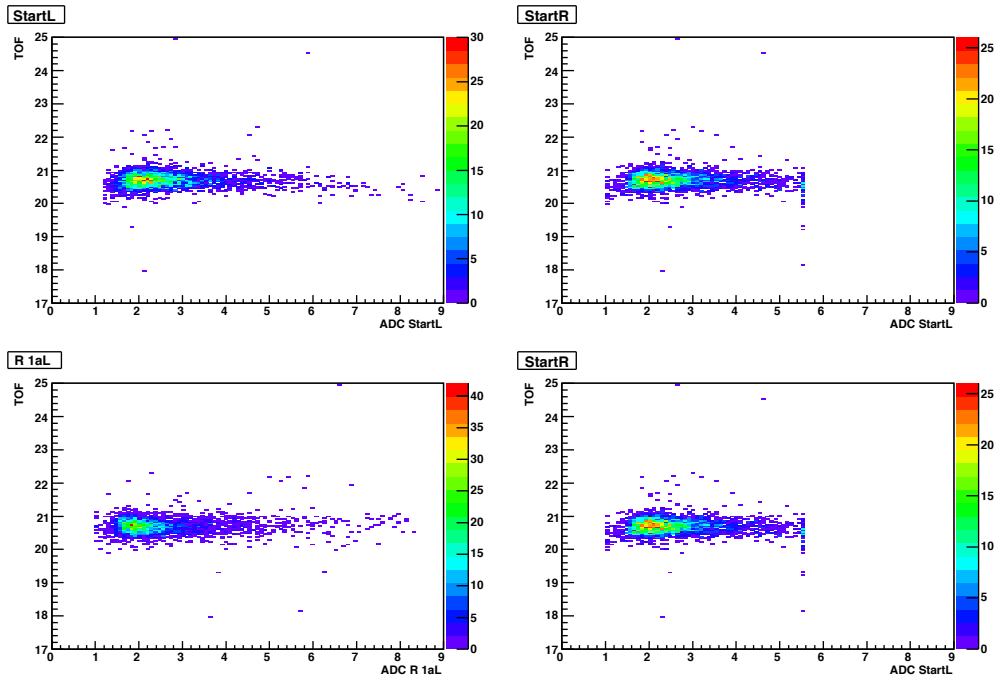


図 3.13: Slewing correction 後の TOF と ADC の相関。それぞれ TOF1a と（左上）ADC StartL,（右上）ADC StartR,（左下）ADC 1aL,（右下）ADC1aR の相関である。TOF の ADC 依存性はほぼ消えている。

3.6.3 結果と考察

各層の時間分解能の値を表 3.2 に示す。

表 3.2: 各カウンターにおける時間分解能の値。

カウンター名	時間分解能 [ps]
R _{1a}	100
R _{1b}	98
R _{2a}	117
R _{2b}	108
R ₃	214
R ₄	172
R ₅	183
Start counter	145

また、一層目に使用するカウンターの性能評価のために表 3.2 に表した性能のカウンターを同じように重ねて時間分解能測定を行った。解析も同様に行い、表 3.2 のような結果を得た。この結果からライトガイドの形状による効果は少ないということがわかった。また、検出器の厚さにより影響をうけるが 1cm のカウンターでも十分な時間分解能を達成できることがわかった。

3.6.4 線源を用いたシンチレーション光の減衰長及び光速の測定

荷電粒子がシンチレータに入射して発生したシンチレーション光は光電子増倍管に入射するまでにシンチレータ中の物質と相互作用して光量が減衰する。物質中を $x[\text{cm}]$ 進んだ後の光量 N は、シンチレーション光の発生点での光量を N_0 とすると

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.8)$$

で表すことができる。ここで両読みのシンチレータ（それぞれ L,R とする）において中心から $x[\text{cm}]$ の場所に線源をおくと L,R それぞれの ADC の値は

$$ADC_L = G_L N_0 e^{-\frac{l+x}{\lambda}} \quad (3.9)$$

$$ADC_R = G_R N_0 e^{-\frac{l-x}{\lambda}} \quad (3.10)$$

で与えられる。ここで G_L, G_R は光電子増倍管における増幅率で、 l はシンチレータの長さの半分の値でありここでは 50[cm] である。これより

$$\log \frac{ADC_L}{ADC_R} = -\frac{2x}{\lambda} + \log \frac{G_L}{G_R} \quad (3.11)$$

と表すことができるので $\log \frac{ADC_L}{ADC_R}$ と x の関係から減衰長を求めることができる。本測定では Sr 線源を図 3.14 に示す通り 100cm のシンチレータの先端 10cm の位置から 10cm 置きに計 9 カ所で測定を行い減衰長を決定した。また同時に L,R に於ける時間差からシンチレータ中での光速も測定した。

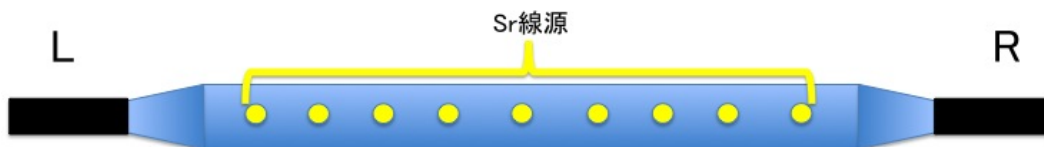


図 3.14: Sr 線源による減衰長、物質中での光速測定のセットアップ。シンチレータの先端 10cm の位置から 10cm 置きに計 9 カ所に設置し、そのときの ADC および TDC を測定した。

図 3.15 に R_{1a} における $\log \frac{ADC_L}{ADC_R}$ と x の相関を示す。このように一次関数でフィットしその傾きから減衰長を求めた。

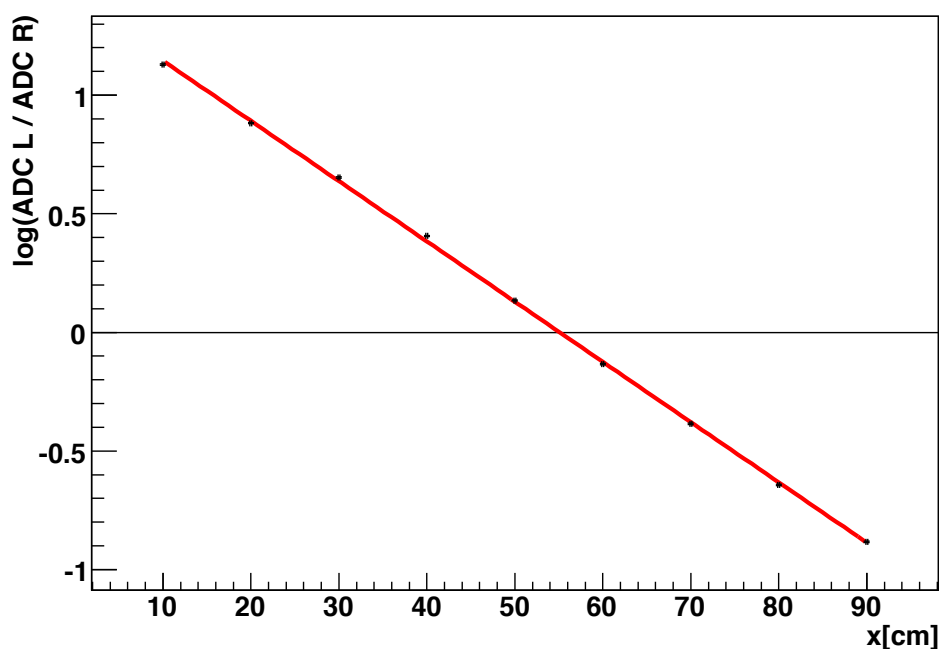


図 3.15: R_{1a} における $\log \frac{ADC_L}{ADC_R}$ と x の相関。設置誤差は 1mm とした。

3.6.5 結果と考察

測定結果を表 3.3 に示す。このようにシンチレーション検出器の厚さは厚くなるほどシンチレーション光の減衰長は長くなり、 R_2 と R_3 の比較から短手方向の長さが長い方が減衰長が長くなっている。これは、シンチレーション光の反射回数が少ない方が減衰が少ないからであると考えられる。

表 3.3: 各カウンターにおける減衰長と光速の値

カウンター名	減衰長 [cm]	光速 [cm/ns]
R_{1a}	78.7	13.3
R_{1b}	79.2	13.4
R_{2a}	132.1	13.7
R_{2b}	133.1	13.7
R_3	194.2	14.3
R_4	357.1	13.7
R_5	189.57	14.3

第4章 π, p セパレーションの性能評価 実験

4.1 粒子識別におけるバックグラウンド

3.5.2章に記述しているように単に相互作用については電磁相互作用のみで更に粒子の崩壊を考えない場合には完全に陽子と π 中間子を区別することができる。しかし、以下に記すように π 中間子の飛行中での崩壊や π^- の原子核吸収などを考慮に入れるとある一定の割合で π 中間子を陽子だと誤認してしまう。

4.1.1 飛程検出器中における π^+ の振る舞い

π^+ は99.99%の確率で μ^+ に崩壊する($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$)。この崩壊は二体反応であることより、静止した π^+ から生成される μ^+ の運動エネルギーは約4.1MeVとなる。そのため、静止 π^+ から発生する μ^+ のシンチレータ内での飛程は約1mmでほとんどの場合同一のシンチレータ内で静止することになるため、陽子との粒子識別に関して問題にならないが飛行中に崩壊した場合は粒子の速度が途中で変化するため問題となる可能性がある。Geant4によるシミュレーションを用いて π^+ 崩壊について考察する。図4.1に π^+ 崩壊を入れない場合(左図)と入れた場合(右図)における三層目で停止する π^+ ないし μ^+ の β を示す。尚、物理過程には π^+ 崩壊の有無以外は電磁相互作用のみを採用している。

図4.1の比較からわかるように速度の遅い π^+ が飛行中に μ^+ に崩壊することで速度が増し、飛程が伸びることがある。このように飛程と速度を用いて陽子と π 中間子との粒子識別を行う際には π^+ 崩壊により π 中間子を陽子だと誤認してしまう可能性が生じる。なお、荷電 π 中間子の寿命は26 nsであり $c\tau = 7.8\text{m}$ である。

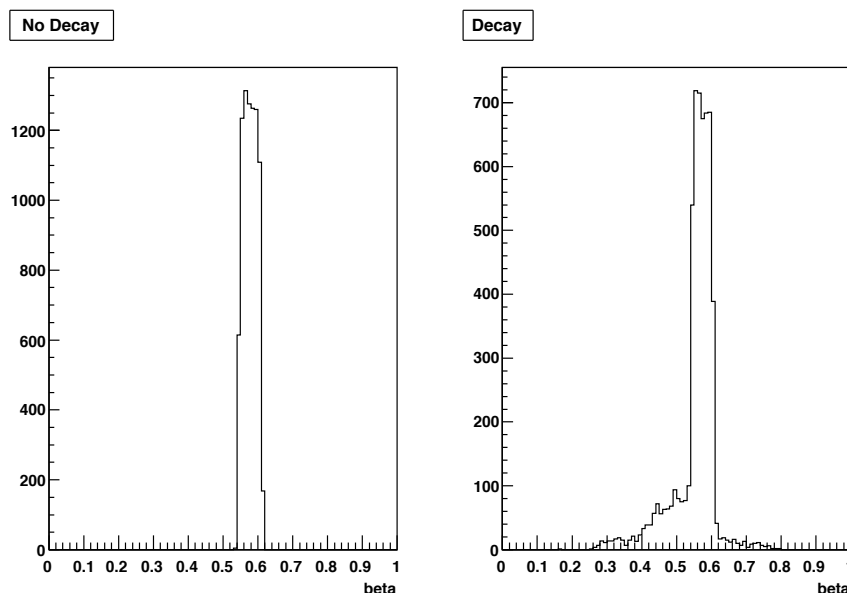


図 4.1: π^+ 崩壊の考察。左図は崩壊の物理程を入れてない場合で、右図は入れた場合である。右図では β が小さい側に尾を引いていることがわかる。

4.1.2 飛程検出器中における π^- の振る舞い

π^- の場合も π^+ と同様に上記のような崩壊の効果も存在するが、それ以外に一定の確率で原子核吸収による影響についても考察する必要がある。 π^- も π^+ と同様に 99.99% の確率で μ^- に崩壊するが、物質中で静止した場合においては μ^- に崩壊するよりも早く周りに存在する原子核に吸収され、クーロン力により束縛された π^- 中間子原子を形成する [35]。これを π^- の原子核吸収と呼ぶ。ここで、 π^- 原子が形成されると π^- が X 線を放出して低い準位に遷移していき、やがて強い相互作用により原子核に吸収され複数の核子または原子が放出される。この際、プラスチックシンチレータ内に存在する炭素原子に関しては、高い確率で中性子が放出される。この過程で生じる中性子や陽子などが π^- が停止した次層のシンチレータをならす可能性があり、飛程と速度を用いて粒子識別を行う際には誤認の原因となる。図 4.2 に図 4.1 と同様、三層目で停止する π^- の Geant4 によるモンテカルロシミュレーション結果を示す。尚、物理過程のパッケージとしては QGSP を使用している。

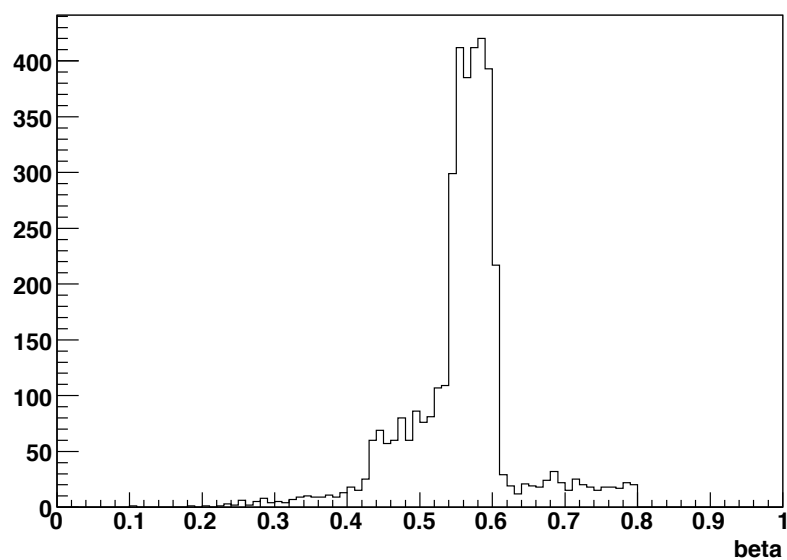


図 4.2: π^- の原子核吸収による影響の考察。図 3.5 とは異なる構造で β が小さい側には尾を引いていることがわかる。これは、 π^- 吸収によりシンチレーション検出器中原子核から核子や原子が放出され生じる尾である。また、高い側の尾は π^- とシンチレーション検出器中原子核との衝突により生じる尾であると考えられる。

4.2 実験目的

このように、飛程検出器で陽子を検出する際には π 中間子を陽子だと誤認してしまう可能性がある。その誤認率が検出器の較正も含めてどの程度の値になるかを評価するために、実際に陽子と π 中間子が両方生成される反応を用いて実験を行った。

4.3 実験手法

4.3.1 セットアップ

実験はJ-PARC ハドロンホール内のK1.8 ビームラインにおいて $1.92\text{GeV}/c$ の π^- ビームを液体水素標的に入射させ、標的の側方に出てくる粒子を二機の飛程検出器を用いて測定した。実験のセットアップを図 4.3 に示す。

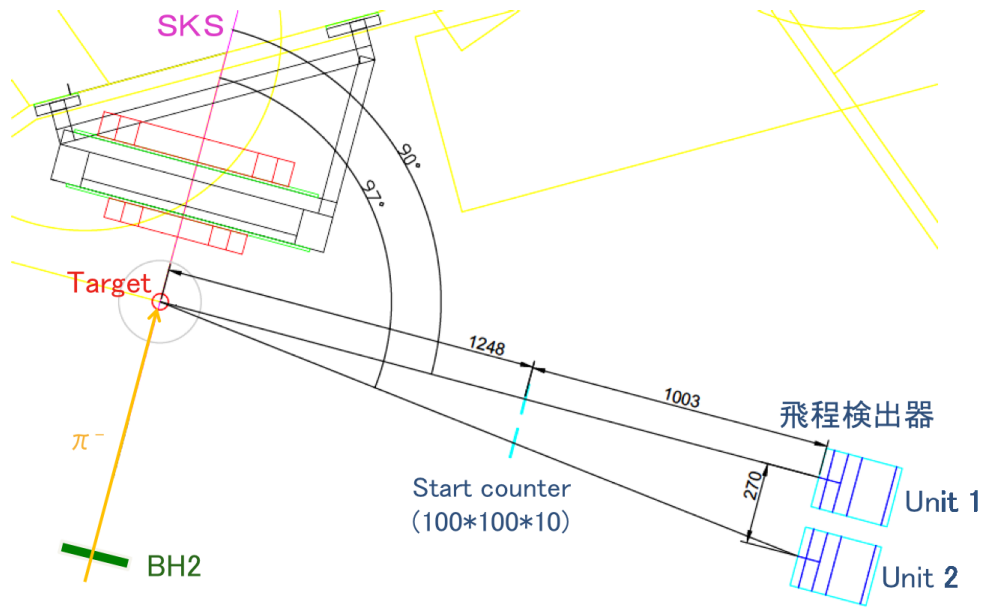


図 4.3: テスト実験のセットアップ。標的の側方 90° から 97° に出てくる粒子を二機の飛程検出器を用いて測定する。

図 4.3 にあるように標的から側方方向に飛程検出器群を設置した。今回は E27 実験で使用する飛程検出器郡に加えて以下の様な検出器を追加した。標的から 1.2 m の位置に粒子の飛行時間測定用に $100 \times 100 \times 10\text{ [mm]}$ のシンチレーション検出器 (Start counter) を二台設置し、そこから約 1 m の位置に本実験で使用する飛程検出器を二台設置した (図 4.3 中にあるようにそれぞれ Unit1, Unit2 と呼ぶ)。飛程検出器のデザインに関しては 3.5.2 に記述している。E27 本実験においては飛行時間測定のための Start counter はビームライン上に設置してある BH2 を用い、飛行時間は前方に放出された K 中間子とビームの π 中間子の飛跡情報から反応点を再構築し粒子の経路を算出してから求める。そのため、側方と前方の両方に粒子が排出されなけれ

