

修士論文

$^{115}\text{In}(^{28}\text{Si}, \pi^{\pm})X$ 反応の入射エネルギー依存性



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
酒向 正己

平成 22 年 4 月 5 日

概要

原子核で構成された物質 (核物質) の熱力学的性質を表す、状態方程式 (EOS) を研究テーマとしている。この EOS の中でも核物質の平均エネルギー $E(\rho, \delta)$ に注目しており、経験則的に

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + E_{\text{sym}}(\rho)\delta^2 \quad (1)$$

と表される事が知られている。ここで、 ρ は核物質の密度であり、 δ は陽子・中性子密度 (各々 ρ_p 、 ρ_n) の偏りを示すアイソスピン非対称度 $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ である。(1) 式のアイソスピンに依存しない $E(\rho, 0)$ は、広い密度領域で理解が進んでいる。核子飽和密度 $\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 付近ではアイソスカラー巨大単、双極子共鳴の強度分布の測定結果から、そして高密度領域 ($2\rho_0 < \rho < 5\rho_0$) では collective flow、閾値以下での K 中間子生成の測定結果から制限されている [1]。そして対称エネルギーと呼ばれる $E_{\text{sym}}(\rho)$ については、 $\rho = \rho_0$ 付近では低エネルギー重イオン衝突からの放出核を測定する事で精度良く決定された [2] が、高密度領域での実験は進んでいない。この対称エネルギーを詳しく理解する事で、不安定核領域の原子核研究が進展するだけでなく、未だその基本的性質 (半径と質量の関係等) さえ分かっていない中性子星の研究にも大きな貢献を果たすと期待されている。

この問題に対し Bao-An Li は原子核反応のための輸送方程式を解く際に平均場の導入方法の違いにより (図 a)、重イオン衝突から生じる π^+ と π^- の生成比が異なるという計算結果を示している。図 b に示す様に、 π^-/π^+ のエネルギー依存性を調べる事が $E_{\text{sym}}(\rho)$ の決定に大きな寄与を与えると考えられる [3]。この計算結果を受け、我々は 2009 年 7, 10, 11 月に放射線医学総合研究所の HIMAC にて、ビームエネルギー 400, 600, 800 MeV/nucleon の ^{28}Si ビームを ^{115}In に照射し、そこから生成された π^+ の測定をビーム軸に対し、30, 45, 60, 75, 90, 120 度で行った。昨年度に広いエネルギーレンジ (15~100MeV) の π^+ を同時に測定できる検出器として、シンチレータを多層に重ねたパイオンレンジカウンタを開発し [4]、本実験では、更に低エネルギー π^+ の精度を上げる改良を加えた後使用した。この検出器の π^+ 検出原理は、シンチレータ内で静止した π^+ が μ^+ に崩壊する事を利用して π^+ を同定し、この π^+ のエネルギー損失情報により π^- を間接的に算出するというものである。また、 π^\pm の算出にはシミュレーションソフト Geant4 の結果を参考に行っている。本論文では、 π^+ の角分布のビームエネルギー依存性と、 π^-/π^+ のビームエネルギー依存性を報告する。

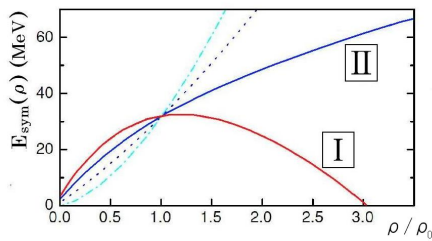


図 a: density dependence of $E_{\text{sym}}(\rho)$

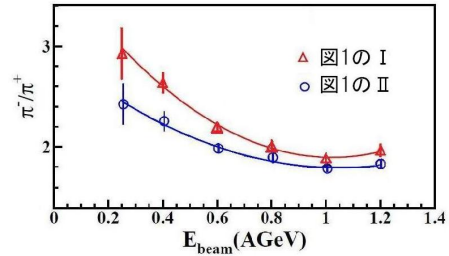


図 b: beam energy dependence of π^-/π^+ from Au+Au reaction

目次

第 1 章 Introduction	1
1.1 状態方程式と対称エネルギー	1
1.2 これまでの EOS の研究	1
1.3 対称エネルギー研究の現状	2
1.4 fireball 模型	5
1.5 BEVALAC での実験	5
1.6 本研究の目的	7
1.7 実験状況	7
第 2 章 実験概要	8
2.1 実験施設	8
2.2 HIMAC での実験状況	9
2.3 検出器：パイオンレンジカウンタ	10
2.3.1 粒子識別原理と特徴	10
2.3.2 検出器の構成	11
2.3.3 検出器の配置	12
2.4 Multiplicity Array	14
2.5 イオンチェンバー	15
2.6 回路とデータ収集システム	16
2.6.1 クリッピングによる信号の成形	16
2.6.2 回路	18
2.6.3 データ収集システム	22
第 3 章 解析	23
3.1 検出器の較正	23
3.1.1 pedestal	23
3.1.2 宇宙線によるエネルギー較正	24
3.1.3 ビームによるエネルギー較正	25
3.1.4 Range 計算 (SRIM) との比較	28
3.1.5 時間 Gate:Slewing Correction	31
3.2 粒子識別：PID	33
3.3 π^+ の同定	35
3.3.1 π^+ 同定の条件	35
3.3.2 π^+ の収量の較正	44
3.3.3 π^+ の微分断面積	45
3.4 π^\pm の同定	48
3.4.1 π^\pm 同定の条件	48
3.4.2 π^\pm の収量比	64

3.4.3	Multiplicity で条件を入れた π^+ の微分断面積	67
第 4 章	考察	71
4.1	π^+ 微分断面積のビームエネルギー依存性について	71
4.1.1	π^+ 微分断面積の絶対値	71
4.1.2	Lorentz-invariant cross section	72
4.2	π^+ 生成微分断面積の多重度依存性	76
4.3	π^-/π^+ のエネルギー依存性について	77
第 5 章	結論	79
付録 A	longitudinal rapidity: y	80
付録 B	セットアップ詳細	82
B.1	各シンチレーターに関して	82
付録 C	pid	84

目 次

1.1	$E_{\text{sym}}(\rho)$ のモデル依存性	3
1.2	IBUU04 計算	4
1.3	千葉・中井実験	6
2.1	HIMAC の概略図	8
2.2	実験室の概略図	9
2.3	シンチレータ内でのダブルパルスの発生原理	10
2.4	検出器の配置	13
2.5	検出器の配置 (写真)	14
2.6	マルチプリシテーターの全体図	15
2.7	PMT の出力画像	16
2.8	クリッピングの様子	17
2.9	クリッピング概要	17
2.10	クリッピング後の信号	17
2.11	ケーブルにて信号を鈍らせた後の画像	18
2.12	PMT から NIM 回路までの概要	18
2.13	回路図の概要	20
2.14	FPGA 内部の回路図	20
2.15	フリップフロップ回路の回路図	21
2.16	RS 回路の状態遷移表	21
2.17	pedestal と信号	22
3.1	pedestal の fit	24
3.2	Cosmic Run 用のカウンターの配置	24
3.3	静止イベントの 2 次元相関図	26
3.4	二次元相関図の説明	26
3.5	静止条件の概念図	27
3.6	エネルギー較正用の ch の決定	28
3.7	30mm シンチレータでの陽子のエネルギー損失	29
3.8	ADC6 のエネルギー較正	29
3.9	閾値を超えるタイミング (概略図)	31
3.10	Slewing Correction	32
3.11	TDC の Fit	33
3.12	PID 関数	34
3.13	π^+ 同定のためのヒストグラム	36
3.14	decay curve (Fit)	37
3.15	TDC2-TDC1	38
3.16	リングングの効果	39

3.17 リンギングの発生原理 (概略図)	40
3.18 リンギングの時間	41
3.19 π^+ 分布の時間依存性の確認	41
3.20 π^+ 分布の時間依存性の確認 (11 月)	42
3.21 ADC 2次元相関図	43
3.22 π^+ 分布の時間依存性の確認 (2008 年度)	43
3.23 補正項	45
3.24 微分断面積	47
3.25 geant によるエネルギー損失	49
3.26 geant による pid	50
3.27 ΔE Fit	52
3.28 S_6 静止の ΔE 条件、その 1	54
3.29 S_6 静止の ADC 2次元相関図、その 1	55
3.30 バックグラウンドの正体	57
3.31 バックグラウンド射影	59
3.32 [バックグラウンド除去	59
3.33 S_6 静止の ΔE 条件、その 2	60
3.34 S_6 静止の ADC 2次元相関図、その 2	61
3.35 S_6 静止の ΔE 条件、その 3	62
3.36 S_6 の PID	63
3.37 π^-/π^+ 比	66
3.38 衝突の仕方	67
3.39 multiplicity 度	68
3.40 微分断面積 (多重度: 大)	69
3.41 微分断面積 (多重度: 小)	70
4.1 ローレンツ不変微分断面積	74
4.2 ローレンツ不変微分断面積の等高線図	75
4.3 ローレンツ不変微分断面積の等高線図 (多重度カットあり)	76
4.4 π^-/π^+ 比の π 運動量依存性	77
A.1 rapidity vs P_T/m_π プロット	81
C.1 S_{i-1} 、 S_i でエネルギーを落とす様子	84

表 目 次

2.1	実験状況	9
2.2	各シンチレーターの厚さと大きさ (昨年度版)	11
2.3	各シンチレーターの厚さと大きさ (今年度版)	12
2.4	Ion Chamber の較正值	15
2.5	LeCroy 2249W のスペック	21
2.6	AMT-VME のスペック	22
3.1	宇宙線測定による、各シンチレーターの ADC の ch 数とエネルギーの対応表	25
3.2	ADC6 での各粒子の最大エネルギー損失 (ch)	28
3.3	ADC6 の ch とエネルギーの対応関係	29
3.4	ADC2～ADC12 の calibration 結果 (7 月実験)	30
3.5	ADC2～ADC12 の calibration 結果 (10 月実験)	30
3.6	ADC2～ADC12 の calibration 結果 (11 月実験)	31
3.7	ΔE Gate による π^+ の生存率	53
3.8	π^-/π^+ 比とその誤差 (7 月実験)	65
3.9	π^-/π^+ 比とその誤差 (10 月実験)	65
3.10	π^-/π^+ 比とその誤差 (11 月実験)	65
4.1	π^+ 微分断面積の角度毎の平均値 (単位は $\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)	72
4.2	$^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$ 反応からの π^+ 微分断面積の角度毎の平均値 (単位は $\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)	72
4.3	$^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ 反応からの π^+ 微分断面積の角度毎の平均値 (単位は $\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)	72
B.1	各シンチレーターの情報詳細	82
B.2	各シンチレーターの HV 値 (V)	83
B.3	クリッピング用ケーブル長 (nsec), 抵抗 (Ω)	83

第1章 Introduction

1.1 状態方程式と対称エネルギー

我々は、原子核で構成された物質 (核物質と呼ぶ) の熱力学的性質を表わす、状態方程式 (Equation of State : EOS) を研究テーマとして取り組んでいる。EOS とは、内部エネルギー、圧力、温度、密度、そしてアイソスピン非対称パラメータ δ 等で記述する事で物質の内部状態を記述する方程式であり、この EOS の中で特に、核物質の平均エネルギー $E(\rho, \delta)$ に注目しており、経験則として、

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, \delta = 0) + E_{\text{sym}}(\rho)\delta^2 \quad (1.1)$$

と表される [3]。ここで、 ρ は核物質の密度であり、陽子・中性子密度 (各々 ρ_p, ρ_n) の和として、 $\rho = \rho_p + \rho_n$ であり、 δ はアイソスピン非対称度を表わす変数で、 $\delta \equiv (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ と定義されている。また、式 1.1 の $E(\rho, \delta = 0)$ は、アイソスピン非対称度 0、つまり陽子・中性子数が同じ核物質での平均エネルギーを表わしており、 $E_{\text{sym}}(\rho)$ は対称エネルギー (symmetry energy) と呼ばれており、核物質のアイソスピン非対称度に強く寄与する項となっている。

そして、 $E_{\text{sym}}(\rho)$ は通常の密度領域において、密度が ρ_0 の 2 次の関数として展開でき、

$$E_{\text{sym}}(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho_0) + \frac{L}{3} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{\text{sym}}}{18} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \quad (1.2)$$

ここで、 L と K_{sym} は、

$$L = 3\rho_0 \frac{\partial E_{\text{sym}}(\rho)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}, \quad K_{\text{sym}} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 E_{\text{sym}}(\rho)}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} \quad (1.3)$$

という関係を持っている [5]。 L は重い原子核の中性子スキン厚に比例する量である [6]。また、原子核飽和密度 $\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ において、 $\delta = 0$ 付近での非対称原子核の isobaric な非圧縮率は、対称な原子核の非圧縮率 K_0 と、 δ の 2 乗で展開でき [7]、

$$K(\delta) = K_0 + K_{\text{asy}}\delta^2 \quad (1.4)$$

と書け、 K_{asy} と L の間には

$$K_{\text{asy}} \approx K_{\text{sym}} - 6L \quad (1.5)$$

という関係が成り立つ [8]。

1.2 これまでの EOS の研究

式 1.1 の $E(\rho, \delta = 0)$ については、広い密度領域にて理解が進んでおり、飽和密度 $\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ では、アイソスカラー巨大単極子・双極子共鳴の強度分布の測定 [9] より、非圧縮率 $K_0 = 231 \pm 5 \text{ MeV}$ と決定されている。また、高密度領域 $2\rho_0 < \rho < 5\rho_0$ では、原子核-原子核衝突からの collective flow の測定 [1] や閾値以下での K 中間子生成により [10]、 K_0 が $210 \sim 300 \text{ MeV}$ であるという制限を加える事に成功している。

理論研究を見てみると、アイソスピン非対称原子核に対する EOS の理論的研究は 1960 年代後半に Brueckner et al. によって始まり [11]、それ以降様々な有効核力を用いて多体系問題を解くことで理論的予想がなされてきたが、原子核-原子核相互作用のアイソスピン依存に対する理解が進んでいない事と、多体系問題特有の困難さからアイソスピン非対称核物質の理論的な EOS 予想は、モデル間の一致をみない。

一方、実験的研究においては、重イオン反応がアイソスピン非対称核物質の EOS の研究を可能とする。この研究は過去 10 年間で、非常に発展しており、特にミシガン州立大学 NSCL での Sn+Sn 実験では、低密度領域 $\rho < \rho_0$ において、対称エネルギーは $E_{\text{sym}}(\rho) \approx 3.16 \times (\rho/\rho_0)^{1.05}$ と表せる事、そして L に対して、 85 ± 25 MeV という制限を加える事に成功している。そして、RCNP では、400 AMeV の α 粒子の非弾性散乱を使って、Sn のアイソトープにおける巨大単極子共鳴の精密測定を行う事で、 $K_{\text{asym}} = -550 \pm 100$ MeV という制限を加えた [12]。また、 $\rho = \rho_0$ では、経験則的な liquid-drop mass formula から対称エネルギーは 30 MeV くらいになると決まっている [13]。

しかし、対称エネルギーを決定するには、高密度領域 $\rho > \rho_0$ での振る舞いを調べなければならない事が分かっているが (1.3)、今のところ、実験結果は GSI の FOPI グループのもの ([14]) のみしか存在せず、研究が進展していない [15]、[16]。

1.3 対称エネルギー研究の現状

これまで見てきたように、アイソスピン非対称な核物質の EOS、その中でも特に対称エネルギーの密度依存性を研究する為には、中性子の多い核を使った重イオン反応が有利である。この反応のメカニズムを理解するために、アイソスピン依存量を露わに含んだ輸送モデルが必要であり、過去 20 年間大いに理解が進み、中でも半古典輸送モデルが大きな発展を遂げた。

そして、上記のように、低密度領域 $\rho < \rho_0$ の対称エネルギーに対しては、特にミシガン州立大学 NSCL での Sn+Sn 実験により、制限を加える事に成功しているが [2]、高密度領域 $\rho > \rho_0$ では、開拓が始まったばかりである。

これまで、様々な有効核力、多体論を用いた理論的予測が数多く行われているが、現在はモデル依存性が強く 対称エネルギーの密度依存性は実験データの存在しない高密度領域で統一の見解も持てないでいる。

例えば Relativistic Mean Field や Brueckner-Hartree-Fock approach では $E_{\text{sym}}(\rho)$ は単調増加を示すのに対し [17]、Variational Many-Body theory や Skyrme-Hartree-Fock approach では $E_{\text{sym}}(\rho)$ は増加ののちに極大を迎え、減少する [18](図 1.1 参照)。