ば飛程検出器に入射する粒子の速度は決定されない。今回のテスト実験においては粒子紙識別精度決定のために十分な統計を目的としていたため、上記のように Start counter を別途設置して粒子の速度を測定できるようにした。また、E27 本実験と同様に BH2 の TDC 情報もデータ取得しており、設置した Start counter を用いる方法と BH2 を用いる方法の二種類の方法で粒子の速度を測定できるようになっている。しかし、BH2 を用いた飛行時間決定法による解析は現在進行中であるため本論文には記載しない。

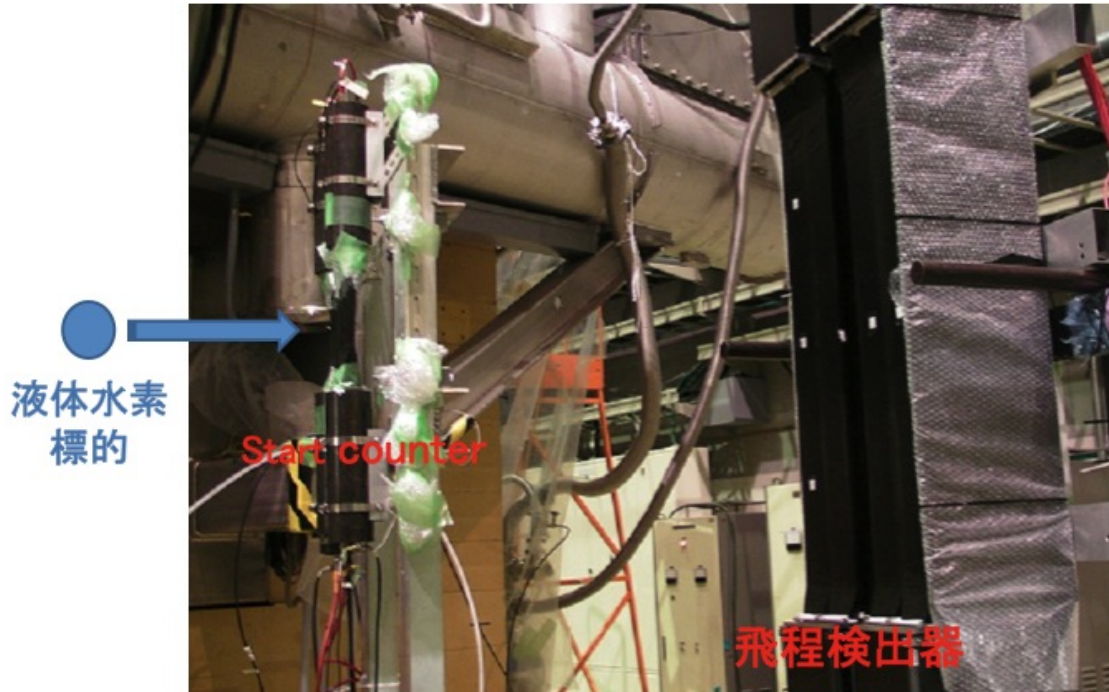


図 4.4: テスト実験での飛程検出器。左から入射した粒子が飛程検出器に入射する。

また、今回のテスト実験では飛程検出器の側方に突き抜ける事象を veto するための Veto counter を左右と背面の二つのユニット間に、飛程検出器の高さ方向において中心を通った事象を確認する Central counter を再背面に設置した（図 4.5 , 図 4.6）。Veto counter は図 4.5 の右図のように斜めに入射する粒子が飛程検出器内で止まらずに突き抜けた粒子が止まったように見えるイベントを削除するために使用した。しかし、標的起因の粒子は突きけることのないような構造をとっており E27 実験の本実験には使用しない予定であり、今回のテスト実験では設置する必要がないことを確認した。Central counter は架台との干渉から中心の位置に設置することができなかったため、中心から 55mm 下の位置に設置した。以後、図 4.5 にあるようにそれぞれ Veto counter を Veto1,Veto2,Veto3 と呼ぶこととし、各カウンターの大きさは $Veto1 = 250 \times 1000 \times 7$ [mm], $Veto2 = 300 \times 1200 \times 10$ [mm], $Veto3 = 200 \times 1000 \times 20$ [mm] であり、Central counter の大きさは $100 \times 1000 \times 20$ [mm] であり、Veto counter は片読みで Central counter は両読みである。アクセプタンスとしては側方 90° から 97° に出てくる粒子を検出できるようになっている。

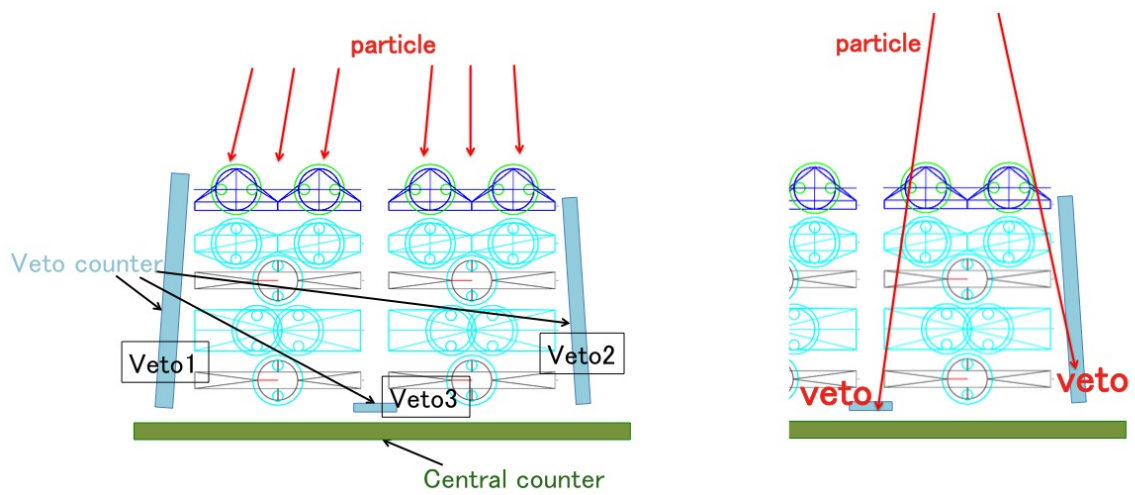


図 4.5: 上から見たテスト実験での飛程検出器周辺のセットアップ図。右図に突抜け事象を排除する様子を示している。

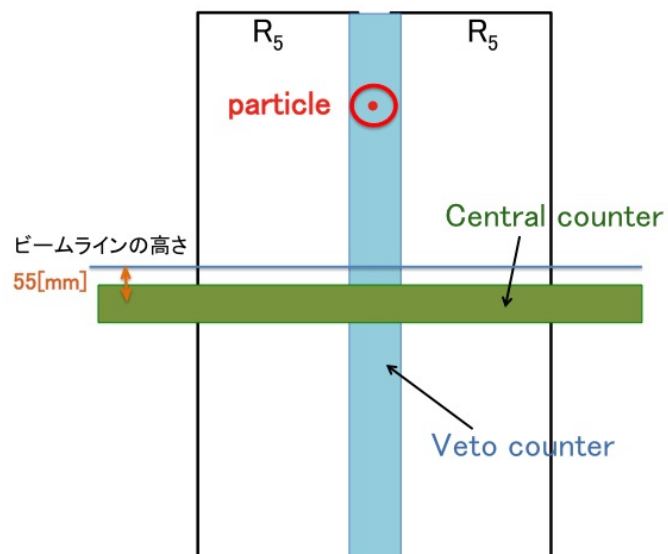


図 4.6: ビーム方向から見たテスト実験での飛程検出器周辺のセットアップ図。

4.3.2 回路とデータ収集システム

本実験で使用した回路系は、信号形成に NIM 回路とデータ収集用に CAMAC を使用した。CAMAC のコントローラとしては東陽テクニカの CC/NET を使用した。

trigger とフラグ

データ収集のために以下の様な trigger を使用した。尚、現在 J-PARC では 6 秒周期でビームが照射されており、Spill gate とはビームが取り出し中にアサートされているゲートである。各層に関して上下の光電子増倍管からのシグナルをそれぞれ U,D と呼ぶ。例えば Unit1 の R2b の上の光電子増倍管からのシグナルは Unit1_R_{2bU} と呼ぶことにする。また、Central counter は左右 L,R とよびそれぞれ Central_L, Central_R とよぶ。

- Unit1_R_{1U} × Unit1_start_U
- Unit2_R_{1U} × Unit2_start_U
- Unit1_R_{1U} × Central_L × $\overline{Spillgate}$
- Unit1_R_{1U} × Central_L × $\overline{Spillgate}$
- Clock

Clock とは周期的に論理信号を出力するモジュールで、pedestal 値を得るために使用している。また、以下の信号を TDC に入力し解析時にトリガーの選別に用いた。

- Unit1_R_{1U} × Unit1_start_U × $Spillgate$
- Unit2_R_{1U} × Unit2_start_U × $Spillgate$
- Unit1_R_{1U} × Unit1_start_U × $\overline{Spillgate}$
- Unit2_R_{1U} × Unit2_start_U × $\overline{Spillgate}$
- Unit1_R_{1U} × Central_L × $\overline{Spillgate}$
- Unit2_R_{1U} × Central_L × $\overline{Spillgate}$
- Clock

Unit1_R_{1U} × Unit1_start_U × $Spillgate$, Unit2_R_{1U} × Unit2_start_U × $Spillgate$ のフラグはビーム起因の粒子が入射したデータを示す。Unit1_R_{1U} × Unit1_start_U × $\overline{Spillgate}$, Unit2_R_{1U} × Unit2_start_U × $\overline{Spillgate}$, Unit1_R_{1U} × Central_L × $\overline{Spillgate}$, Unit2_R_{1U} × Central_L × $\overline{Spillgate}$ は宇宙線測定用のフラグであり、Unit1_R_{1U} × Unit1_start_U × $\overline{Spillgate}$, Unit2_R_{1U} × Unit2_start_U × $\overline{Spillgate}$ のフラグは時間原点を求める際の補助のデータを収集の為に使用し、Unit1_R_{1U} × Central_L ×

にした後に約 100ns 遅延させ TDC のストップ信号のインプットに挿入した。

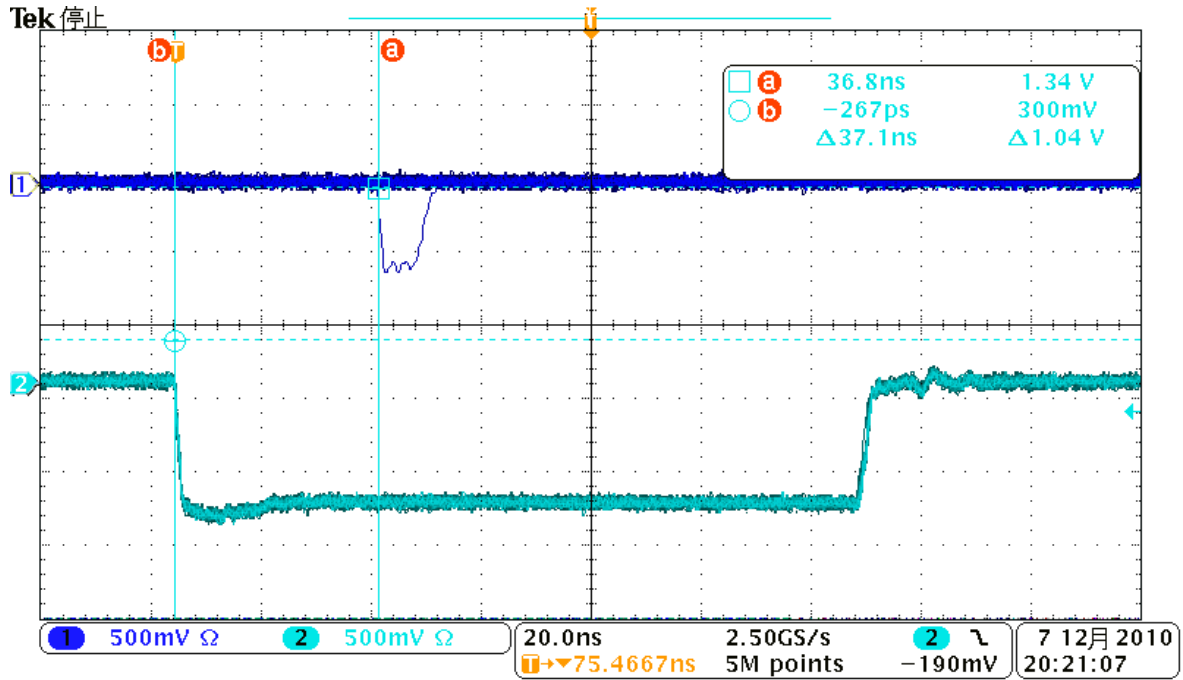


図 4.8: trigger 回路作成の際のタイミング。図中の 1 は Unit1_R_{1U} の F_{in}/F_{out} 後の論理信号、2 は Start counter の論理信号である。他の箇所も同様に R₁ でタイミングが決定される様に調整した。

ADC

本テスト実験には Start counter, および Veto counter, Center counter に Lecroy 2249W を飛程検出器本体に HOSHIN 7219 チャージ積分型 ADC を使用した。これらのスペックは以下の通りである。

表 4.1: 使用した ADC のスペック

	Lecroy 2249W	HOSHIN 7219
Full Scale Range	0～256pC	0～1000pC
Number of Bins	11bits	12bits
Full Scale Range	0～256pC	0～1000pC
Regisistance	50Ω	50Ω
minimum Gate	30ns	30ns

飛程検出器に関しては MIP のエネルギー領域から粒子が停止するエネルギー領域まで大きな幅のエネルギー情報を測定したいため、Full scale range の広い Hoshin 7219 を使用した。尚、ADC のゲートの幅は 273ns とした。

TDC

TDC は RPC-060 common start HR TDC を使用した。スペックを以下に示す。

表 4.2: 使用した TDC のスペック

Number of ch	8ch
Number of Bins	12bit
Full scale	118ns
Time resolution	25ps

今回のテスト実験では精度よく飛行時間を測定するために Full scale は 118ns で使用した。また、製品カタログには時間分解能は 25ps とあるが ch ごとに有効数字 2 桁の不定性があるため ORTEC の Time Calibrator を使用して、モジュールの時間分解能を測定した。今回はこれを用いて 10ns ごと遅らせた信号を入力して、出力された信号を Gauss 関数でフィットし ch 数と時間を比較した (図 4.9)。値は省略するが、今回使用した ch で最も良い ch で 27.4ps、最も悪い ch で 28.8ps という結果となった。この測定で得られた値を使用して解析を行った。

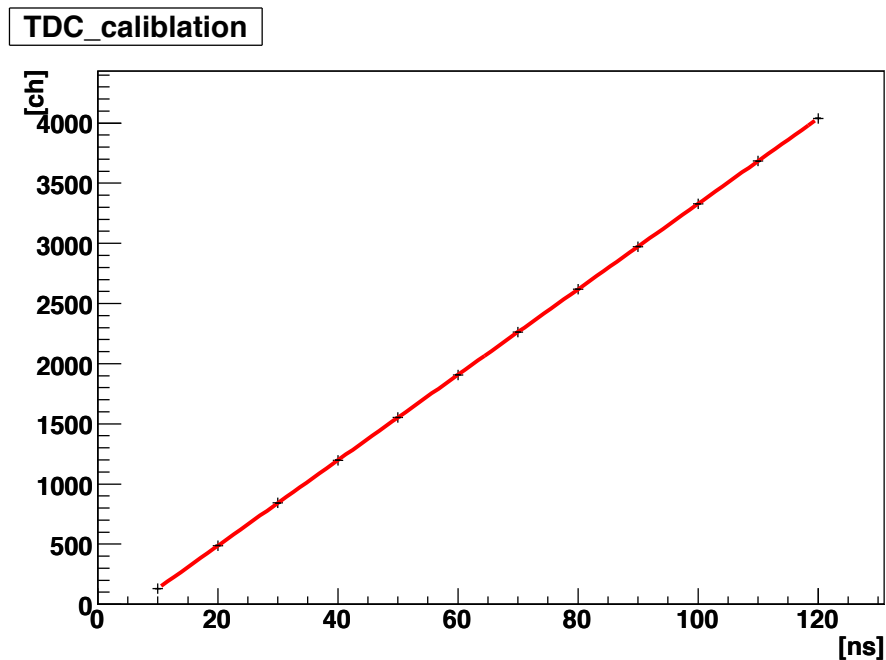


図 4.9: TDC の時間分解能測定

4.4 検出器の較正

4.4.1 飛程の決定

pedestal

Clock signal のフラグを検出したときは adc の各 ch には pedestal (エネルギーの 0 点) の値が詰められる。このときのヒストグラムをガウス関数でフィットし、その中心値 (mean) と分散 (σ) を求める。典型的な Unit1_R_{2aU} の Adc の pedestal とフィットの様子を図 4.10 に示す。