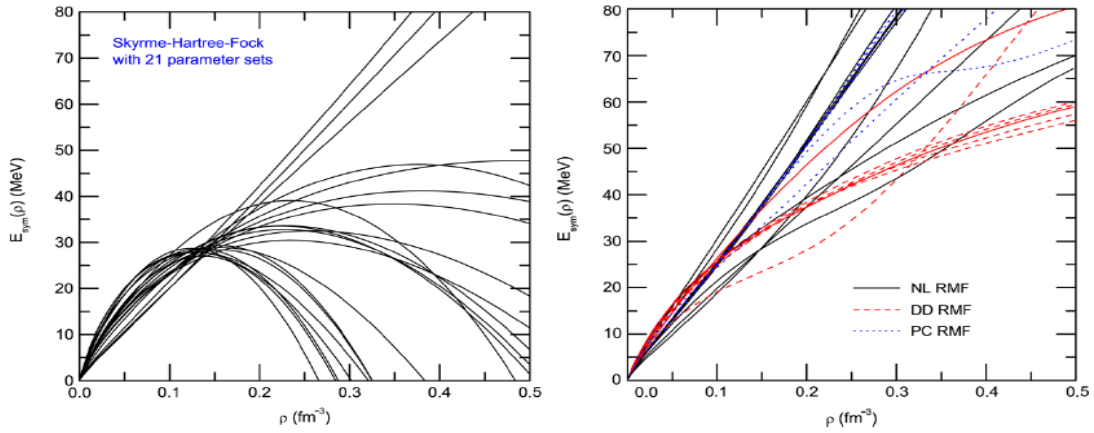


図 1.1: $E_{\text{sym}}(\rho)$ の密度依存性。(左)Skyrm-Hartree-Fock (21 種類の Skyrme Interaction を表す)[17] (右)Relativistic Mean Field[18]

これに対し、Bao-An Li 等はハドロン輸送模型 IBUU04 (isospin-dependent Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck) に、isospin and momentum-dependent mean field potential を使用する事で、アイソスピン非対称核物質中での運動量 \vec{p} とアイソスピン τ を持った核子に対する 1 粒子ポテンシャルを導いた [3]。

$$U(\rho, \delta, \vec{p}, \tau) = A_u(x) \frac{\rho_{\tau'}}{\rho_0} + A_l(x) \frac{\rho_{\tau'}}{\rho_0} + B \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\delta} (1 - x \delta^2) - 8x\tau \frac{B}{\sigma + 1} \frac{\rho^{\sigma-1}}{\rho_0^{\sigma}} \delta_{\rho_{\tau'}} + \Sigma_{l=\tau, \tau'} \frac{2C_{\tau, l}}{\rho_0} \int d^3 p' \frac{f_l(r, \vec{p}')}{a + (\vec{p} - \vec{p}')/\Lambda^2} \quad (1.6)$$

ここで、 ρ_{τ} は、 $\tau=1/2$ は中性子、 $-1/2$ は陽子の密度、 $\delta = 4/3$ 、 $f_l(r, p)$ は位相空間分布関数を表す。 δ はアイソスピン非対称度である。 $A_u(x)$, $A_l(x)$, B , $C_{\tau, l}$, Λ は、Gogny Hartree-Fock と Brueckner-Hartree-Fock による $U(\rho, \delta, p, \tau)$ の運動量依存部分をフィットする事で得られる。

Bao-An Li らは、ポテンシャルの式 1.6 の中の一つの変数 x を持ちこむことで、様々な理論予想がされている $E_{\text{sym}}(\rho)$ の再現に成功した (図 1.2(a) 参照)。また、このポテンシャルは x を変更しても、対称核物質と ρ_0 付近での $E_{\text{sym}}(\rho)$ の性質が変わらない様になっている。

図 1.2(b) は、Sn+Sn の入射エネルギー 400 A MeV の中心衝突から発生する π^- , π^+ の多重度を $E_{\text{sym}}(\rho)$ 毎に (x パラメーター毎に) 表示している。この計算結果は、重イオン衝突からの π^- , π^+ の収量 (収量比) を測定する事が $E_{\text{sym}}(\rho)$ の決定に大きな制限をもたらす事を示している。

しかし、ある一つの反応のみで決定できるものではなく、1.2(c)(d) の様に、入射エネルギー、系の N/Z 依存性を測定する事によって、どの x パラメーターが実験を一番良く再現しているのかを議論する必要がある。

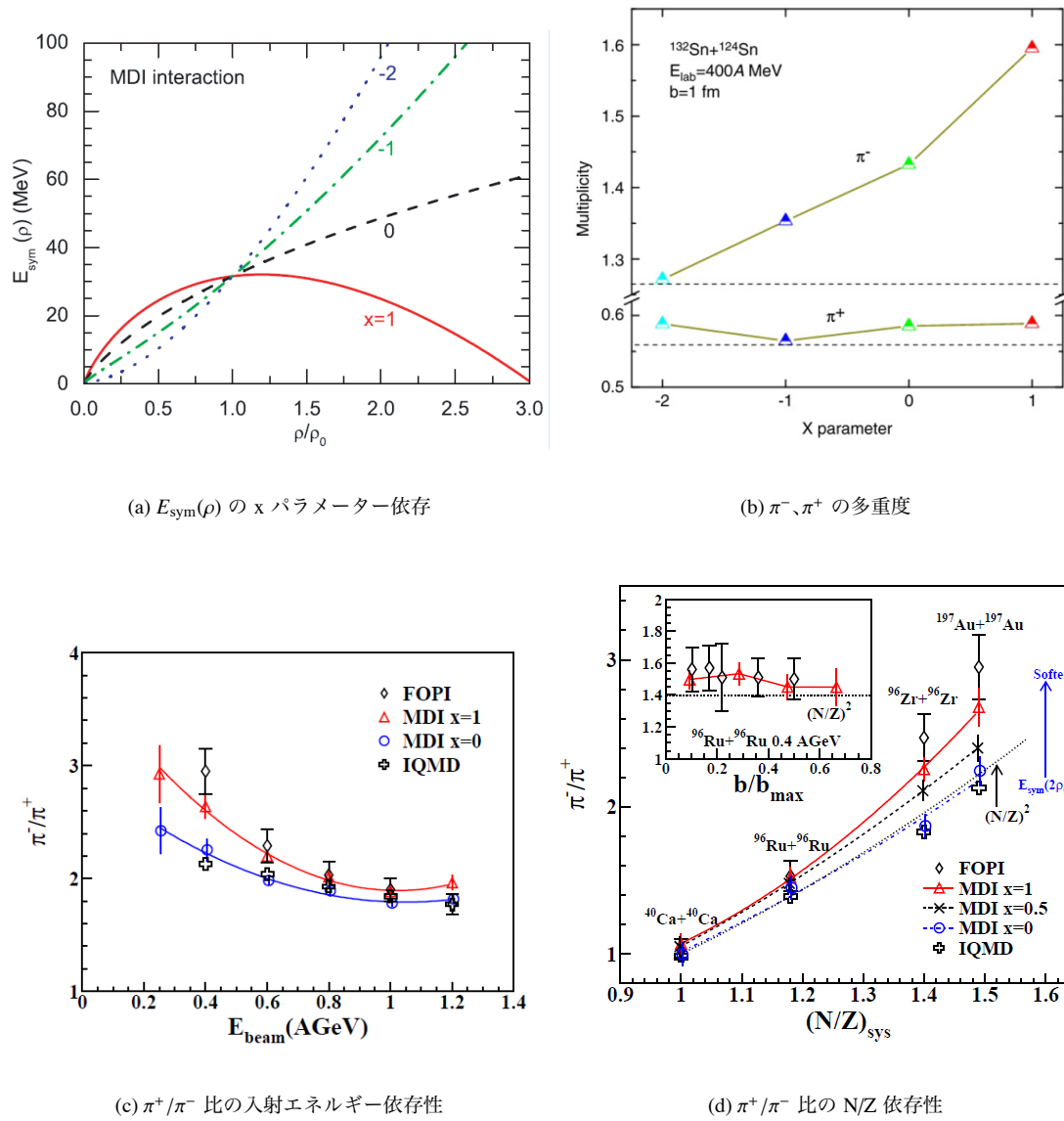


図 1.2: (a) は $E_{\text{sym}}(\rho)$ の x パラメーター依存、(b)～(d)IBUU04 計算による、重イオン衝突からの π^+/π^- 比をそれぞれ X パラメーター、入射エネルギー、 N/Z 依存性についてプロットした [3]。