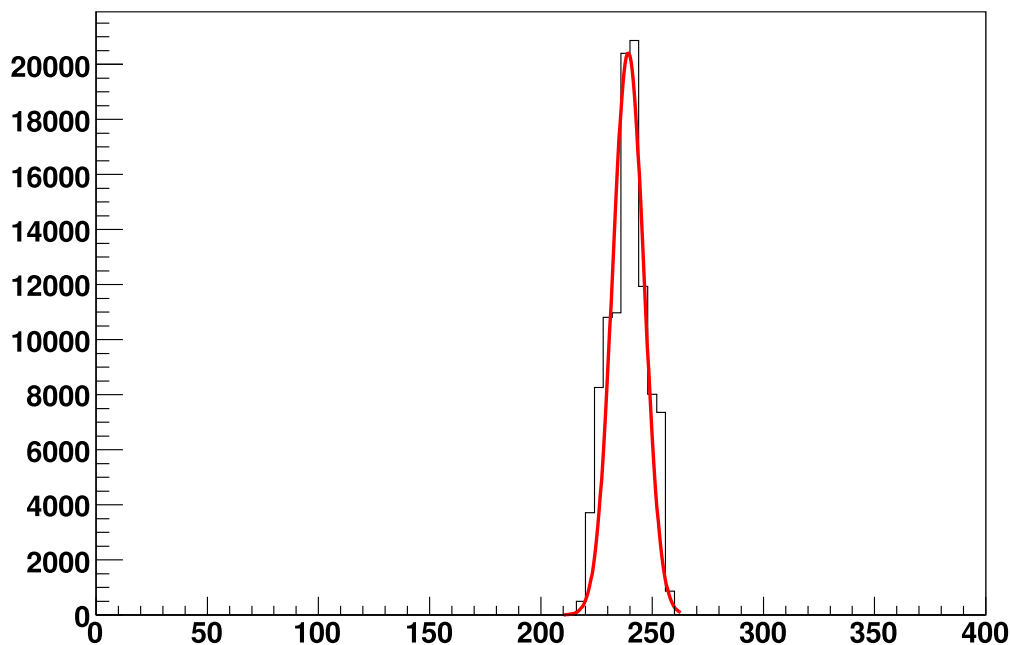


図 4.10: 典型的な Unit1_R_{2aU} の Adc の pedestal とフィットの様子

ストップ判定

例えば、3 層目で静止するイベントというのは次の二つの条件を満たしたものと考えられる。

- 1 層目～3 層目までの ADC の信号が存在する。
- 4 層目、5 層目の信号が存在しない。

各層に於いて上下の光電子増倍管からの ADC の値が共に pedestal の $\text{mean} + 3\sigma$ 以上だった場合を Hit とし、そうでなかった場合を No Hit とすると上の条件を次の様に書き直すことができる。

- 1 層目～3 層目 → Adc Hit
- 4 層目、5 層目 → Adc NoHit

以後この条件を Stop3 と呼ぶ。尚、Stop5 の場合は全ての層で Hit があるため五層目で止まった粒子と突き抜けた粒子が混合していることとなる。また、例えば以下のように Unit1_R_{1a} が Hit で Unit1_R_{1b} や Unit2 に Hit のように同じ層で二つ以上 Hit がある場合や Unit1_R_{1a} が Hit で Unit1_R_{2b} が Hit のように track が引けない場合は abnormal event として解析から排除する。

- R_{1a}, R_{1b} → Hit → abnormal data
- R_{1a}, R_{2b} → Hit → abnormal data

図 4.11 に Stop3 の場合の Hit パターンを示す。○が Hit で×は No Hit である。

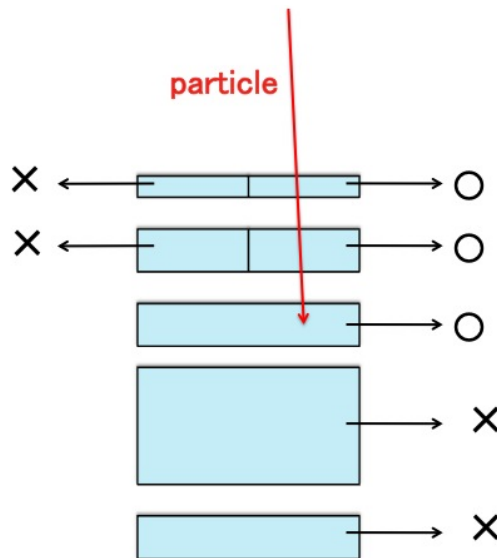


図 4.11: Stop3 の場合の Hit パターン。このように track が引ける事象のみを解析に使用する。

このように静止情報から粒子の飛程に関する情報を得る。

4.4.2 距離の較正

本飛程検出器に使用するシンチレーション検出器では光電子増倍管を両読みで使用するため、各層の上下の TDC 情報の差から上下方向に関して粒子が入射した位置を知ることができる。ビーム照射中に Central counter が Hit した条件下での一層目の上下の時間差とそれを Gauss 関数でフィットした様子を図 4.12 に示す。

ここで上下の TDC の時間差が Gauss 関数でフィットした際の中心値となるときの、粒子は中心よりも 55[mm] 下を通過したこととなる (Central counter は中心よりも 55mm 下にしか置くことができなかったため)。また 3.6 で考察したように一層目に

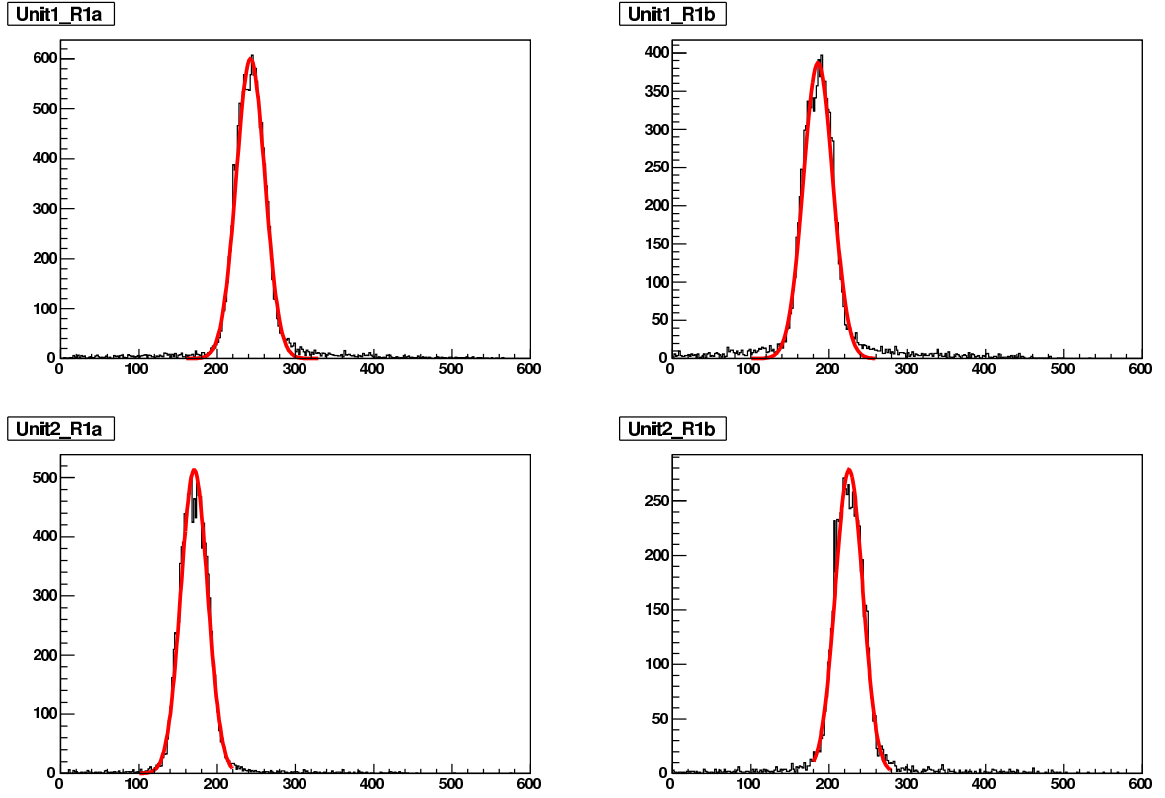


図 4.12: ビーム照射中に Central counter が鳴った条件下での一層目の上下の時間差と Gauss 関数でフィットした様子。

使用したシンチレータ中での光速は別途 Sr 線源を用いて測定しており、約 13[cm/ns] である。よって下式を用いて飛行距離 L を求めることができる。

$$L = \sqrt{l^2 + \left(|T_U - T_D - T_{Center}| \times T_{res} \times v \right)^2} \quad (4.1)$$

$$T_{Center} = T_{mean} - \frac{0.055}{v \times T_{res}} [ch] \quad (4.2)$$

ここで、 l は一層目と Start counter の最短距離、 T_U , T_D はそれぞれ上下の TDC の値、 T_{res} は TDC の 1ch あたりの時間、 v はシンチレータ中の光速であり、 T_{mean} は上下の時間差を Gauss 関数でフィットした際の中心値である。ここで算出した飛行距離を用いて粒子の速度を求める。

4.4.3 エネルギー較正

Birks' formula

宇宙線およびビーム中の陽子のデータを使用してエネルギー較正を行う。プラスチックシンチレータはイオン化密度に対して線形には応答せず、高密度のイオン化が生じた場合 MIP から線形に予想される量よりも少ない量の光子しか放出しない [34]。この効果は分子の励起状態が光量を減少させる再結合とクエンチング効果を仮定した Birks' による半経験的なモデルで理解することができ、下記の Birks' の式で表すことができる。

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{dE/dx}{1 + k_B dE/dx} \quad (4.3)$$

ここで dL/dx は荷電粒子が通過する単位長さあたりに放出される光量、 dE/dx は荷電粒子が通過する単位長さあたりのイオン化によって失うエネルギーである。また、 L_0 はクエンチングの効果がない際のシンチレーション光量を示し、 k_B は Birks' パラメータと呼ばれクエンチング効果の度合いを示す。

本研究では pedestal の値と $R_{1U} \times \text{Start}_U \times \overline{\text{Spillgate}}$ のフラグを用いた宇宙線による値、ビーム起因の陽子の値を Geant4 によるモンテカルロシミュレーションと比較し Birks' の式でフィットすることで較正を行う。

その前に pedestal と宇宙線の二点を用い 3.6 章と同様の方法で第一段階の較正を行う。その際、宇宙線においては斜め入射を禁止するため前節の上下の光電子増倍管における TDC の時間差を用いて中心から ± 50 [mm] の場所を選んでいる。図 4.13 に典型的な Unit1_R_{3U} の宇宙線の ADC ヒストグラムと Landau 関数によるフィットの様子を示す。以後、この第一段階のエネルギー較正を行った後上下の信号の相乗平

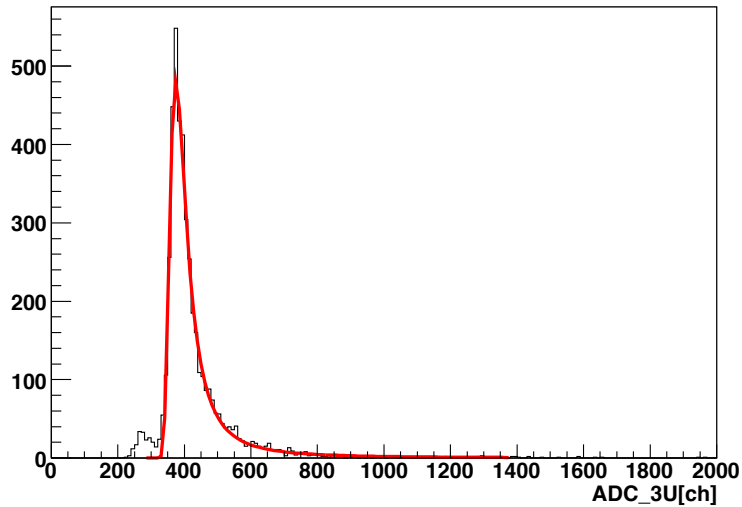


図 4.13: Unit1_R_{3U} の宇宙線の ADC ヒストグラム。飛程検出器の中心 ± 50 [mm] を通過している事象を選んでいる。

均をとったものを単に ADC（層）と呼ぶこととする。例えば四層目の場合は ADC4 とする。

各層におけるエネルギー損失の関係

粒子が止まった層と直前の層の ADC には粒子ごとに固有の相関 ($E:\Delta E$) がある [36]。例として ADC3 と ADC2b の相関を図 4.14 に示す。図 4.14 の相関図について

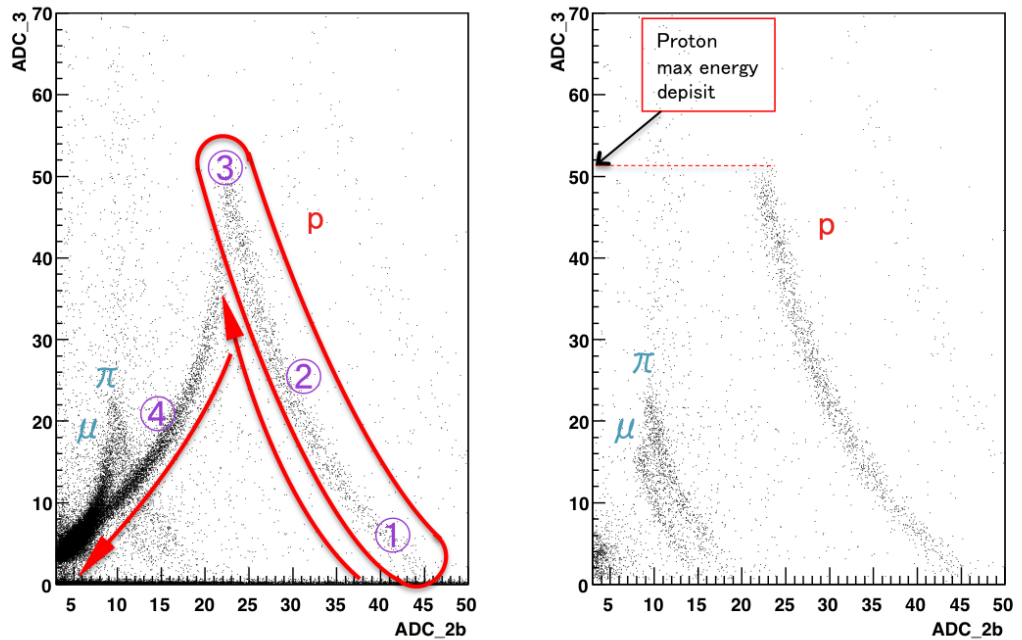


図 4.14: ADC3:ADC2b の相関図。左が何も条件をかけてない場合で右は Stop3 の条件を課している。

説明する。左図は何も条件をかけてない場合の相関であり右図は Stop3 の条件を課している。左と右の図の比較から解るように左図中の赤で囲んだ領域が陽子が静止したイベントであり、下に向かう矢印で表している領域は陽子が貫通したイベントである。左図中の①～④は以下のような事象である。

- ① R_3 にぎりぎり到達したイベント。そのため、 R_{2b} でのエネルギー損失は大きく R_3 でのエネルギー損失は小さい。
- ② R_3 の半ばくらいまで到達したイベント。①よりも R_{2b} でのエネルギー損失は小さく R_3 でのエネルギー損失は大きくなっている。
- ③ R_3 の後方まで到達したイベント。 R_3 でのエネルギー損失が最大となる。
- ④ R_3 を貫通するイベント。 R_3, R_{2b} でのエネルギー損失は共に減少していく。

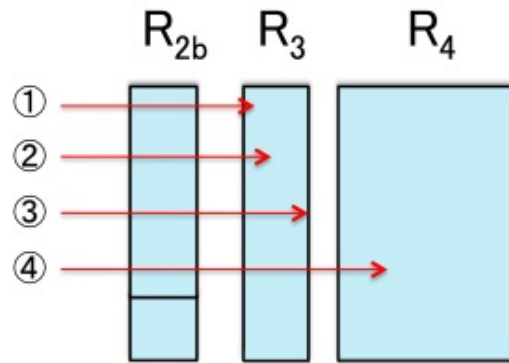


図 4.15: ①～④は本文の図4.14と同じである。エネルギー損失と飛程の関係を模式的に表している。

以上の関係を簡単な模式図で図 4.15 に示す。図 4.14 の Stop3 の条件を課している右図に注目すると図中に示しているように粒子ごとに陽子、 π 、 μ の各粒子に $\Delta E:E$ の相関があるのが見て取れ、各粒子が分離されていることがわかる。更に図 4.14 の相関図を ADC3 に射影すると陽子が R_3 で落とす最大エネルギー損失をの ch 数がわかる。また同様に Stop3 の条件下での一層目のエネルギー損失の様に較正を行う層よりも後ろで停止したイベントについても理論値と最大エネルギー損失の比較をすることができる。しかし、較正を行う層の直後の層で粒子が停止した場合は図 4.16 からわかるように最大値の値を読み取ることができないため較正には使用しない。

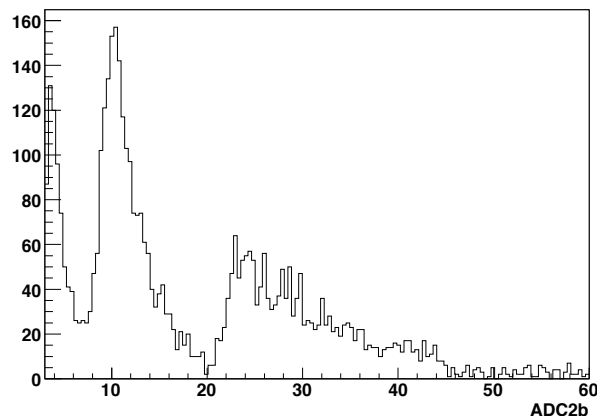


図 4.16: Stop3 の条件下での ADC2b。図 4.14 右図を X に射影したものに相当する。ADC の構造より最大エネルギー損失の値を決定するのは困難である。尚 10～20 ch あたりの山が π 、 μ であり 20 ch 以降が陽子の山である。

ここで図 4.14 右図と図 4.16 から明らかなように適切に陽子の Cut 条件を用いれば ADC2b での陽子の最小エネルギー損失の値を決定することができる。しかし、最小エネルギーと最大エネルギーは検出器のエネルギー分解能の両極端に位置する値となり最小エネルギー損失も含めて較正を行うのは難しく、それを行ったとしても較

正の精度が飛躍的にあがるとは考えられないため直後の層で停止する情報に関しては使用しないことにした。

最終的な較正には次章に記述している陽子の飛程と $1/\beta$ の条件をかけることでから陽子のイベントだけを選出し、 $\frac{a}{1+d}\{d + \tanh(b(-x+c))\}$ という関数でフィットし高さの半分の値となる点での x に相当する c の値を最大エネルギー損失とした。理論値に関しては Geant4 によるモンテカルロシミュレーションで陽子を発生させ実験それを実験の場合と同様に解析する。図 4.17 に ADC2b に於ける実験値とシミュレーション値のフィットの様子を示す。

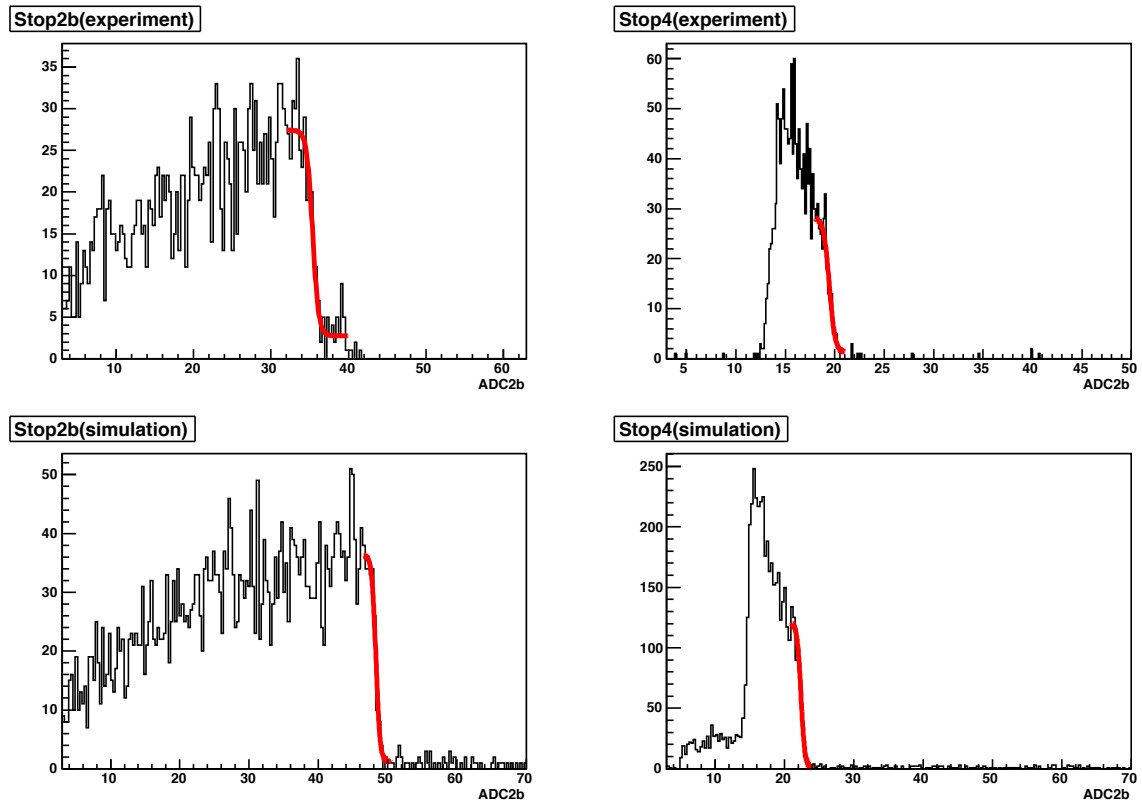


図 4.17: ADC2b の最大エネルギー損失の決定。上図が実験値, 下図がシミュレーションであり、左が Stop2b の条件, 右が Stop4 の条件下での値である。また赤の線でフィットの様子を示す。

このようにして求まった値と宇宙線、pedestal の値に関して上式の Birks' の式と同様の関数を用いてフィットを行う (図 4.18)。実験値とシミュレーション値のそれぞれの誤差には $\frac{a}{1+d}\{d + \tanh(b(-x+c))\}$ の関数でフィットした際の誤差を採用している。尚、宇宙線の理論値に関しては Geant4 によるシミュレーション値を Landau 関数でフィットした際の MPV を使用している。

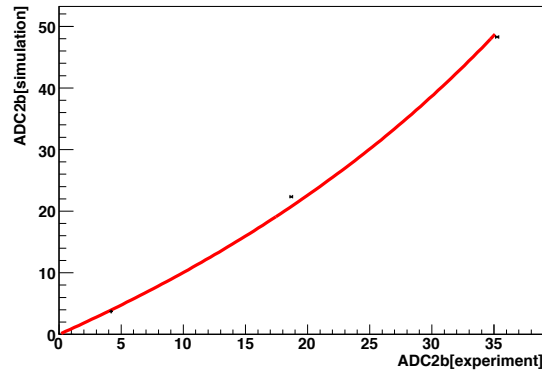


図 4.18: ADC2b における Birks' と同様の式によるフィット。X 軸が実験値で Y 軸がシミュレーション値である。

上記と同様にエネルギー較正を行った。その結果を表 4.3 に示す。

表 4.3: ADC1a～ADC5 におけるエネルギー較正のパラメータ

カウンター名	L_0	k_B
R _{1a}	1.083	2.09×10^{-2}
R _{1b}	1.093	1.95×10^{-2}
R _{2a}	1.160	1.26×10^{-2}
R _{2b}	1.105	1.10×10^{-2}
R ₃	1.096	1.04×10^{-2}
R ₄	1.060	0.412×10^{-2}
R ₅	1.091	0.919×10^{-2}

このように較正した後の値を以後 dE(層数) と呼ぶことにする。例えば三層目の場合は dE3 と呼ぶ。

4.4.4 時間較正

粒子の飛行時間の決定には R₁ と Start counter の時間差を利用した。なお、それぞれ時間情報では相加平均をとったものを使用しており以後この 1a,1b に於ける飛行時間差をそれぞれ TOF a, TOF b と呼ぶこととする。

Slewing correction

3.6 章と同様の方法で Slewing correction を行う。しかし、ここでは宇宙線で Start counter も通過している R_{1U} × start_U × *Spillgate* フラグの統計は少なく、横方向に通過する宇宙線を検出するので正方向と逆方向の粒子が混在するため宇宙線を用い

て Slewing collection を行うことは困難である。また、強磁場を発生させる超伝導双極子電磁石の近くに飛程検出器を設置して測定を行ったので実験中と同じゲインで検出器を横に寝かせて宇宙線を測定することはできない。そのため本テスト実験においてはビーム起因の速い粒子を用いて slewing correction を行った。十分速い粒子は Stop5 の条件と下表の通り各層での ADC が MIP のエネルギー損失となることを用いて選定した。

表 4.4: ビーム中の粒子における MIP の選別条件。最下層の ADC5 は特に厳しい条件にしている。

層数	厚さ [mm]	ADC 値の範囲 (MeV)
ADC2	20	3～5
ADC3	20	3～5
ADC4	50	7～14
ADC5	20	3～4

slewing correction を行う前後の TOF1a と ADC の相関を図 4.19, 図 4.20 に示す。

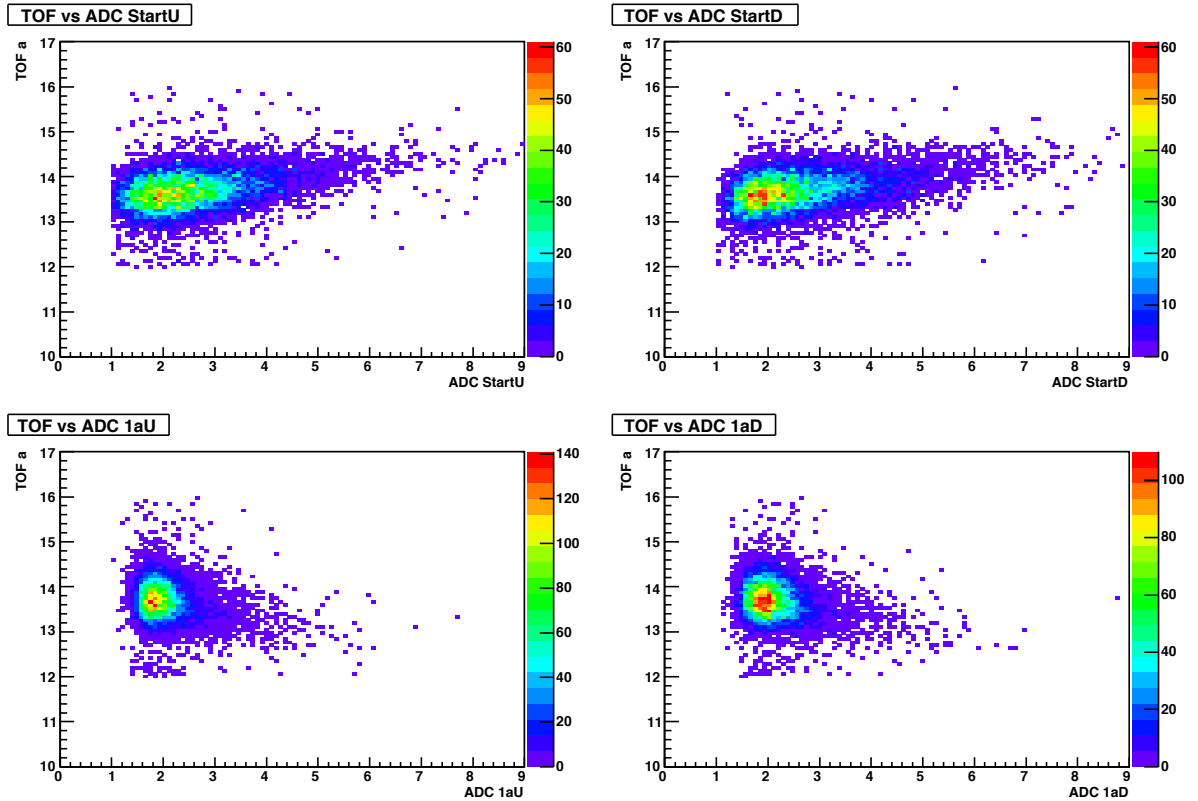


図 4.19: Slewing correction 前の TOF と ADC の相関。それぞれ TOF1a と (左上) ADC StartU, (右上) ADC StartD, (左下) ADC 1aU, (右下) ADC1aD の相関である。TOF1a の ADC 依存性が見て取れる。

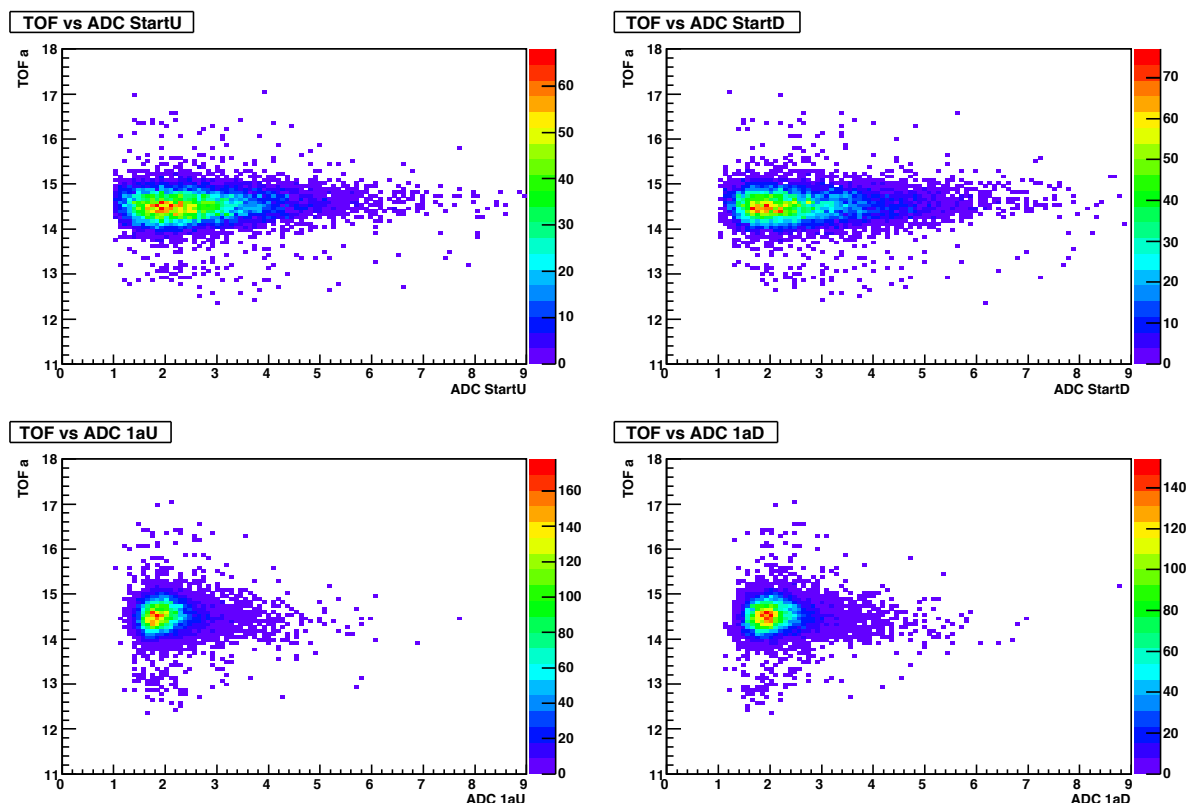


図 4.20: Slewing correction 後の TOF と ADC の相関。それぞれ TOF1a と（左上）ADC StartU,（右上）ADC StartD,（左下）ADC 1aU,（右下）ADC1aD の相関である。TOF1a の ADC 依存性はほぼ消えている。

この補正後の時間差を Gauss 関数でフィットすると R_{1a}, R_{1b} でそれぞれ 253[ps], 262[ps] となり、3.6 章の宇宙線測定により与えられた 176 [ps], 175 [ps] よりも約 80 [ps] 悪い値となっている。これは表 4.4 による Cut 条件では完全に速度のそろった粒子を選定することができなかったことが理由としてあげられる。

時間原点

TDC から得られる情報は入力シグナルの相対的な情報であり、飛行時間を求める場合は時間原点を合わせる必要がある。本研究では表 4.4 の条件下の粒子は $\beta = 1$ の速度であるとして時間原点を調整を行った。具体的には表 4.4 の条件をかけたときの $1/\beta$ に相当する（光速）/（距離）/（TOF）を Gauss 関数でフィットしてその中心値が 1 になるようにした。これは上記のように表 4.4 の条件のみでは光速と近似できる速度の粒子を選べていないので時間分解能値の差のオーダーで正確な時間原点の決定法とは言えないが今回の解析ではこの方法を採用した。図 4.21 に調整の様子をしめす。

この様にして求まる値を飛行時間とし、距離の情報と組み合わせて速度を決定した。

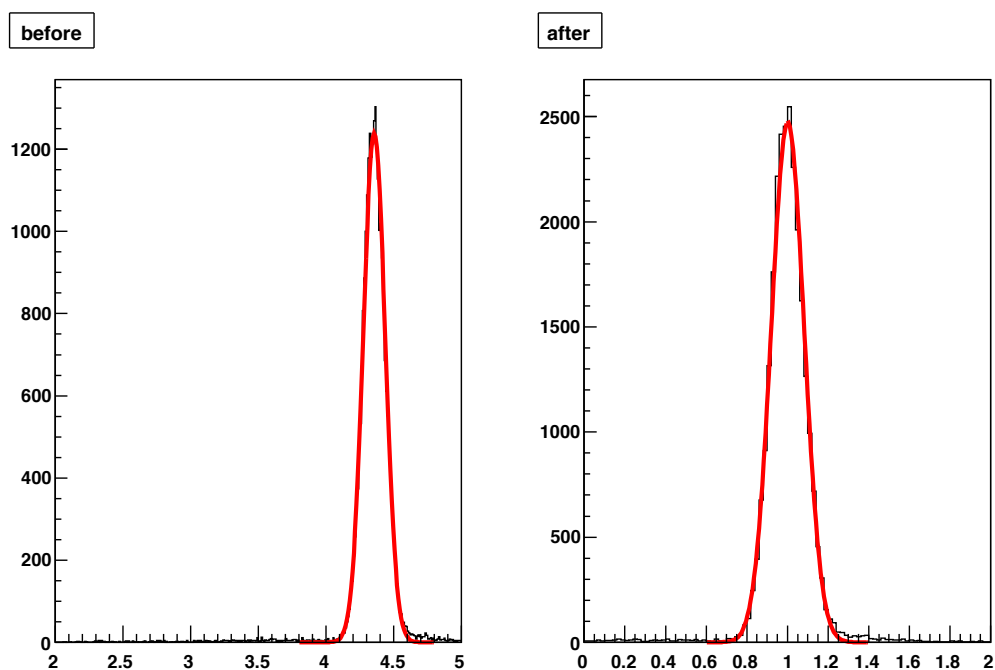


図 4.21: TOF a における時間原点調整前後のヒストグラム。左図が調整前、右図が調整後である。 $1/\beta$ に相当する $(\text{光速}) / ((\text{距離}) / (\text{TOF a}))$ が 1 になるように時間原点を調整した。