このように $E_{\text{sym}}(\rho)$ の決定には、実験データが必要不可欠な状況になっているが、現在中間エネルギー重イオン反応からの π^-/π^+ 比の実験データを供給しているのは GSI の FOPI グループのみである。(現在は実験は行われていない)。

この中間エネルギー重イオン衝突からの π^-/π^+ 比の測定に関して、我々のグループは理化学研究所の RIBF での実験を近い将来に計画している。

1.4 fireball 模型

図 1.2(a)～(c) の IBBU04 による重イオン衝突は中心衝突での計算になっており、相対論的エネルギー領域では原子核衝突により入射核と標的核が重なった領域では、瞬間的に高密度状態 (fireball) が作られている、という描像を持っている。この高密度状態からの寄与を測定する事ができれば、 $E_{\text{sym}}(\rho)$ の高密度における制限を課す事ができると考えられている。

核子-核子衝突による π^\pm の生成の際に、放出される π^\pm が放出前の情報をどれだけ反映しているかを表す式として、

$$\frac{\pi^-}{\pi^+} = \frac{5N^2 + NZ}{5Z^2 + NZ} \approx \left(\frac{N}{Z}\right)^2 \quad (1.7)$$

がある [19]。ここで、 N, Z は衝突の際に重なりあった部分での中性子、陽子数である。核子-核子反応の場合、生成された π^\pm はすぐに放出されるが、fireball を形成している場合、fireball 内で作られた π^\pm はすぐに fireball 外に放出される事はなく、再吸収が起こり、最終的に fireball 外に出てくる π^\pm の比は、 N/Z と $(Z/N)^2$ の間になる。

以上のように、重イオン衝突からの π^-/π^+ 比を測定すると、反応に関与した Z/N 比の情報を強く残しており、 $E_{\text{sym}}(\rho)$ により、fireball 内の N/Z 比が変化させられた影響を観測できると考えられている。

1.5 BEVALAC での実験

1970 年代後半に Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) の BEVALAC にて行われた中間エネルギー重イオン反応からの低エネルギー π^+ 測定実験が行われた [20],[21]。その結果を図 1.3 に示す。図の軸の取り方については、Appendix A 参照。

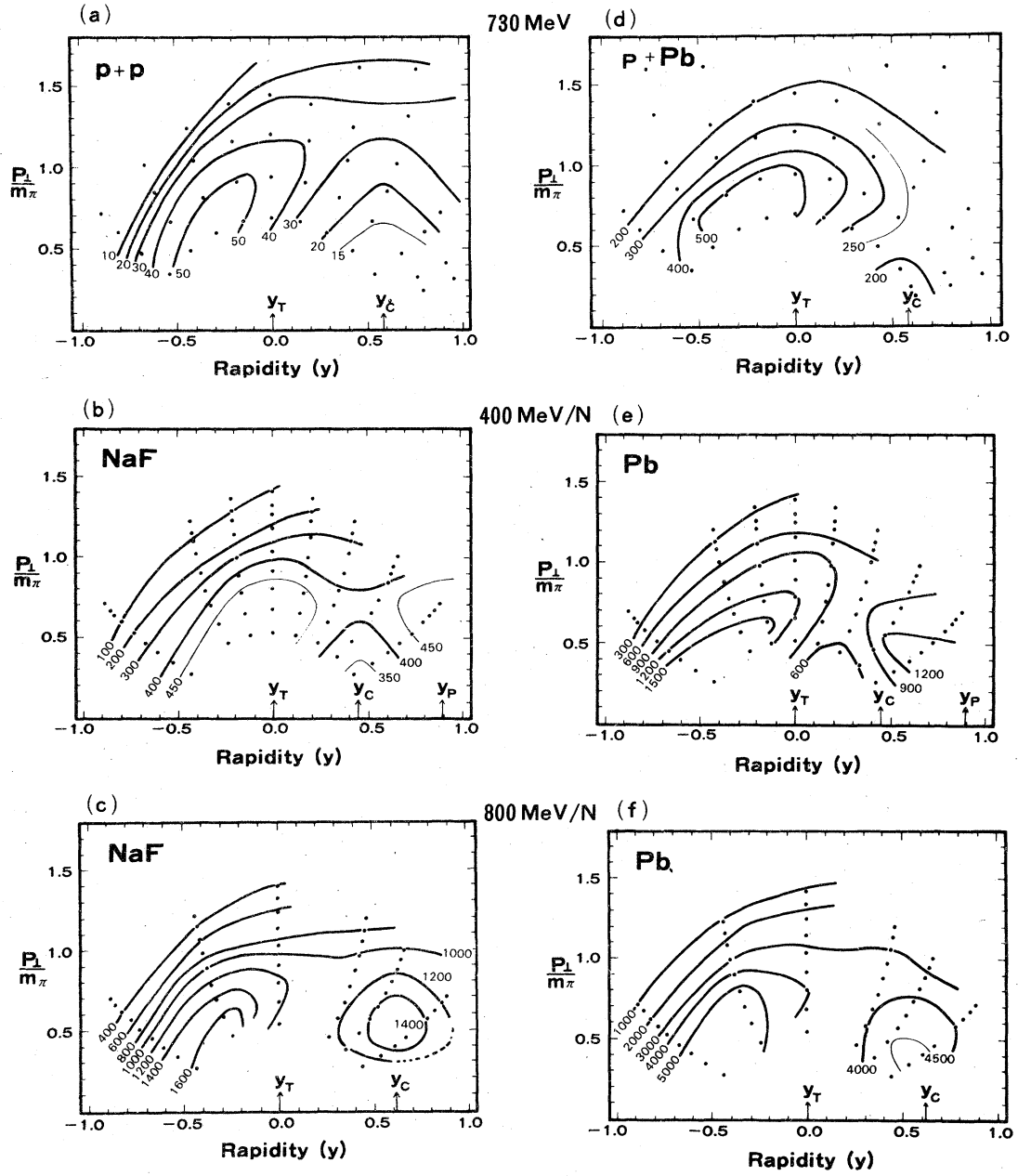


図 1.3: 横軸rapidity: y 、縦軸 π の横方向運動量: P_T のプロット上に π^+ ローレンツ不変断面積を等高線表示した。(a) $p+p$ 730MeV, (b) $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$ 400A MeV, (c) $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$ 800A MeV, (d) $p+\text{Pb}$ 730MeV, (e) $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ 400A MeV, (f) $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ 800A MeV。グラフ上のラインの値は mb/sr/GeV^2 単位であり、 y_T, y_C, y_P はそれぞれ、Target, Mid, Projectile rapidity の値を示している [21]。

図 1.3 のうち、(a) は $p+p$ 730MeV, (b) は $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$ 400A MeV, (c) は $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$ 800A MeV, (d) は $p+\text{Pb}$ 730 MeV, (e) は $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ 400A MeV, (f) は $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ 800A MeV の実験により得られた π^+ のローレンツ不変断面積を、(y vs P_T/m_{π^+}) 上に等高線プロットしたものである。

(a), (b), (c) はビーム核とターゲット核がほぼ同質量での実験であり、(d), (e), (f) はビーム核が軽く、ターゲット核が重い、という偏りのある系での実験となっている。

核子-核子衝突である (a)p+p, 730A MeV と原子核-原子核衝突である (b) $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$, 400A MeV を見比べると、後方角や、高エネルギー部分の π^+ 分布など多くの共通点が見られ、核子-核子による影響 ($p+p \rightarrow p+\Delta \rightarrow p+\pi+n$ のプロセス) を強く受けている。(c) $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$, 800A MeV でも、多くの部分で (a) と同じような分布が見られるが、mid rapidity 領域 (図中の y_C) にピークが現れるという、(a)(b) には見られない特徴を表わしている。このピークが mid rapidity 領域に現れる事を考えると、中心衝突を起こすことで、mid rapidity を持った Fire ball 状の物質が作られ、その内部で single Δ (入射核と標的核が一度の N-N 衝突をし、作られた Δ) からの崩壊による π^+ の放出だけでなく、反応により生成された高密度状態の格の内部で熱的に生成された Δ の崩壊による π^+ の放出等が起こっているのだと考えられる。