第5章 解析

5.1 解析方法の考察

4.1 章で考察したように崩壊や原子核吸収によって π 中間子の飛程と速度が陽子のそれと重複する可能性は十分あるが、同時に各層でのエネルギー損失も陽子と同じような振る舞いをする可能性は非常に小さいと考えられる。そのため、飛程と速度の情報に加えて各層でのエネルギー損失を用いて粒子識別を行うことで誤認率を減少させることができる。本節では Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを用いて解析方法の考察を行う。尚、一層目で停止する陽子の運動量は $250 \text{ MeV}/c$ 以下となるので解析には使用しない。

5.1.1 PID 関数

本研究では粒子が停止した層とその直前の層のエネルギー損失 ($E:dE$) を以下のような関数に直して粒子識別を行う。

$$(dE_{i-1} + dE_i)^\alpha - dE_i^\alpha \quad (5.1)$$

以後この関数を PID 関数とよぶ。以後の PID 関数による粒子識別方法に関する考察は [36] の論文を基に行っている。 dE_{i-1}, dE_i とはそれぞれ i 層目で静止したイベントに対して $i-1$ 層でのエネルギー損失, i 層でのエネルギー損失であり、 α は半経験的な定数であり 1.75 という値がよく用いられる (3.4 式下の値と同値である)。また、 $dE_{i-1} + dE_i$ は $i-1$ 層目に入射前における粒子の運動エネルギーを意味する (図 5.1)。

PID 関数の識別原理を簡単に説明する。式 (3.4) を発展させて、質量 m , 荷電 Z , 運動エネルギー T を持つ粒子の飛程 R は

$$R \propto \frac{T_i^\alpha}{mZ^2} \quad (5.2)$$

と表される。

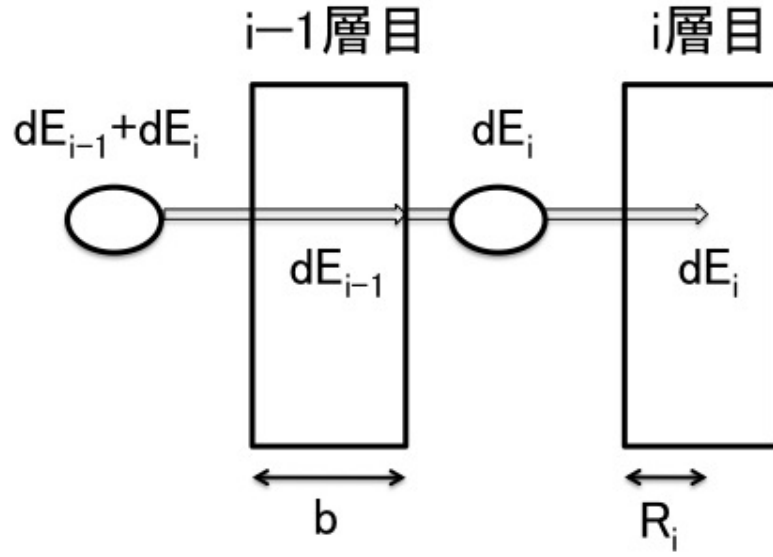


図 5.1: $i-1$ 層, i 層でのエネルギーを落とす様子 [36]

このとき、 $i-1$ 層目のシンチレータの厚さを b とすれば

$$b + R_i \propto \frac{(dE_{i-1} + dE_i)^\alpha}{mZ^2} \quad (5.3)$$

$$R_i \propto \frac{dE_i^\alpha}{mZ^2} \quad (5.4)$$

$$(dE_{i-1} + dE_i)^\alpha - dE_i^\alpha \propto bmZ^2 = \text{const} \quad (5.5)$$

と表すことができ PID 関数は粒子の運動エネルギーに依らず質量と電荷のみに依存する値となる。

Geant4 によるシミュレーションを用いて陽子と π^+ における PID 関数の振る舞いを考察する (図 5.2)。これ以後のシミュレーションにおいては特に記載しない場合 QGSP の物理過程を使用する。

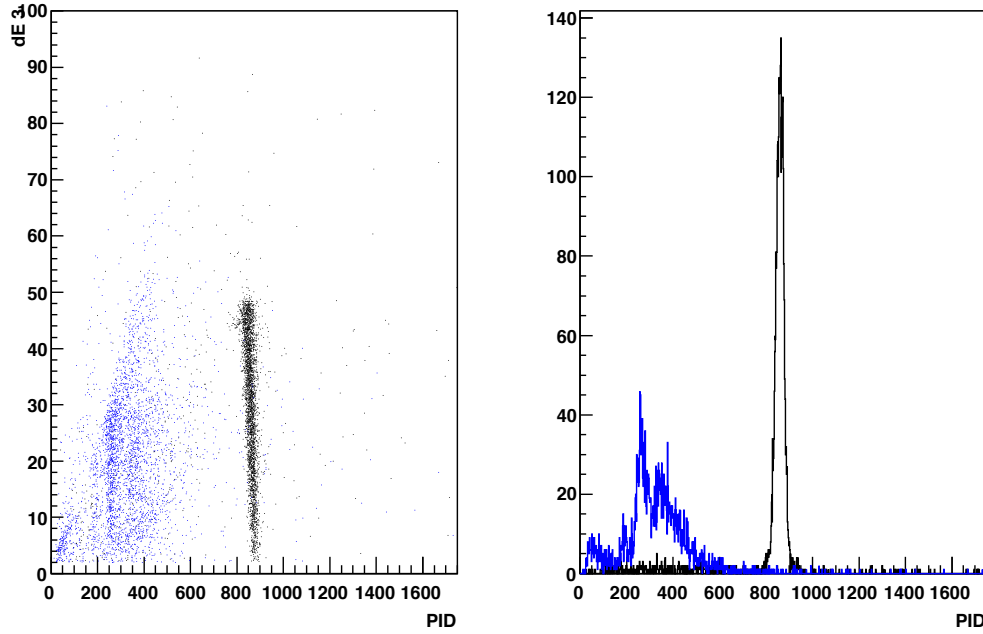


図 5.2: 三層目で止まる陽子と π^+ における PID 関数と三層目でのエネルギー損失の相関 (左図) とそれを x に射影したもの。陽子を黒で π^+ を青で表している。

陽子を黒で、 π^+ を青で示している。左図より PID 関数は粒子のエネルギー損失に依らず粒子ごとに一定の値を示していることがわかる。右図の射影したヒストグラムの π^+ の成分をみると二山の構造となっていることから、 π^+ が飛行中に μ^+ 粒子に崩壊していることがよくわかる。

次に陽子と π^- における PID 関数の振る舞いを考察する (図 5.3)。

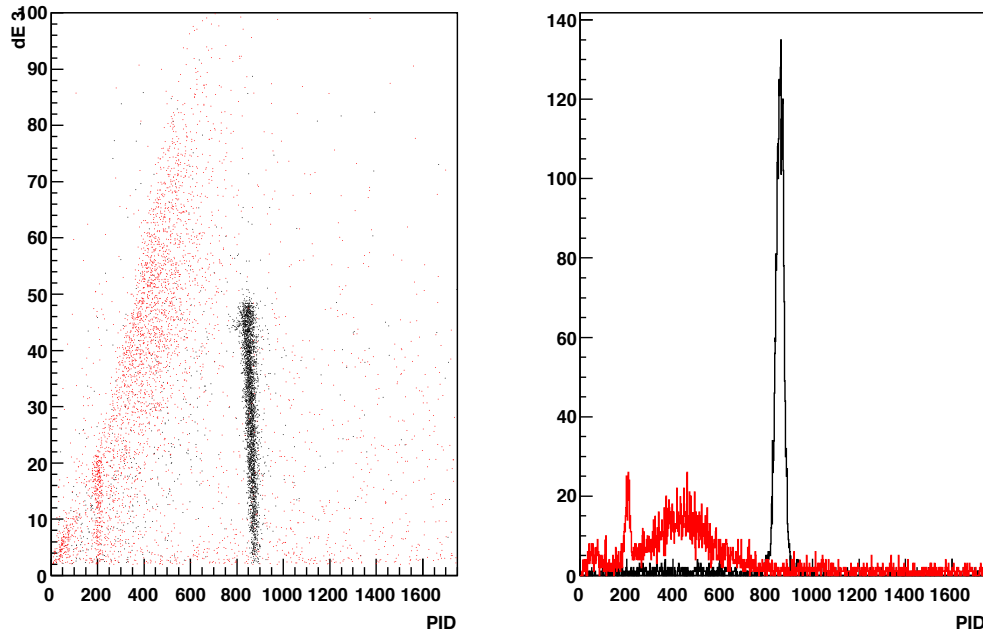


図 5.3: 三層目で止まる陽子と π^- における PID 関数と三層目でのエネルギー損失の相関 (左図) とそれを x に射影したもの。陽子を黒で π^- を赤で表している。

原子核吸収により π^- が静止した層でのエネルギー損失が吸収後に放出される中性子や陽子などの粒子が生じる分大きくなるために、三層目でのエネルギー損失に対して PID 関数は一定値を示さない。5.3 の左図で三層目におけるエネルギー損失が 20MeV 以上から 100MeV にかけての広がりがあるのは上記のプロセスによるものと考えられる。また、4.1.2 節で議論した吸収後に放出される中性子や陽子が π^- が静止した層の次層にまで到達する場合は構造を持たずただちに広がっていることがわかる。

このように PID 関数のみを使用だけでは精度よく粒子識別を行うことができないことがわかる。

5.1.2 PID 関数と速度の情報を用いた粒子識別

π 中間子の飛行中の崩壊および π^- の原子核吸収による誤認を避けるために飛程と速度、PID 関数の情報を用いることで陽子の識別を行う。シミュレーションにおける各層で静止した条件における陽子、 π^+ 、 π^- における速度と PID 関数の相関を以下に示す。

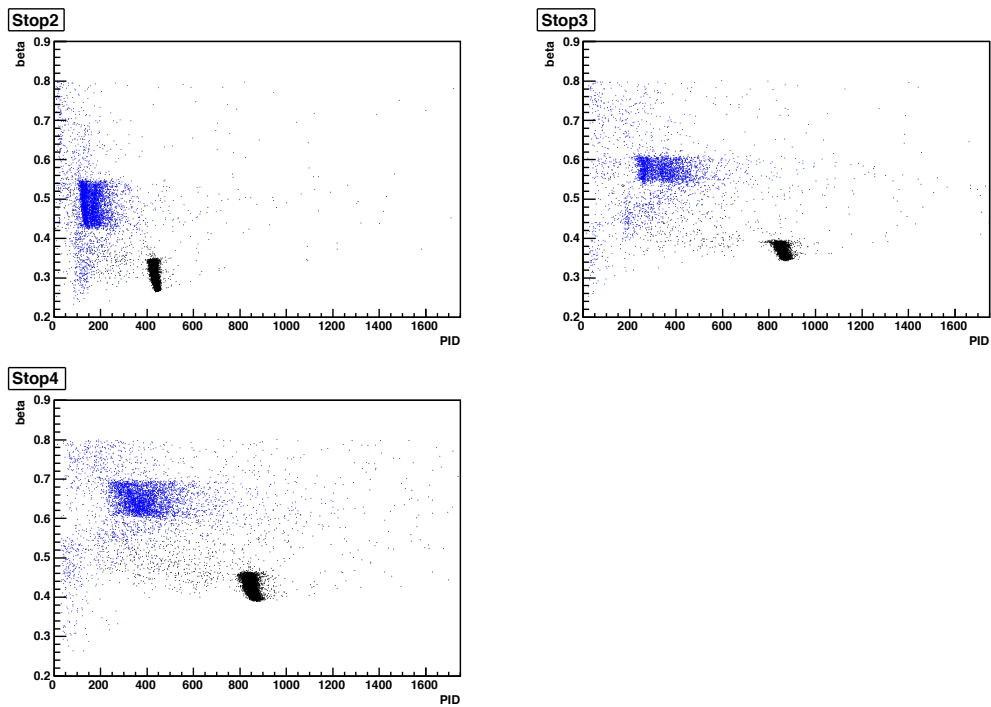


図 5.4: 陽子と π^+ における PID 関数と β を用いた粒子識別。それぞれ粒子が（左上）二層目、（右上）三層目、（左下）四層目で止まる粒子に関して示している。陽子を黒で π^+ を青で表している。

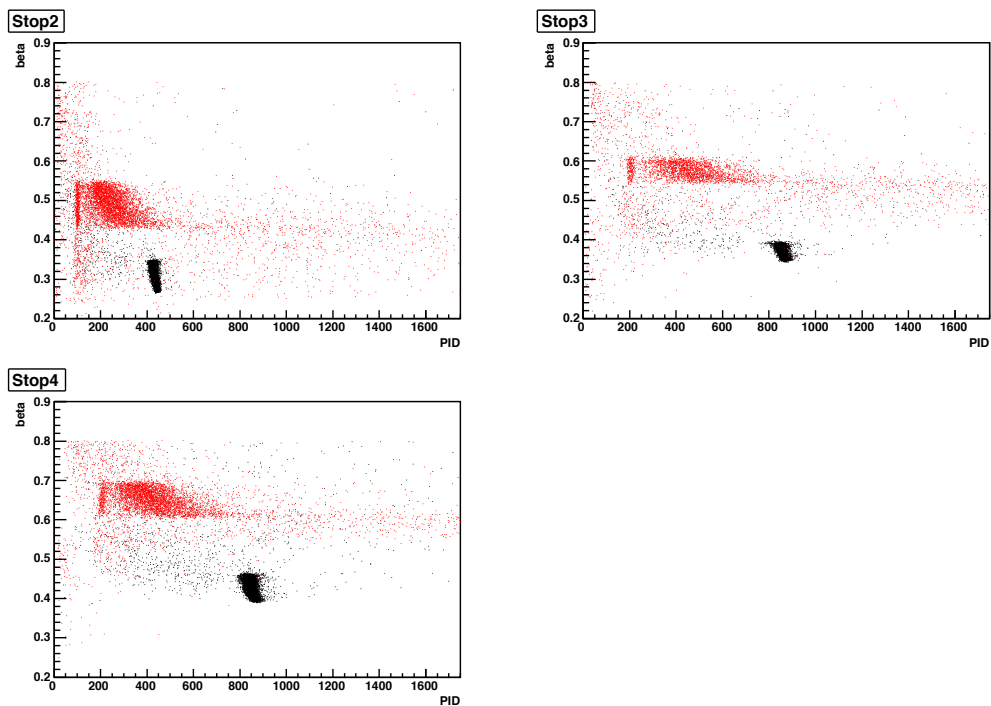


図 5.5: 陽子と π^- における PID 関数と β を用いた粒子識別。飛程の条件は図 5.4 と同様である。陽子を黒で π^- を赤で表している。

この結果より π^+, π^- のどちらに関しても飛程と速度が陽子と重複する場合は主に陽子の値よりも PID の関数値が小さくなる傾向があり、PID 関数値が重複する箇所は π^- の原子核吸収による寄与が大きいことがわかった。また、前者は誤認の候補となる π 中間子は止まる前の層では陽子ほどエネルギーを落とすことができないことを示している。

このように飛程と速度、PID を組み合わせて解析を行うことで効率よく粒子識別を行えることをシミュレーションにより確認した。本研究ではこの解析方法を使用して実験データを解析し、本検出器での陽子の識別能力を求める。

5.2 テスト実験における粒子識別

本研究では前節で議論した内容に基づき ΔE と PID 及び、速度と飛程の情報を用いて粒子識別を行う。

5.2.1 ΔE と PID による識別

前説で記述した PID 関数を用いて粒子識別の解析を行う。図 5.6 に Stop2 の条件で R_2b を通過したイベントにおける PID と dE_{2b} の相関、図 5.7 にそれを x 軸方向に射影した結果を示す (黒)。また同時に Geant4 による陽子のシミュレーション結果も載せる (赤)。

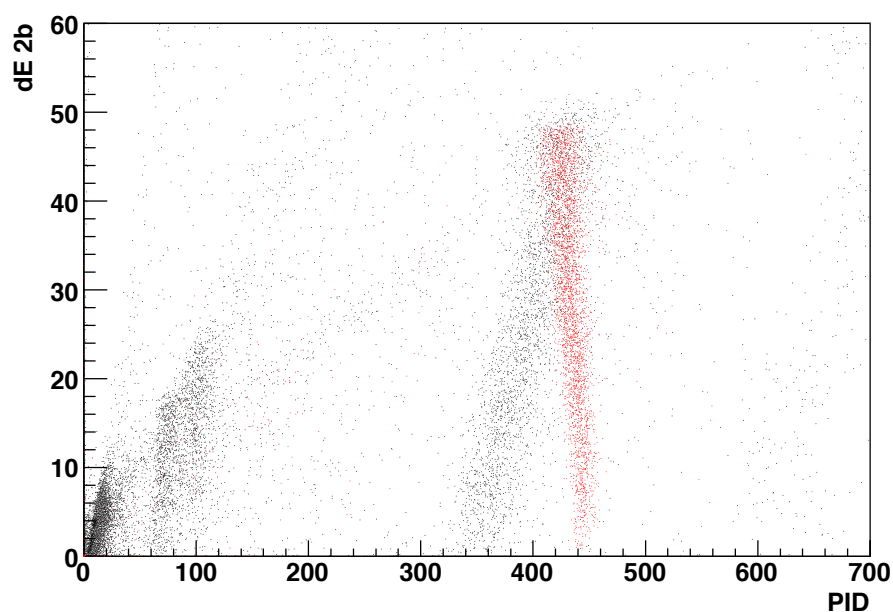


図 5.6: PID 関数と停止した層の dE の相関における実験値とシミュレーション値の比較。黒が実験値で赤が対するシミュレーション値である。

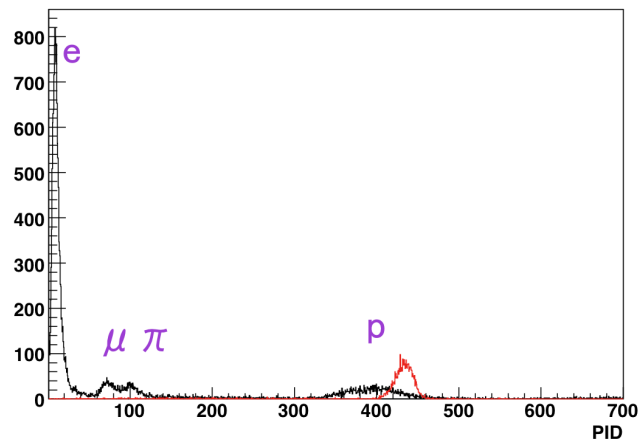


図 5.7: 図 5.6 を射影した結果。黒が実験値で赤が陽子に対するシミュレーション値である。

PID 関数を用いて粒子識別が行われていることがわかる。図 5.7 に示しているように PID 関数の大きな値からそれぞれ陽子、 π 中間子、 μ 粒子、電子（陽電子）の構造をみることができる。しかし、陽子の値に対してシミュレーション値は dE2b の値に対してほぼ一定の値になっているが、実験値の方は dE2b のエネルギー損失に対して相関を持つてしまう結果となった。これは、シンチレーション検出器中でのエネルギー損失が同じ値だったとしても 4.4.3 節に示したイオン化密度の差から層の途中で静止する粒子と突き抜ける粒子ではシンチレーション光の光量が異なってしまう、エネルギー較正が正しく行われていないことが原因として考えられる。例えば、2 cm の厚さの場合 2 cm の厚さで均等に MIP が計 4 MeV エネルギー損失を行う場合と低速の粒子が 1 mm くらい部分（図 4.15 の①に相当）で静止して 4 MeV 落とす場合はイオン化密度が異なるため同じ 4 MeV のエネルギー損失を起こす場合でもシンチレーション光の光量は異なる。図 5.6 から静止した層でのエネルギー損失が小さく層の途中までしか到達していないイベントに対してシミュレーションと実験値が一致していないことがわかる。