そして、(d), (e), (f) の様に、ビーム核とターゲット核の質量に偏りのある系での実験でも同じような傾向が見られる。

このエネルギー領域の重イオン反応からの π 発生メカニズムとその分布については十分に理解がなされているわけではない。そのため、本研究では、 π^+ の断面積のエネルギー依存性、角度依存性を議論する必要があり、また中心衝突のみを抽出することを試み、その際に π の分布がどのように変化するかを議論する。

1.6 本研究の目的

これまでに述べてきたように、 π^-/π^+ 比の測定の際には、中間エネルギー重イオン衝突の中でも中心衝突から発生する低エネルギー π^+ (エネルギー $\sim 100\text{MeV}$) についての測定が必要とされる。また、1.5にあるように、重イオン衝突における π 発生メカニズムはまだ、良く分かっていない。しかし、現在中間エネルギー重イオン衝突実験が行える加速器が限られているため、研究が進展していない。

対象エネルギーの情報を得るには N/Z の偏りが大きい系での実験が有利であるとされており、我々のグループは近い将来に、RIBF で対象エネルギーの精密測定を行う事を計画している。

これに先立ち、パイオンレンジカウンターと中心衝突を選択できる検出器を使用しながら、HIMAC にて重イオン衝突からの π を測定する。そして、 π^+ の断面積のエネルギー依存性、角度依存性を確認する事で、 π の分布がどのように変化するかを議論する。それと同時に、 π^-/π^+ 比を求め、EOS の研究を発展させる。

1.7 実験状況

我々のグループは、昨年度までに HIMAC にて、入射エネルギー 400A MeV の ^{132}Xe を In に照射して、そこから放出される π^\pm の測定を行ってきたが、図 1.2にあるように、入射核の N/Z 依存性、入射核エネルギー依存性を測定する為に、今年度は、入射核を変更した実験を行った。具体的には、今年度は入射エネルギー依存性についての測定を望んでおり、HIMAC での最高加速エネルギーである 800A MeV まで加速出来る粒子が少なく、やや軽めの粒子ではあるが、 ^{28}Si を使用する事にした。

第2章 実験概要

この章では、実験施設である HIMAC を紹介した後、実験状況、測定に使用した検出器 (パイオンレンジカウンター)、そしてデータ収集系について説明する。

2.1 実験施設

本実験は、放射線医学総合研究所の重粒子線がん治療装置 (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba: HIMAC) を使用して行った。図 2.1 に加速器の全体図を示している。本加速器の構成は、イオン源、線型加速器、主加速器であり、イオン源から放出されたイオンは2台の線型加速器 (RQF ライナック：全長 7.3m、アルバレイナック：全長 24m) を使用し、約 7 MeV/N (核子あたりのエネルギー) まで加速される。その後、主加速器であるシンクロトロン (リング直径：42m、周長：130m) により、イオンは最大約 800 MeV/N まで加速可能である。HIMAC で使用できる重粒子の種類は、ヘリウム、炭素、窒素、酸素、ネオン、シリコン、アルゴンなど多岐にわたっており、本実験ではシリコンを使用した。

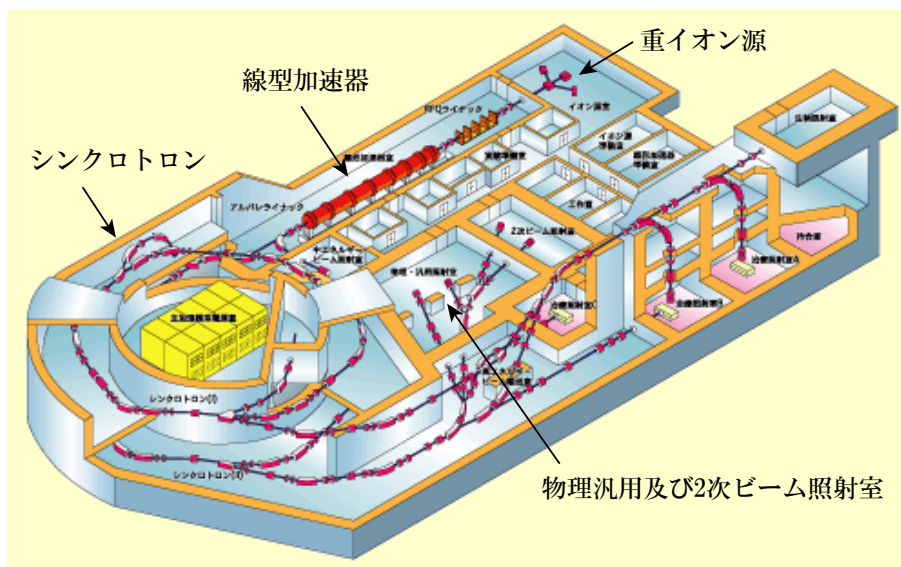


図 2.1: HIMAC の概略図

図 2.2 は実験室の概略図であり、図中 PH2 が本実験で使ったビームラインである。また、本実験では、この PH2 の後方に、専用の真空槽と検出器を設置している。

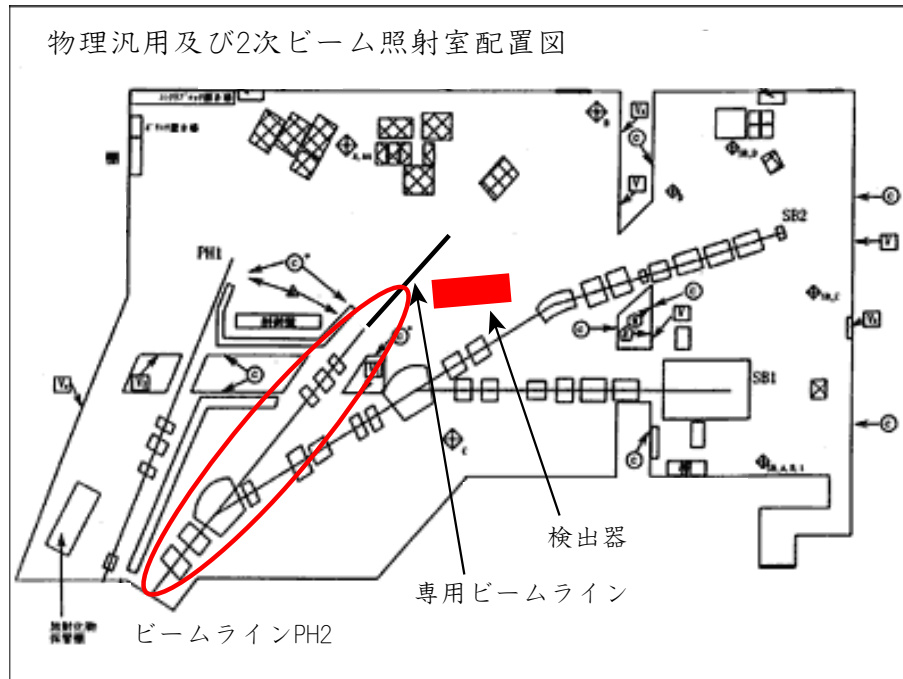


図 2.2: 実験室の概略図

2.2 HIMAC での実験状況

荷電パイオンの収量測定は昨年度より行っており、実験状況を次表 2.1 にまとめる。

表 2.1: 実験状況

実験実施日	入射核、エネルギー (MeV/n)	ターゲット核、厚さ (mg/cm^2)	測定角度 (度)
2008 年 11 月	^{132}Xe : 400	In : 328.5	30,45,60,75
2009 年 7 月	^{28}Si : 400	In : 328.5	30,45,60,90,120
2009 年 10 月	^{28}Si : 600	In : 328.5	30,45,60,75,90,120
2009 年 11 月	^{28}Si : 800	In : 328.5	30,45,60,75,90,120

表 2.1 にあるように昨年度と今年度では、広い範囲で入射エネルギー依存性を測定する為に、入射核を変更した。この変更により、図 1.2(d) にあるように、反応に関与する系の Z/N の依存性を確認することができる。そして、今年度は図 1.2(c) にあるように、エネルギー依存性を確認するために 400, 600, 800 AMeV の 3 種類のエネルギーで実験を行った。表 2.1 の測定角度は、実験室系でのビーム進行方向からの角度を表しており、ターゲットの In は厚さ $36.5 mg/cm^2$ の薄膜を 9 枚重ねて作成したものである。

2.3 検出器：パイオンレンジカウンタ

2.3.1 粒子識別原理と特徴

粒子は入射時のエネルギーが同じだとしても、種類毎に物質中で損失するエネルギー (dE/dx) が異なっている。その結果、 dE/dx と飛程 (range) との間に固有の相関を示す。レンジカウンタ (Range Counter) とは、この相関を利用して粒子の識別を行う検出器である。我々は、プラスチックシンチレータを多層に配置する事で、重イオン反応からの π^\pm 中間子と陽子を識別するためのパイオンレンジカウンタを構成した。(詳しい構成に関しては 2.3.2 を参照)

更に、この検出器にはもう一つの特徴があり、 π^+ と π^- を弁別する事を目標としている。シンチレータ内で静止した π^+ は 99.99 % の確率で μ^+ に崩壊する ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ 、平均寿命は 26 nsec)。この崩壊は 2 体反応である事より、静止した π^+ から生成される μ^+ の運動エネルギーは約 4.1 MeV と決まる。この時発生する μ^+ のシンチレータ内の飛程は約 1 mm であるので、ほとんどの π^+ イベントにおいて、 π^+ も μ^+ も同一のシンチレータ内で静止する事になる。この時のエネルギー損失の様子は図 2.3 のように表され、 π^+ が静止すると、一つのシンチレータ内で、2 度の信号 (以下ダブルパルスと呼ぶ) を発生する事になる。(1 st パルスは π^+ 、2 nd パルスは μ^+)。このように、 π^+ に関しては、ダブルパルスの事象を選ぶことにより、精度の高い識別が可能となる。

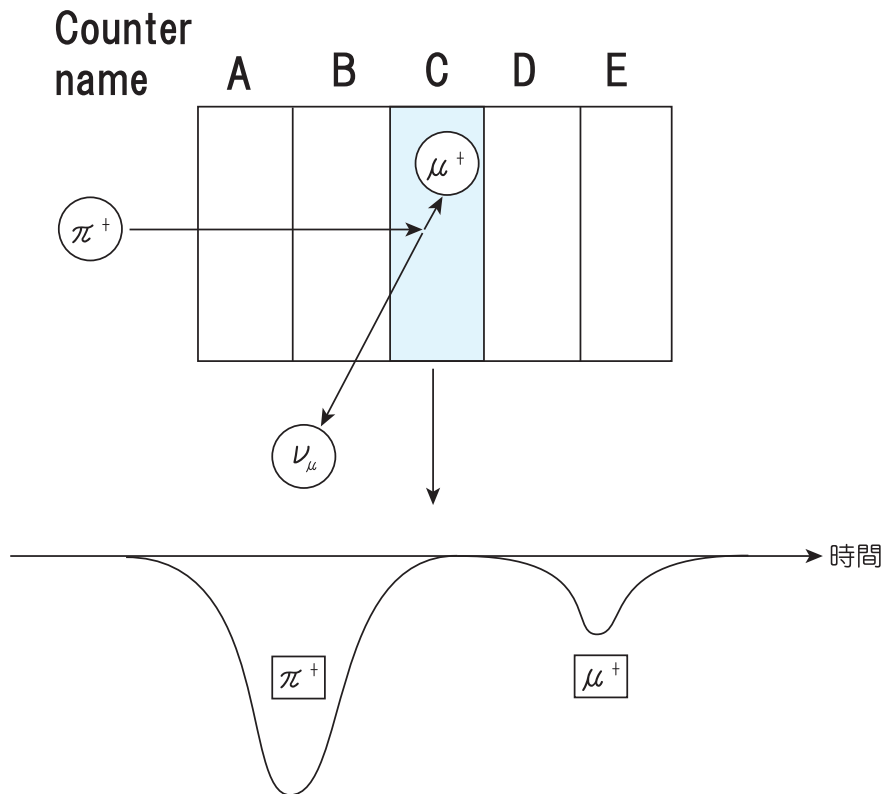


図 2.3: シンチレータ内でのダブルパルスの発生原理。図下部の面積が、カウンター C で静止した π^+ と μ^+ のエネルギー損失を表わす。

一方、 π^- には同手法を適用する事はできない。 π^+ も π^- も荷電が違うが同一質量の粒子であるため、物質中でのエネルギー損失はどちらも同じであるが、物質中で静止後、 π^+ は μ^+ に崩壊するのに

対し、 π^- は μ^- に崩壊するよりも速く、周りに存在する正の電荷を持つ原子核 (炭素、酸素原子核) の軌道に捕獲され、パイ中間子原子核を形成する。その後、オージェ電子の排除と X 線の放出により低い軌道へ脱励起していく。そして π^- の軌道半径が原子核のサイズよりも小さくなると、 π^- は原子核と強い相互作用を起こし、その質量エネルギー約 140MeV を励起エネルギーとして原子核に与える。これは原子核の平均束縛エネルギーよりもはるかに大きく、原子核はその形状を保てなくなり、高エネルギーの粒子を放出する。この過程は非常に早く、2つのパルスとして分離することはできない。また、この吸収反応により発生する粒子が、シンチレータ内で失うエネルギーは一定ではなく、 π^+ のような同定は困難である。

2.3.2 検出器の構成

昨年度、計 12 枚のプラスチックシンチレータを連ねる形でパイオンレンジカウンタを制作した。昨年度の構成のままでは検出器の粒子識別能力が十分ではなかった為、改良を行った。昨年度の検出器構成を示したのち、その問題点と改良点を述べ、改良後の検出器の構成を示す。

昨年度の検出器の構成は表 2.2 のようである。レンジカウンタの 1 枚目～12 枚目のシンチレータをそれぞれ、 $R_0 \sim R_{11}$ と呼ぶこととする。

表 2.2: 各シンチレータの厚さと大きさ (昨年度版)

シンチレータ名称	面積 (mm × mm)	厚さ (mm)
R_0	50 × 50	2
R_1	50 × 50	2
R_2	100 × 100	15
R_3	100 × 110	30
R_4	120 × 120	30
R_5	120 × 120	30
R_6	120 × 120	30
R_7	120 × 120	30
R_8	120 × 120	30
R_9	120 × 120	30
R_{10}	120 × 120	30
R_{11}	150 × 150	5

ここで、 R_0 、 R_1 はトリガーカウンタとして hit のある/なしの情報を主に引き出すため、他のシンチレータと比べ極端に薄くしてある。また、一番後ろの S_{11} は veto カウンタとして用いている。この検出器構成は、(千葉・中井論文 [20],[21]) で使用したレンジカウンタを参考に制作したものであるが、この構成では、特に前方のカウンタ (R_2 、 R_3) において π の識別能力が十分でない事が確認された。これは、検出器の厚さと粒子識別方法に由来したものであり、胡子修論 [4] によると、 π の識別のためには、静止したカウンタの前方に ΔE 信号を検出するカウンタが少なくとも 4 枚必要だという結論を導いている。特に R_2 に静止するイベントに関しては、 R_2 の厚さ 15 mm

と、 R_0, R_1 の厚さ 2 mm の関係から粒子識別が困難になっている。これは、厚さ 15 mm カウンターで静止する π^+ はエネルギーが 12 MeV の広がりを持っている事と、異なる粒子が厚さ 2 mm のカウンター内で落とすエネルギーの差が小さい事を合わせると、 R_2 で静止する π^+ を他の粒子から完全に分離する事は困難である。

これらの問題を解決するために、 R_1 と R_2 の間に、厚さ 5 mm のカウンターを 2 枚、10 mm のカウンターを 1 枚入れ、30 mm のカウンターを一枚取り除いた。この変更に関して、上記と同様の考え方から、2 mm のカウンター内で落とすエネルギーの差が小さいのならば、静止するカウンターのエネルギーの幅も狭ければ、粒子の識別が可能である、という考えに基づき、Geant シミュレーションの助けも借り、今回の構成に変更した。改良後の検出器の詳しい構成は表 2.3 に記してある。改良後のレンジカウンターの 1 ～14 枚目のシンチレーターをそれぞれ、 $S_0 \sim S_{15}$ と呼ぶこととする。また、 $S_{14,15}$ はレンジカウンターの横に配置し、サイドから入射してくる粒子を veto する目的で配置した。本解析の前段階に、大雑把な傾向を見る目的でデータを眺めた際に、この veto 検出器を解析に使用してもしなくても、その影響は大きくないものと判断し、今回の解析には使用しなかった。

表 2.3: 各シンチレーターの厚さと大きさ (今年度版)