本検出器においては粒子のエネルギーの決定は飛行時間差を使用しシンチレータの ADC 情報によるエネルギー情報は使用しないため、エネルギー情報に関しては 4.4.3 節の較正の値を使用し、PID 関数の 1.75 の値を表 5.1 にの値に変更することで PID 関数のエネルギー依存性を無くした（図 5.8）。

表 5.1: PID 関数のパラメータの変更値。

Stop 条件	通過した層	変更値
2	R_{1a}	1.61
2	R_{1b}	1.61
3	R_{2a}	1.65
3	R_{2b}	1.65
4	R_3	1.69

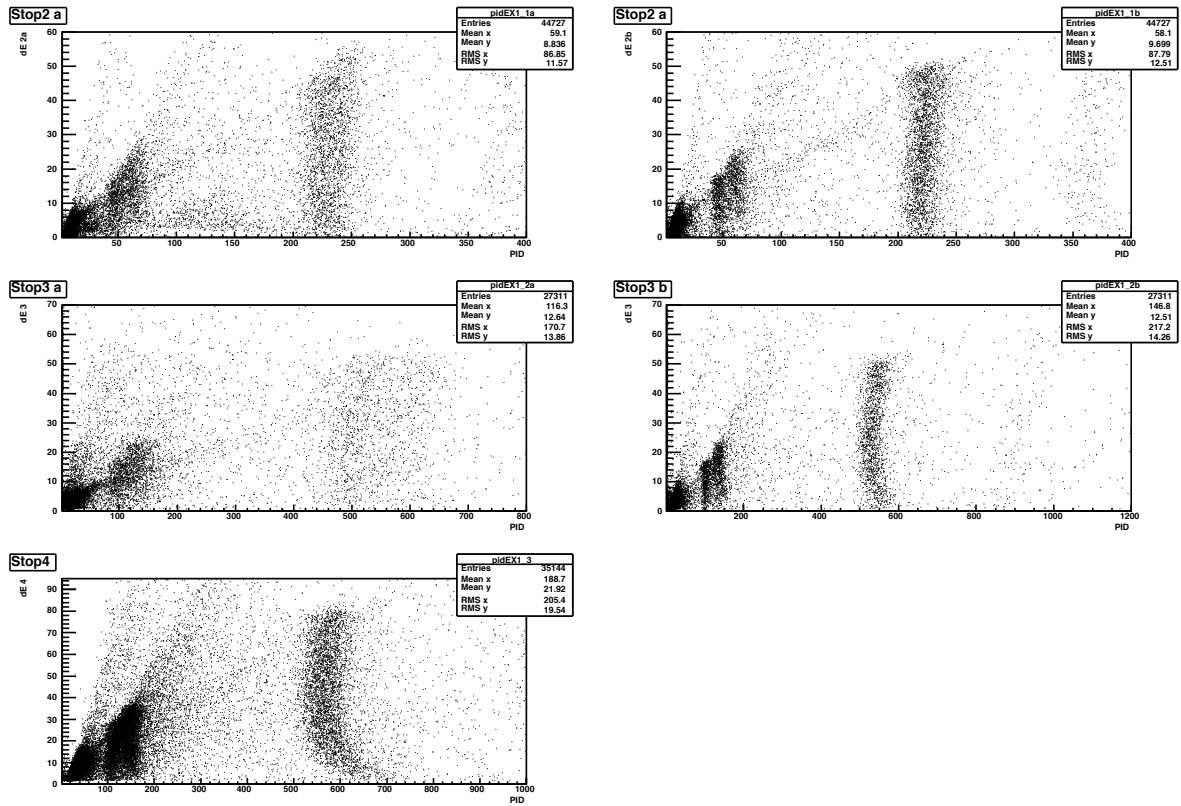


図 5.8: 1.75 値を表 5.1 の値に変更した場合の PID と停止した層に於ける dE の相関。各々の図の条件は以下の通りである。(左上) Stop2 で R_{1a} を通過、(右上) Stop2 で R_{1b} を通過、(左中) Stop3 で R_{2a} を通過、(右中) Stop3 で R_{2b} を通過、(左下) Stop4。

5.2.2 速度と飛程による識別

陽子についての考察

3.5.2節で述べたとおり飛程に条件をかけたときの速度の情報から陽子と π 中間子に関して粒子識別を行うことができる。各層での Stop 条件における β の実験値を図 5.9 に示す。比較を容易にするため前節で使用した PID 関数を用いて電子の部分を削除している。 β が小さい側に見られる構造が陽子で、大きい側に見られる構造が π 中間子、 μ 粒子による構造である。また、事件値の検証のために陽子に関する Geant4 によるモンテカルロシミュレーション値も同時に記載している。尚、Geant4 シミュレーションの物理過程には QGSP を用いており、検出器の分解能としては 3.6 章で得られた時間分解能の値を使用している。

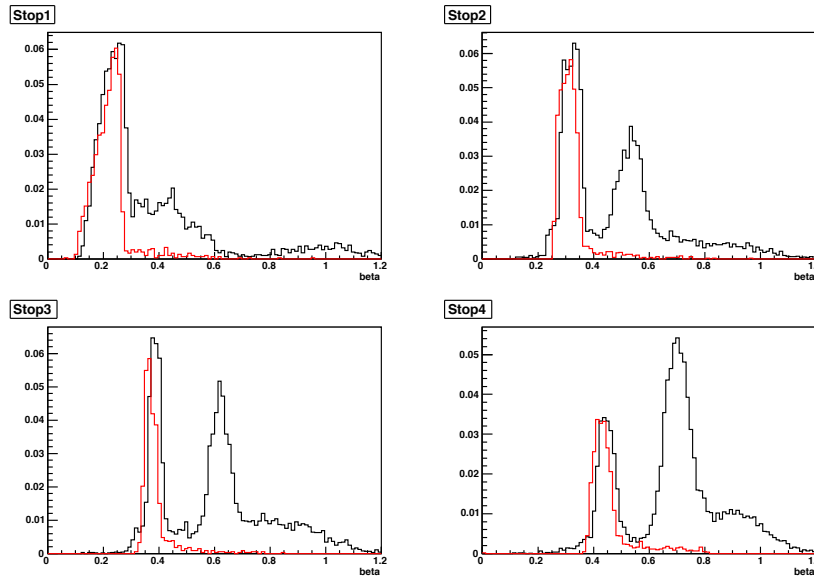


図 5.9: R_{1a} に入射した粒子に関する各層での Stop 条件における β の実験値とシミュレーション値の比較。それぞれ (左上) Stop1、(右上) Stop2、(左下) Stop3、(右下) Stop4 の条件下での β を示す。 β が小さいところの構造が陽子によるもので、大きい側に π 中間子、 μ 粒子の構造が見られる。実験値を黒色で、陽子のシミュレーション値を赤色で示している。

実験値とシミュレーション値 (赤と黒) を比較してみると陽子の位置が異なっている。比較のため図 5.10 に各 Stop 条件における β の実験値を示す。 $1/\beta$ で 0.3 ほどずれていることがわかる。これは飛程検出器内で停止する粒子のエネルギー損失は MIP に対して数倍大きな値となるので、slewing collection の適用限界を超えてしまっていると思われる。4.4.3 節で述べているように今回の解析では時間原点の調整は正確には行えていないが、その影響は $1/\beta$ で 10^{-2} 程度しか効かないと考えられる。slewing collection を行わない場合の各 Stop 条件における $1/\beta$ を図 5.11 に示す。

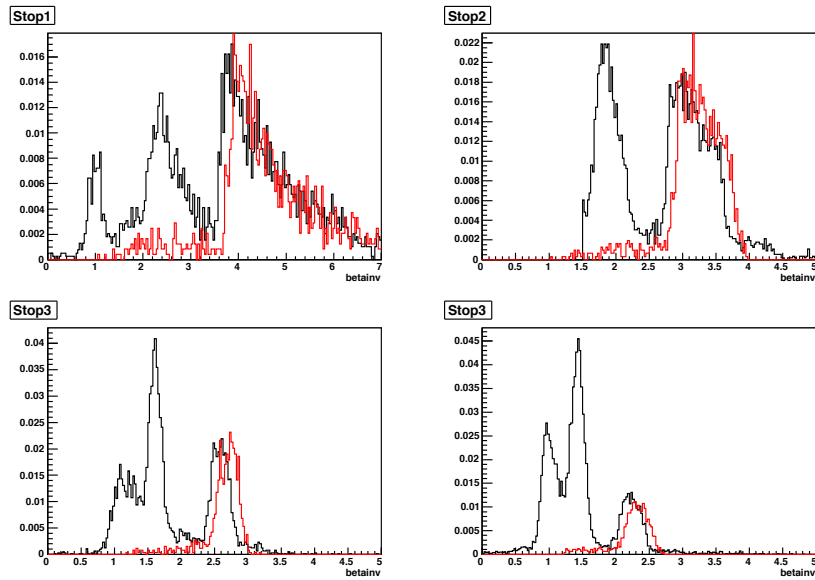


図 5.10: 各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値とシミュレーション値の比較。 $1/\beta$ が大きい側に見られる構造が陽子で小さい側に見られる構造が π 中間子, μ 粒子による構造である。条件は図 5.9 と同様である。

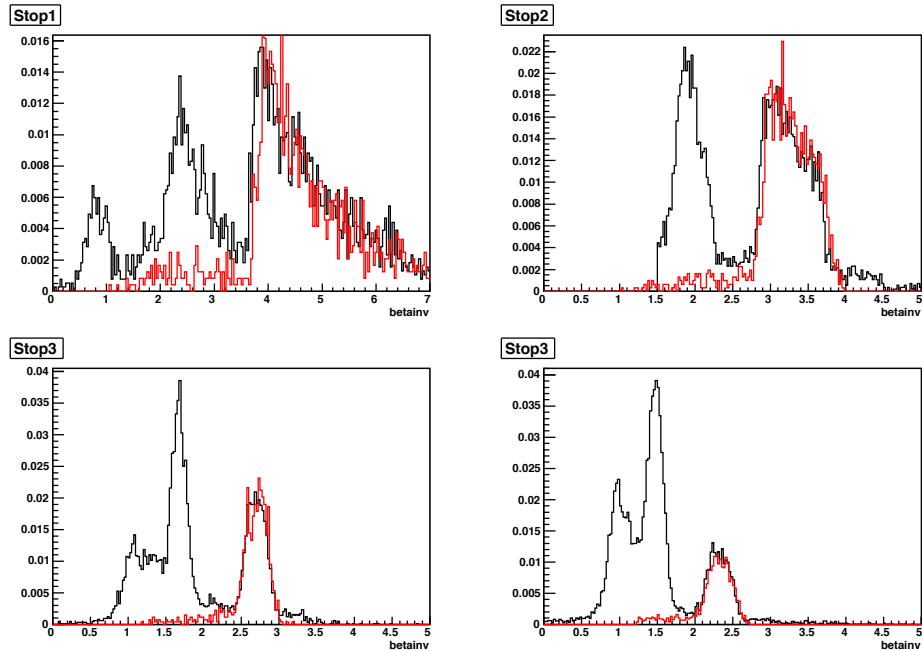


図 5.11: slewing collection を行わなかった場合の各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値とシミュレーション値の比較。条件は図 5.9 と同様である。実験値とシミュレーション値が良い精度で一致していることがわかる。

補正前では良い精度で実験値とシミュレーション値が一致していることがわかる。正しい slewing collection の方法に関しては現在考察中であるが、波高の高いシグナ

ルに対しては Time walk の効果は小さいと考えられるため本研究においては速度の決定に関して補正前の値を使用することにした。

π 中間子に関する考察

π 中間子に関する実験値とシミュレーション値の比較を図 5.12 に示す。実験値を黒で、 π^- , π^+ のシミュレーション値をそれぞれ赤、青で表示している。

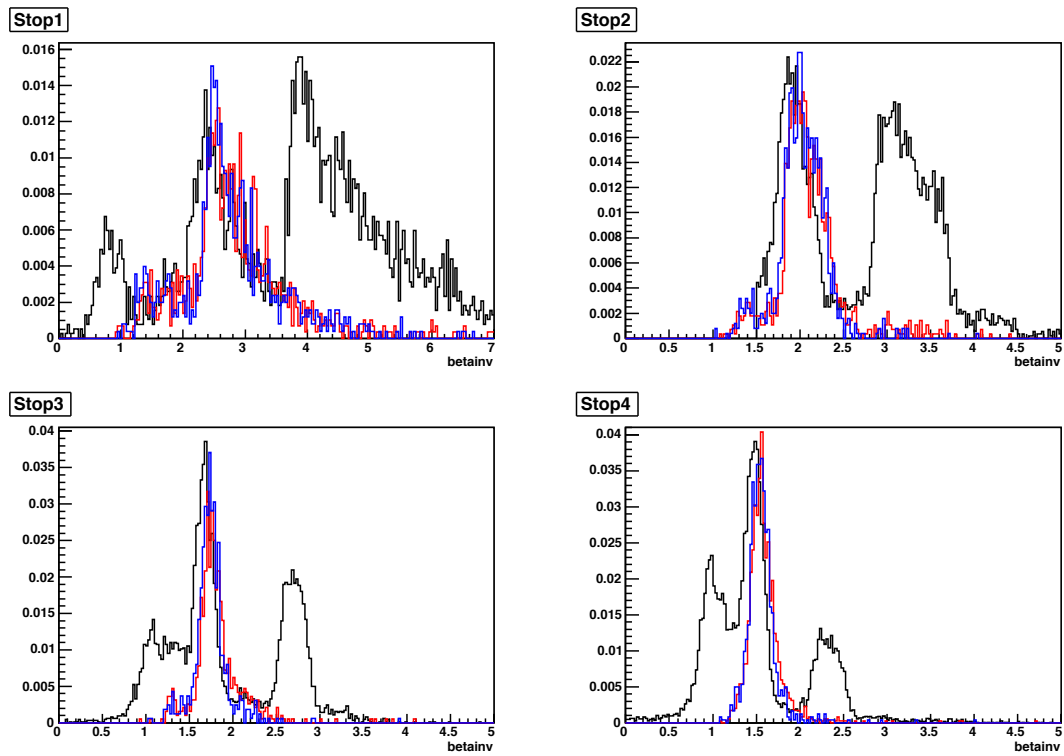


図 5.12: 各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値とシミュレーション値の比較。条件は図 5.9 と同様である。実験値を黒、 π^- , π^+ のシミュレーション値をそれぞれ赤、青で示している。

実験値の方がやや $1/\beta$ が小さい方向 (速度が速い方向) にずれている。これは μ 粒子による寄与であると考えられる。実験値と μ 粒子におけるシミュレーション値の比較は以下になる。