シンチレーター名称	厚さ (mm)	面積 (mm × mm)
S_0	2	50 × 50
S_1	2	50 × 50
S_2	5	60 × 60
S_3	5	60 × 60
S_4	10	70 × 70
S_5	15	100 × 100
S_6	30	100 × 110
S_7	30	120 × 120
S_8	30	120 × 120
S_9	30	120 × 120
S_{10}	30	120 × 120
S_{11}	30	120 × 120
S_{12}	30	120 × 120
S_{13}	5	150 × 150
S_{14}	5	150 × 500
S_{15}	5	150 × 500

検出器の改良に伴い、昨年度は $R_0 \sim R_{10}$ までのシンチレータの長さが 259mm だったものが、 $S_0 \sim S_{12}$ までで長さが 249mm となっており、レンジカウンターとしては、全体で 10mm、 π のエネルギーレンジで考えると約 2 MeV 短くなっているが、カウンター全体の π のレンジ (約 90MeV) から考えると、結果に重大な影響を与えない。

2.3.3 検出器の配置

ターゲット周りの検出器は図 2.4、2.5 の通りである。図 2.4 は、ビーム軸を真上から見た様子を表わしている。標的はターゲットラダーに入れた状態で、真空槽内にビームの高さに合わせて置いてあ

り、図の平面上で回転可能である。(測定角に合わせて回転させる。) 標的のすぐ下流には衝突により生成された荷電粒子の多重度を測定する検出器 (Multiplicity Array) を配置し、最下流にはビーム粒子数モニターのためにイオンチェンバーを配置している。

そして、パイオンレンジカウンタは、標的中心と S_1 の前面の距離が 500 mm になるように配置してある。この配置を選んだ理由を以下に記す。

パイオンレンジカウンタのトリガーは S_0, S_1 が同時に hit した時に生成されるようにしてある。そして、 S_0, S_1 はどちらも一辺 50 mm であるので、立体角を制限しているのは、 S_1 である。また、(千葉・中井実験 [20],[21]) との比較を考え、同程度の立体角を覆うことを考え、上記の配置とした。

この配置での立体角は 10 msr である。

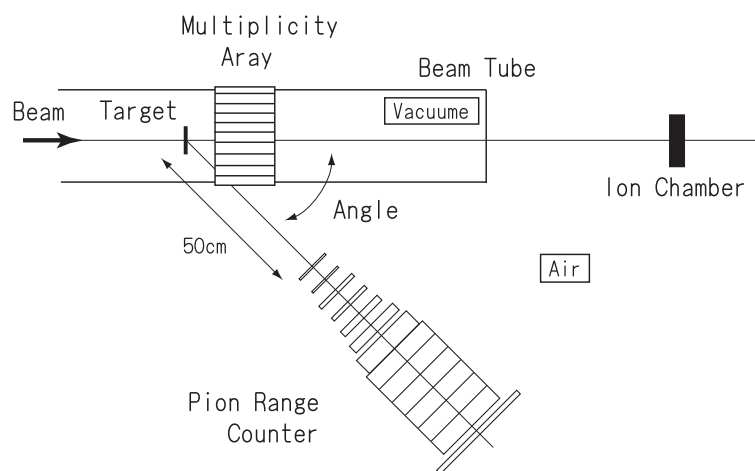


図 2.4: ターゲットと検出器の位置関係。ターゲットは真空内に、Range Counter, Multiplicity Array, Ion Chamber は空気中に配置されている。

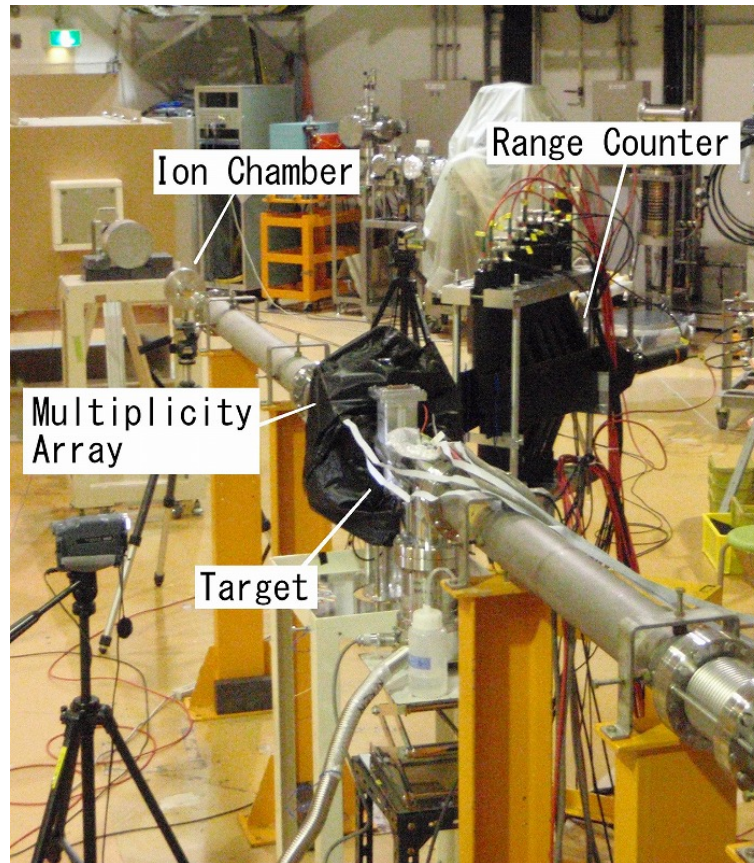


図 2.5: ターゲット上流から見た検出器の配置。Multiplicity Array は遮光の為に黒いシートをかけてある。

2.4 Multiplicity Array

Multiplicity Array は、衝突により生成された粒子の多重度を測定する検出器である。この Multiplicity Array は、厚さ 4.5mm、内面幅 5 mm、外面幅 5.5mm、長さ 78mm のプラスチックシンチレータを図 2.6 のようにビーム軸を覆う内径 98mm の円柱状に 60 本配置した検出器である。シンチレータには直径 1.5mm の光ファイバーが装着されており、シンチレータからのシンチレーション光をマルチアノード PMT に導いている。ターゲット中心から 27~57 度を覆う位置に設置してある。衝突により発生する粒子の多重度の情報は、衝突のインパクトパラメーターと相関を持ち（参考論文）、多重度が大きければ中心衝突、少なければかすり衝突と考える事ができる。そして、本実験では、中心衝突からの π 発生を測定するためにこの検出器を使用している。トリガーはレンジカウンターのトリガーと共有している。

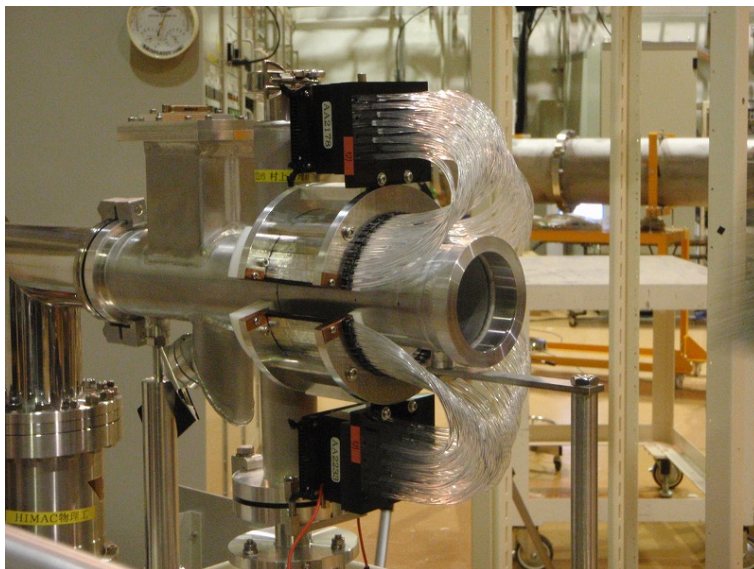


図 2.6: マルティプリシティーの全体図

2.5 イオンチェンバー

図 2.4 のように、ビーム軸上、最下流の空气中にイオンチェンバーを配置している。内部にガスを封入しており、印加電圧-800V をかけて動作させる。荷電粒子がチェンバー内を通過する際に、エネルギーに比例して内部のガスを電離し、落としたエネルギーに比例した量を電流値として出力する。

このイオンチェンバーは、実験中にターゲットに入射された粒子数の測定のために使用しており、実験データ測定の合間に何度か、電流値から粒子数への較正を行っている。較正の際には、加速器側で測定した 1 spil 毎のビーム強度 (spil 毎の粒子数) と、実際にイオンチェンバーで測定した電流値を比較している。