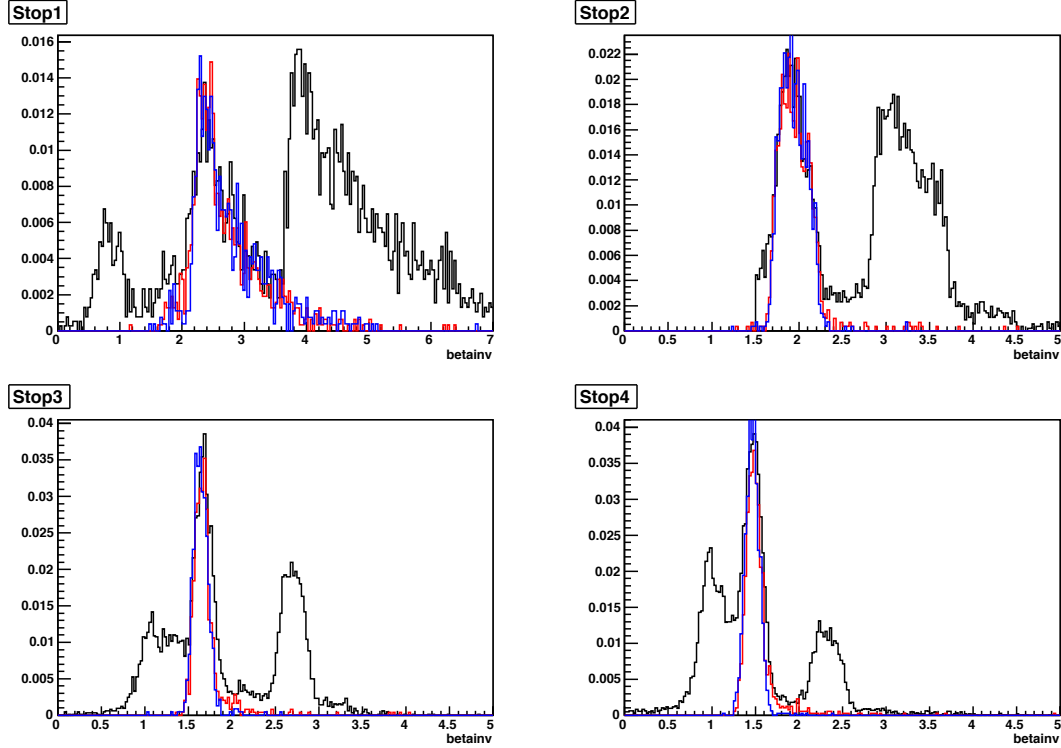


図 5.13: 各層での Stop 条件における $1/\beta$ の実験値とシミュレーション値の比較。条件は図 5.9 と同様である。実験値を黒、 μ^- , μ^+ のシミュレーション値をそれぞれ赤、青で示している。

尚、上記のようにシミュレーションには Geant4 を用いており π^- , π^+ の崩壊の項は物理過程に入っている。また、粒子の発生点は実際の実験における標的の距離を再現してあるため、飛行中に π 中間子が μ 粒子に崩壊したものを見落としているとは考えづらい。尚、ビームに μ が混じっているためその散乱や標的外からの寄与もあるため π 中間子と μ 粒子の比を見積もるのは困難である。しかし、上記のシミュレーションとの比較から陽子よりも速いところにある構造は π 中間子もしくは μ 粒子によるものであると理解することができる。

5.2.3 組み合わせた情報を用いた解析

5.1 章と同様に飛程と速度及び PID 関数を組み合わせて粒子識別を行う。各 Stop 条件に於ける PID と $1/\beta$ を図 5.14 に示す。

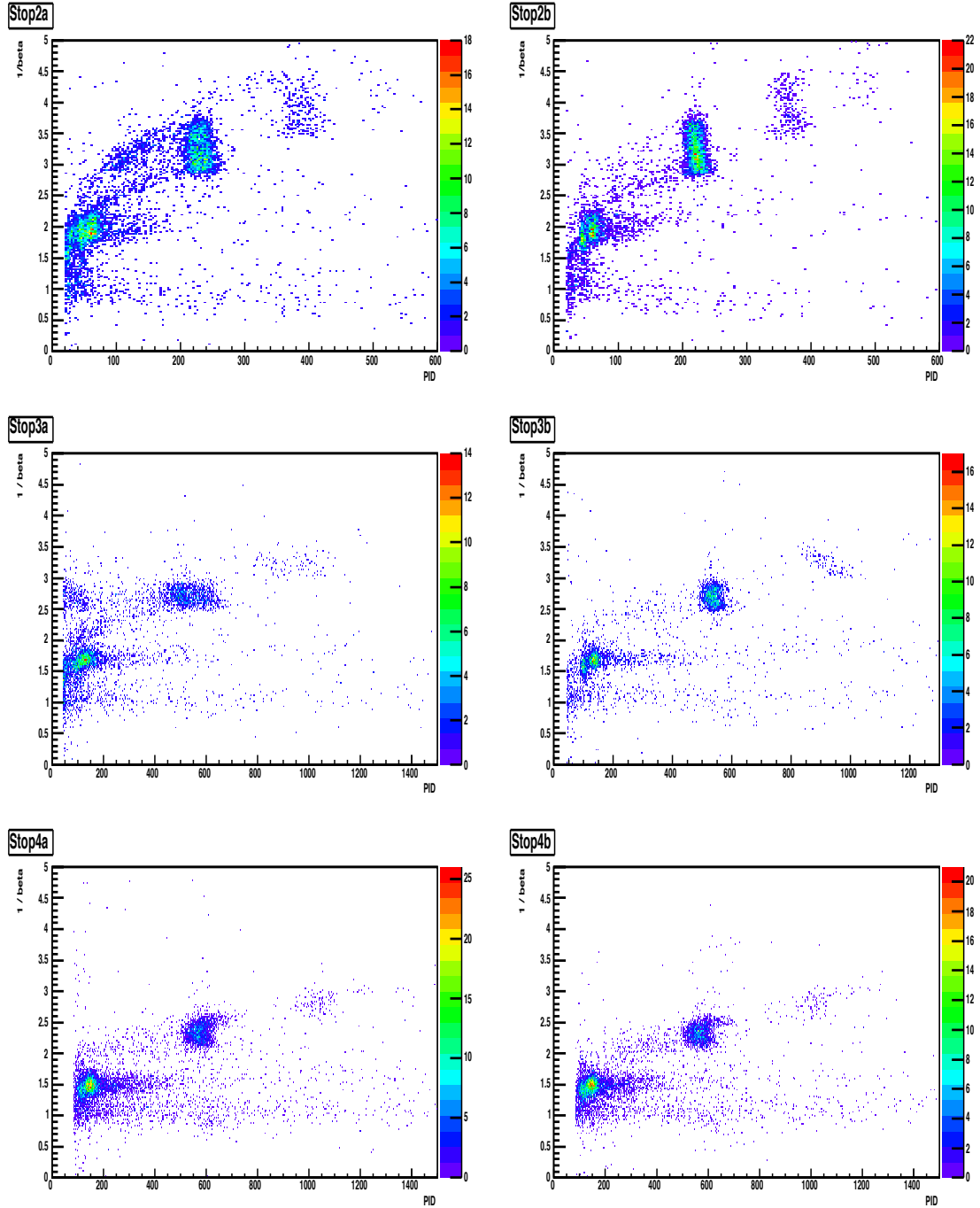


図 5.14: 各層での Stop 条件における PID と $1/\beta$ の相関図。それぞれの Stop 条件は (上) Stop2, (中) Stop3, (下) Stop4 であり、(左) が R_{1a} を通過したもの、(右) が R_{1a} を通過したものである。

速度及びPID関数の相関を Stop3 で R_{1b} を通過したイベント（図 5.14 右中図と同じ）を用いて説明する。

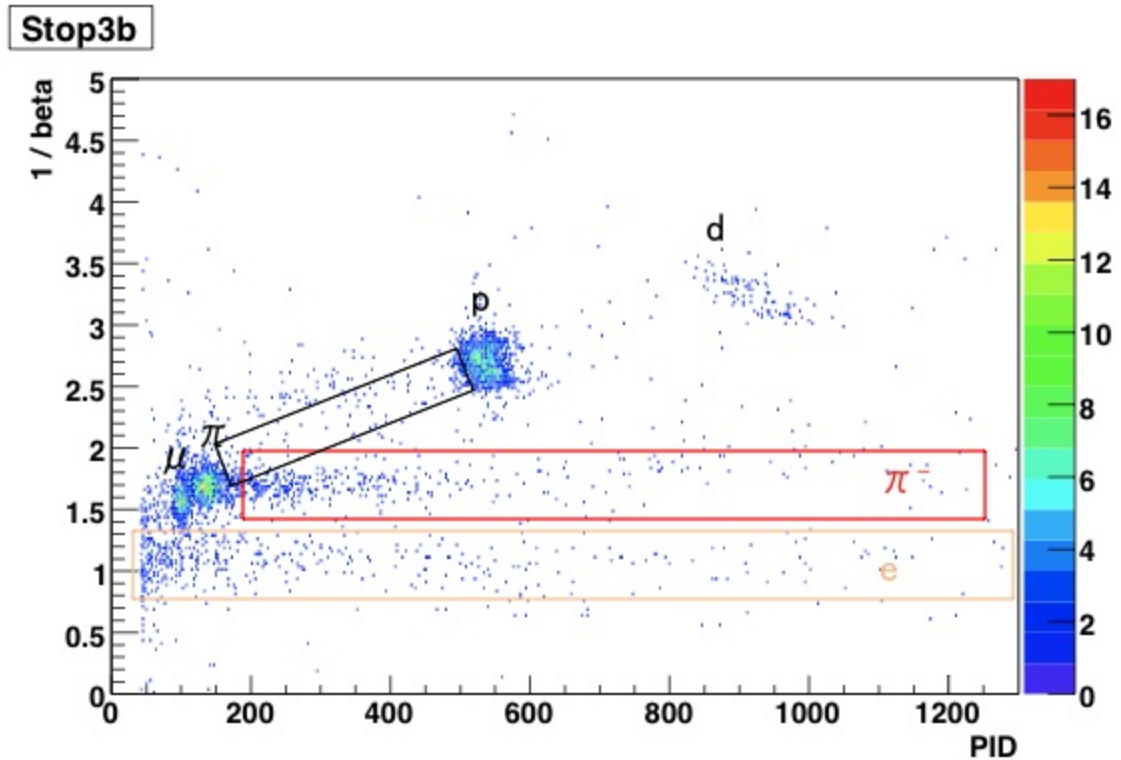


図 5.15: Stop3 で R_{1b} を通過したイベント。図中に各構造がどの粒子によるものか示している。

図中に記述しているように構造を持っている箇所はPIDの値が小さい方から μ, π , 陽子である。また、重水素と思われる構造も観測されている。赤の四角で示している箇所は 4.1.2 節でも言及している π^- の原子核吸収由来の構造である。肌色に示す速度が光速に近いものの構造は電子, 陽電子による構造である。また、図 5.14 の上段 (Stop2) で顕著に見えている π から陽子にのびている構造 (黒で囲んでいる箇所) は陽子の reaction loss による効果である。その検証のために Stop2 で R_{1a} を通過したイベント (図 5.14 の右上) と Stop3 のイベントを同時に表す (図 5.16)。図中に赤点で示しているものが Stop3 のイベントである。これと図 5.16 との比較から黒で囲んでいる箇所は陽子のすり抜けのイベントであると確認できる。

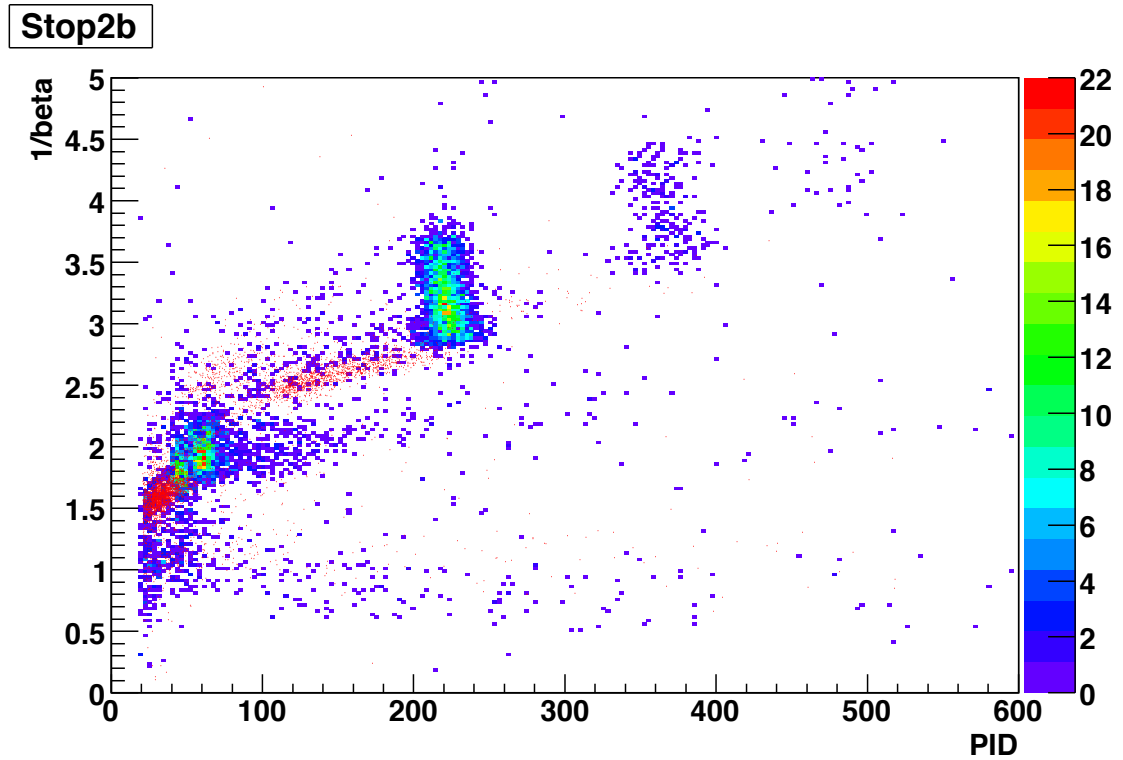


図 5.16: 陽子のすり抜けの構造の検証図。図中の赤に Stop3 のイベントを同時に記載している。

Cut 条件の考察

PID 関数値の Cut 条件決定の為に表 5.2 に示す値で陽子を選ぶような $1/\beta$ で Cut をかける。

表 5.2: PID 関数の Cut 条件決定に使用する $1/\beta$ 値

Stop 条件	通過した層	$1/\beta$ 値
2	R_{1a}	2.7 ~ 4.0
2	R_{1b}	2.7 ~ 4.0
3	R_{1a}	2.4 ~ 3.1
3	R_{1b}	2.4 ~ 3.1
4	R_{1a}	2.0 ~ 2.7
4	R_{1b}	2.0 ~ 2.7

$1/\beta$ での Cut 後の PID 値を Gauss 関数を用いてフィットする (図 5.17)。フィット結果を表 5.3 にまとめる。

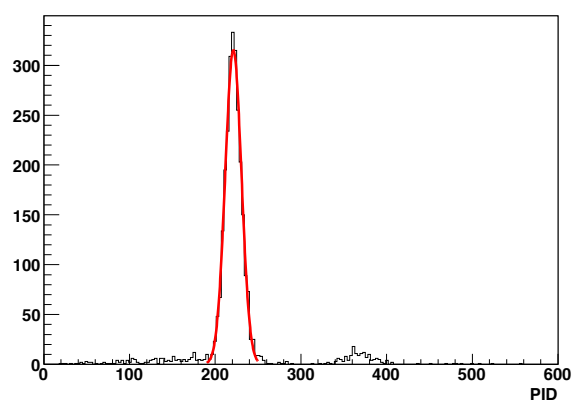


図 5.17: R_{2b} で停止した陽子のイベントにおける Gauss 関数による PID 関数のフィット。

表 5.3: PID の Gauss 関数によるフィット値

Stop 条件	通過した層	Mean	σ
2	R_{1a}	230 ± 0.3	13.6 ± 0.3
2	R_{1b}	221 ± 0.2	9.5 ± 0.2
3	R_{1a}	527 ± 2.5	64 ± 2.5
3	R_{1b}	535 ± 0.5	20 ± 0.4
4	/	571 ± 0.5	31 ± 0.4

表 5.3 に示した中心値 $\pm 2\sigma$ の値を陽子のイベントとして Cut をかけたときの $1/\beta$ の値を上限と下限を片側 Gauss 関数でフィットする (図 5.18)。

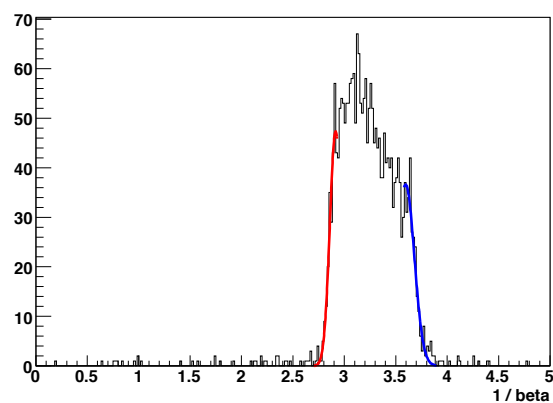


図 5.18: R_{2b} で停止した陽子のイベントにおける $1/\beta$ に対するフィット結果。上限と下限の片側を Gauss 関数でフィットしている。

フィット結果を表 5.4 にまとめる。

表 5.4: $1/\beta$ の Gauss 関数によるフィット結果

Stop 条件	通過した層	Mean(下限)	σ (下限)	Mean (上限)	σ (上限)
2	R_{1a}	2.96 ± 0.01	0.070 ± 0.007	3.56 ± 0.02	0.070 ± 0.010
2	R_{1b}	2.92 ± 0.01	0.056 ± 0.006	3.60 ± 0.03	0.056 ± 0.019
3	R_{1a}	2.66 ± 0.02	0.091 ± 0.011	2.76 ± 0.02	0.091 ± 0.009
3	R_{1b}	2.63 ± 0.02	0.077 ± 0.008	2.78 ± 0.01	0.077 ± 0.008
4	R_{1a}	2.27 ± 0.02	0.089 ± 0.008	2.40 ± 0.01	0.089 ± 0.005
4	R_{1b}	2.25 ± 0.02	0.083 ± 0.009	2.39 ± 0.01	0.083 ± 0.008

表 5.3, 5.4 の値を基準に粒子識別の Cut 条件を決定する。

5.3 粒子識別能力の評価

本論文では陽子と判定した中に含まれている陽子以外の粒子（バックグラウンド）の比である混入率を粒子識別の指標として評価を行う。

5.3.1 混入率の決定

本論文では図 5.19 の緑線で記載しているように表 5.3, 5.4 中の値の $\text{Mean} \pm 3\sigma$ を陽子のシグナル領域と定義して評価を行う。混入率は陽子のシグナル領域に含まれているバックグラウンドの混入の割合である。本研究では陽子のシグナル領域に含まれるバックグラウンドは一定であると仮定し、図 5.19 中の赤の領域のイベント数から一定なバックグラウンドを見積もることで、混入率を決定する。ここで、バックグラウンドの見積もりとして陽子のシグナル領域より $1/\beta$ が小さい領域を使用せず大きい領域のみを選んでるのは図 5.15 から陽子のシグナル領域よりも $1/\beta$ が小さい領域には π^- 吸収の成分が見えているため、この領域は一定なバックグラウンドとしては不適當であると考えられるからである。

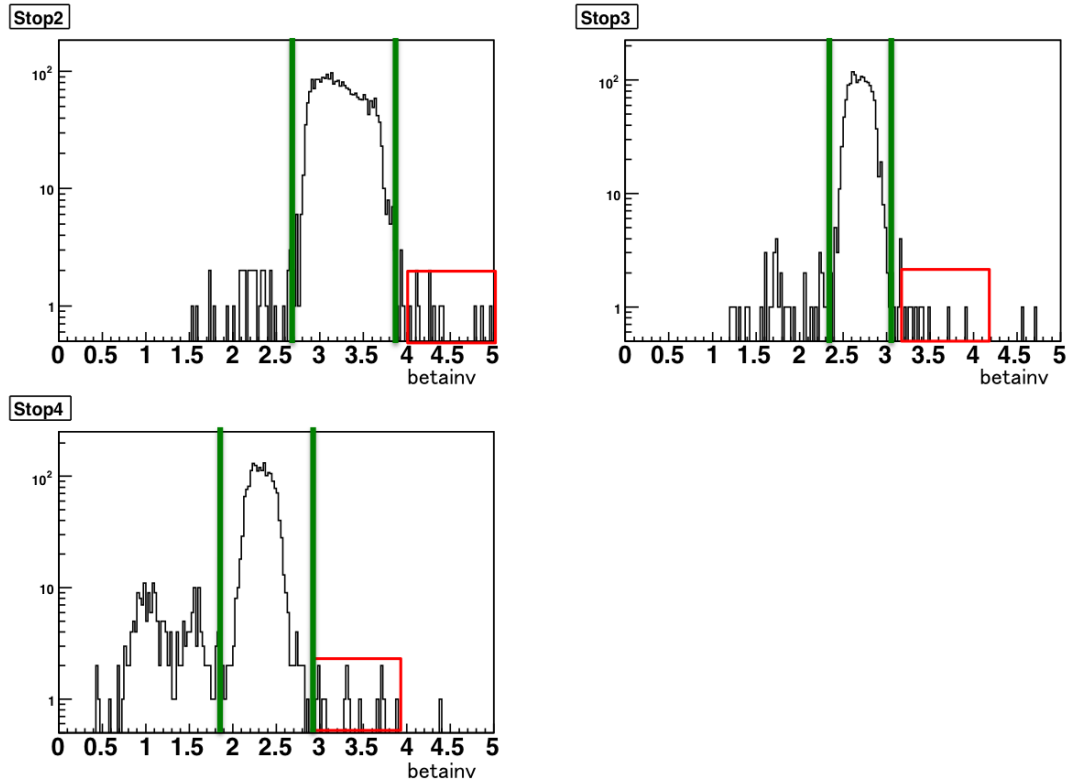


図 5.19: 混入率の決定法。(左上図) Stop2, (右上図) Stop3, (左下図) Stop4 のイベントである。

5.4 結果と考察

飛程と速度だけの情報を用いて解析を行った場合に比べて、飛程と速度とPIDを組み合わせて解析を行うことで粒子識別能力が向上したことが確認できた（図 5.20）。

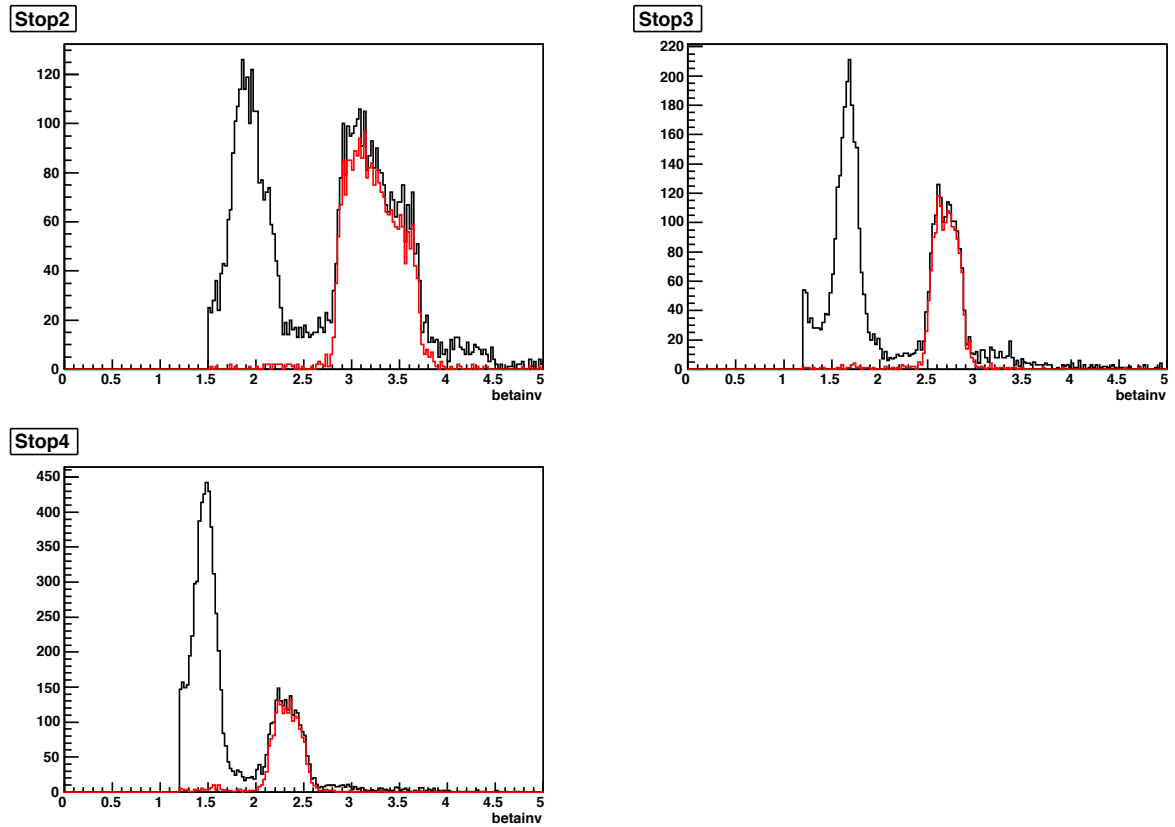


図 5.20: PID による Cut をかける前後での各 Stop 条件における $1/\beta$ 。それぞれ（左上図）Stop2,（右上図）Stop3,（左下）Stop4。PID の条件をかけていないときを黒線で、PID を表 5.4 の値に対して $\text{Mean} \pm 3\sigma$ の条件でかけているときを赤線で記述している。

飛程と速度とPIDによる解析による混入率を表 5.5 にまとめる。なお、このときの Cut 条件は表 5.3, 5.4 の値に対して $\text{Mean} \pm 3\sigma$ の条件としている。

表 5.5: 混入率

Stop 条件	通過した層	混入率
2	R_{1a}	1.2 ± 0.24
2	R_{1b}	0.82 ± 0.18
3	R_{1a}	1.1 ± 0.23
3	R_{1b}	0.37 ± 0.12
4	R_{1a}	0.37 ± 0.11
4	R_{1b}	0.60 ± 0.14

このように今回の反応において混入率は約 1% となった。今回の測定においては図 5.20 より π と陽子の比率は約 1:1 である。一方、 K^-pp 束縛状態の束縛エネルギーを FINUDA, DISTO の実験結果を仮定して約 100 MeV、生成断面積を $\Lambda(1405)$ の 10% とすると K^-pp 束縛状態とバックグラウンドとなる準自由反応によるバックグラウンドにおける SN 比は約 1:10 と見積もることができる。よって、簡単には本 E7 実験中における混入率は約 10% と考えることができ、バックグラウンドを抑制する検出器として十分な性能である。また、本検出器においては陽子, 陽子対と陽子, π 中間子対を識別するのを目的としていることと、準自由反応によるバックグラウンドから必ずしも陽子, 荷電 π 中間子が生じる訳ではないため、混入率 10% という値は最も悪い場合を想定した見積もりである。

第6章 結論

我々は J-PARC にて、K 中間子原子核の探索実験 (E27 実験) を行う予定である。E27 実験では液体重水素標的に対して (π^+, K^+) 反応を調べることで K^-pp の質量と崩壊幅を missing-mass 法から求め、 K^-pp 束縛状態の存否の検証を行う。この反応においては K^-pp の生成断面積が非常に小さいと考えられるため inclusive な測定では準自由過程のバックグラウンドに埋もれて K^-pp の信号を観測するのは困難である。そこで、 K^-pp の非中間子崩壊で生じる二つの陽子は $250 \text{ MeV}/c$ 以上の高運動量になるが、バックグラウンドとなる準自由課程の反応で生成される陽子のうち一つは傍観粒子とみなせるためフェルミ運動量程度の運動量しか持ちえない性質に着目し、標的の周囲に高運動陽子を検出するための飛程検出器を設置する。

バックグラウンドの過程では二つの高運動陽子が放出されない代わりに陽子と荷電 π 中間子を放出するため π 中間子と陽子を識別する必要がある。飛程検出器を用いて粒子識別を行う際には、 π 中間子が π^- の原子核吸収や飛行中での μ 粒子への崩壊などの振る舞いに考察する必要がある。本研究ではシミュレーションにより飛程検出器の設計を行い、入射粒子の飛程、速度、エネルギー、エネルギー損失をそれぞれ測定し組み合わせて解析を行うことで粒子識別を行う手法を確立した。

また実機を二台製作し 2010 年度 J-PARC K1.8 ビームラインにおいて陽子識別の性能評価を行うためのテスト実験を行った。この結果、飛程、エネルギーとエネルギー損失から定義される PID 関数、速度を組み合わせて解析することで十分な粒子識別性能を持つことを確認した。

今後は上記のテスト実験の解析をさらに進め、ビームラインスペクトロメータと SKS スペクトロメータの情報から反応点を選んだ上で、ビームライン上のホドスコープ (BH2) をスタートカウンターとして飛行時間を求める予定である。これは実際の E27 本実験での解析手法であり、反応点の位置分解能が粒子識別能力に与える影響を評価する必要がある。また、2011 年春までに本実験に必要な残りの四台を製作し標的周りにインストールした上で E27 本実験に備える予定である。

謝辞

この修士論文を製作するにあたって多くの人々にお世話になりました。

私の指導教官である永江知文教授は私をストレンジネス核物理という興味深いテーマへ導いて下さり、まさにデータ収集を開始しようとしている J-PARC E27 実験に必須の飛程検出器の開発という修士論文のテーマを与えて下さいました。実験屋として何の知識もない修士 1 回生の段階から J-PARC という新しい加速器施設でビームを使用した実験を修士の 2 年間に 3 回も実験をする機会を与えていただき、非常に多くの貴重な経験を積ませていただきました。藤岡宏之助教には本修士論文を書くにあたり、かなりの面倒を見てもらいました。休日や深夜に関わらず素早く返信をして頂き、不勉強な私に対して一つ一つ丁寧にご指導して頂きました。特に提出間際には何度も添削をしていただきました。この実験から論文執筆までの経験は私の宝です。川畑貴裕准教授からは時折アドバイスを頂きました。特に、修士論文執筆の際には大変貴重な意見をしていただきました。また、持ち前の明るい性格で落ち込んでいた私を元気づけてくれました。村上哲也助教からは実験手法から見じかな面倒までみていただきました。実験物理学者としての鋭い指摘は本当に助けられました。新山雅之助教は同室ということもあり、たくさんの助言をいただきました。新山助教の冷静な意見はとても貴重で、特に初めての物理学会での発表が滞りなく行うことができたのは新山助教の協力があったからこそでした。常見俊直博士には同志社高校への出前授業の際にお世話になりました。アウトリーチ活動の重要性を教えてくださいました。

研究室の先輩である時安敦史さんには、何から何まで本当にお世話になりました。実験の準備から解析手法や論文執筆のノウハウまで、実験物理学者として必要なことの基礎を全て教えていただきました。時安さんの存在は常に私の目標であり、いつか肩を並べられるようにこれからも努力したいと思っています。同じく先輩の森津学さんには同じ E27 実験のコラボレータとして、シンチの接着という地味な作業の手伝いから物理の議論まで色々と相談に乗ってもらいました。足立智さん、杉村仁志さんには K1.8 ビームラインの先輩としてお世話になりました。大樂誠司さんには同室というのもあり解析に困ったときに面倒を見てもらいました。唐津謙一さん、中村克朗さんには BNL に行ったときにお世話になりました。平岩聡彦さん、佐田優太さんとは K 中間子原子核のことを議論させていただきました。酒向正己さんには同じく飛程検出器の開発を行ったということもあり大変お世話になりました。酒向さんの修士論文はとても参考になりました。同回の今城想平君、鮫島玲君とは日常の雑談から研究室行事を行ったりと多くのことを協力して行い、いい刺激をもらいました。特に今城君の編集技術には驚かされました。後輩の石黒洋輔君、冨田夏希さん、野沢勇樹君、横田直樹君には実験準備を手伝ってもらったり、研究室のことまで助けてもらいました。

また、K1.8 ビームラインで実験を行うグループの高エネルギー加速器研究機構の高橋俊行准教授、成木恵助教、日本原子力研究機構の今井憲一教授、木内隆太博士、大阪大学の阪口篤志准教授、ソウル大学の谷田聖准教授、東北大学の田村裕和教授、小池小池武志助教、三輪浩司助教、鶴飼美冬博士、白鳥昂太郎さん、細見健二さん、山本剛史さん、本田良太郎君、八木一也君、米本慶央君、奈良女子大学の岩崎るりさん、大阪大学の吉田幸太郎さん、石橋直哉君とは J-PARC で多くの実験を行わせていただきました。皆さんから多くのことを学ばさせていただきました。ありがとうございました。また、ここには書ききれなかったその他多くの方々の助力に感謝いたします。

最後に、いつも陰ながら支えてくれた父と母に感謝します。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] A. Doté, H. Horiuchi, Y. Akaishi, and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **70**, 044313 (2004).
- [2] R. H. Dalitz and S. F. Tuan, Ann. Phys. (N.Y) **10**, 307 (1960).
- [3] J. H. W. Wyld, Phys. Rev. **155**, 1649 (1967) .
- [4] Y. Nogami, Phys. Lett. **7**, 288 (1963).
- [5] R. H. Dalitz and S. F. Tuan, Ann. Phys. **8** 100 (1959).; **10** 307(1960) , Phys. Rev. Letters **2** 425 (1959).;
- [6] M. Iwasaki *et al.*, PRL **78**, 3067 (1997).
- [7] S. Wycheh, Nucl. Phys. A **450**, 399c(1986).
- [8] Y. Akaishi, T. Yamazaki, Phys. Rev. C **65** 044005(2002) .
- [9] A. D. Martin, Nucl. Phys. B **179**, 33 (1981).
- [10] T. M. Itoh *et al.* Phys.Rev. C **58**, 2366(1998).
- [11] Y. Akaishi, T. Yamazaki, Phys. Lett. B **535** 70(2002).
- [12] A. N. Ivanov, P. Kienle, J. Marton, E. Widmann., arXiv:0512037v2[nucl-th] (2006).
- [13] N. V. Shevchenko, A. Gal, J. Mares and J. Revai., Phys. Rev. C **76**, 044004 (2007).
- [14] Y. Ikeda and T. Sato, Phys. Rev. C **76**, 035203 (2007).
- [15] S. Wyceh and A. M. Green., Phys. Rev. C **80**, 045207 (2009).
- [16] T. Suzuki *et al* Phys. Lett. B **597**, 263-269 (2004).
- [17] M. Iwasaki *et al.*, Archive nucl-ex/0310018.
- [18] M. Sato *et al.*, Phys. Lett. B **659**, 107 (2007).
- [19] H. Yim *et al.*, Phys. Lett. B **688**, 43 (2010).
- [20] A. Ramos, V. K. Magas, E. Oset, H. Toki Nuclear Physics A **804** 219230(2008).

- [21] M. Agnello *et al.*, [FINUDA Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** 212303 (2005).
- [22] T. Yamazaki *et al.*, Phys.Rev. Letters **104**, 132502(2002)
- [23] FOPI Collaboration, Experimental proposal to GSI.
- [24] AMADEUS Collaboration, Letter of Intent (2006).
- [25] M. Iwasaki, T. Nagae *et al.*, J-PARC E15 proposal.
http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p15-Iwasaki.pdf
- [26] T. Nagae *et al.*, J-PARC E27 proposal.
http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0907/pdf/Nagae.pdf
- [27] Y. Akaishi, T. Yazaki, Phys. Rev. C **76** 045201 (2007).
- [28] O. Morimatsu and K. Yamazaki, Nucl.Phys.A **435** 725(1985).
- [29] D. W. Thomas *et al.*, Nucl. Phys. B **253** 727(1985).
- [30] K. Miwa *et al.* Phys. Rev. C **77** 045203 (2008).
- [31] W. R. Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*", Chap.7.
- [32] <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
- [33] Glenn F. Knoll, "放射線計測ハンドブック 第3版", 日刊工業新聞社 (2001).
- [34] Physics Letters B **667**/1-5 285 (2008).
- [35] 清水 清考 日本物理学会誌 36(7), 525-528, 1981-07-05.
- [36] M. Sako (Master Thesis, Kyoto, 2010).