しかし、実際には加速器側からのビーム強度の測定と、我々の Ion Chmber の測定には～数分のズレがあり、ビーム強度のふらつきが激しい時には、この較正值の誤差は大きくなる。

表 2.4 に実験時のイオンチェンバーの較正值を載せてある。表には実験の合間に取ったイオンチェンバーの較正值の平均値と、その標準偏差を示した。入射エネルギー 600AMeV の標準偏差が他の 2 つよりも大きくなっており、1 割強の誤差を示している。これは実験の際に、ビーム強度が分のオーダーで変動しているという状況であった事を反映している。

表 2.4: Ion Chamber の較正值

ビームエネルギー	ビーム粒子数/ 10^{-10}C	標準偏差
400A MeV	8.2×10^4	9.7×10^3
600A MeV	10×10^4	1.6×10^4
800A MeV	12.1×10^4	9×10^3

2.6 回路とデータ収集システム

各シンチレータには、ライトガイドを介して光電子増倍管 (PMT) が取り付けられており、PMT に高電圧を印加し、PMT からの増幅された信号を読んでいる。パイオンレンジカウンタは π^+ が平均寿命 26nsec で μ^+ に崩壊する信号を捉える必要があるため、検出器に使用したシンチレータは、蛍光減衰時間の短い ($\sim 1.8\text{nsec}$) ものである。

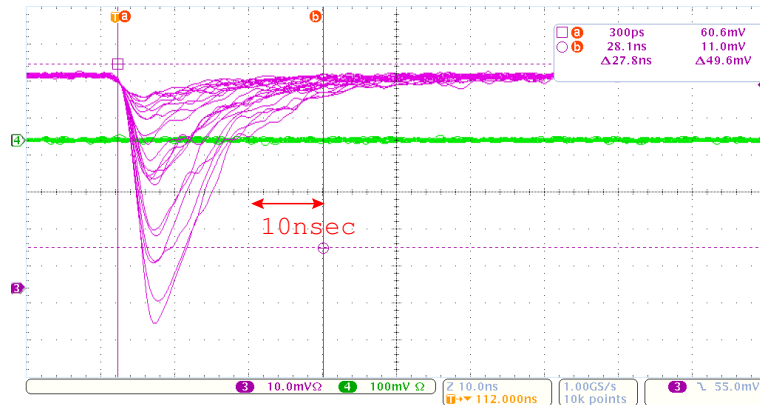


図 2.7: PMT 出力のオシロスコープ画像。 ^{90}Sr 線源の β 線を観測している。

図 2.7 は S_2 のシンチレータに ^{90}Sr 線源からの β 線を当てた際の信号である。PMT からの出力を二股に分け、片方に $50\ \Omega$ の抵抗を付け、もう片方をオシロスコープで確認した。ここでの $50\ \Omega$ の役割は、PMT の出力箇所での信号の反射を防ぐためである。しかし、このままでは信号の幅が約 30 nsec あり、30 nsec 以前に、 π^+ から μ^+ に崩壊したイベントを捉える事ができない。そのため、クリッピングという技術を用いて、信号の幅を短くする必要がある。

2.6.1 クリッピングによる信号の成形

2.3 で述べた通り、 π^+ から μ^+ に崩壊するイベントを捉える事が本検出器の π 検出原理の要である。その為には、ダブルパルスの検出効率を高め、 π^+ から μ^+ に崩壊するイベントをできるだけ多く検出する必要があり、クリッピングにより信号の幅を 10nsec まで縮める事を目標とした。

クリッピングとは、図 2.8 のように信号線の間に抵抗を接続する事で、本来の信号に対して同じ信号を減衰・遅延させ逆位相にしたものを重ね合わせ、本来のパルス信号の時間幅を短くする処理のことである (図 2.9)。

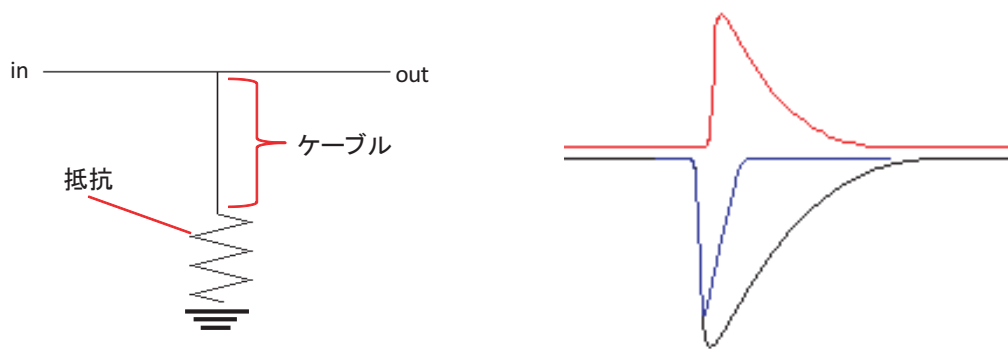


図 2.8: クリッピングの様子。信号ケーブルの途中で分岐をし、ケーブルの長さで抵抗でクリッピングの調整を行う。

図 2.9: 黒線は入力信号、赤線は黒線を減衰・遅延させ逆位相にしたもの、青線は黒線+赤線で、出力信号となる



図 2.10: PMT 出力信号にクリッピングを施した信号。 ^{90}Sr 線源の β 線を観測している。

図 2.10 は、PMT 出力信号にクリッピングを施した信号である。信号の幅は目標の 10 nsec になっているが、クリッピングを付加した後の信号には、図 2.10 のように本来の信号の後にもう一つ別の信号が現れている。この信号の事をリングングと言い、PMT からの信号に元々含まれていた効果であるが、クリッピングにより位相を反転させて本来の信号と足し合わせる際に、強調されてしまった。このままでは、ノイズの原因となるため、次のように対処した。

リングング信号の高さは、PMT から出力される信号の高さに比例しており、図 2.7 では ^{90}Sr 線源からの β 線 (2.45 MeV) を見ているため、そのリングング信号の高さは問題にならない程度の大きさであるが、実験の際にはこの数倍～10 倍程度の信号を測定することになる。特にパイオンレンジカウンタのように、1st パルスと 2nd パルスの時間間隔が短い現象を検出するにはこの効果を見捨てる事はできない。

これを解決するために、PMT 出力から NIM 回路 (divider) の入力までにインピーダンス 50Ω の RG58 同軸ケーブルを 15 m 付け加え、信号を鈍らせる事で、リングングの効果が現れにくくした。このケーブルの長さは、実際に信号を見ながら決定した。

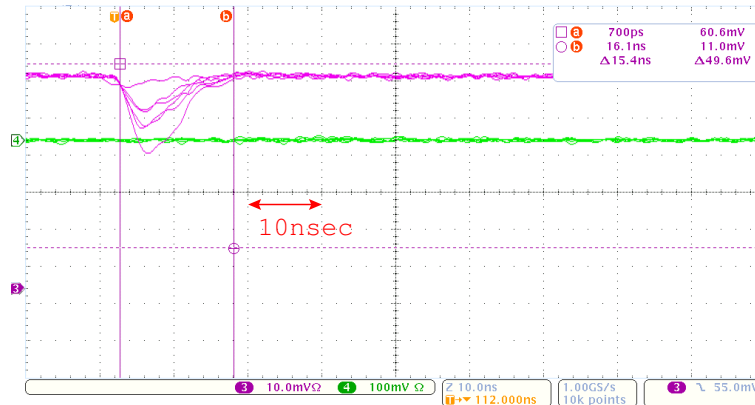


図 2.11: PMT 出力後、15m 同軸ケーブルを通過した後のオシロスコープ画像。 ^{90}Sr 線源の β 線を観測している。

図 2.11 は、同軸ケーブル 15 mを通った後の信号である。図 2.10 で見えていたリングングの効果は、同軸ケーブルで信号を鈍らせた図 2.11 では見えなくなっている事が確認できる。クリッピングは同軸ケーブル 15 mの直後に取り付けてあり、図 2.12 に概要を記した。尚、 S_0 と S_1 はトリガーカウンターとして使用しており、これらのカウンター内で π 静止イベントを検出していない為、信号の幅を短くする必要はないので、同軸ケーブル 15 mの後にクリッピングはしていない。同様に、 $S_{13} \sim S_{15}$ にもクリッピングはしていないが、信号のタイミングを揃える目的で同じ長さの同軸ケーブルは使用している。

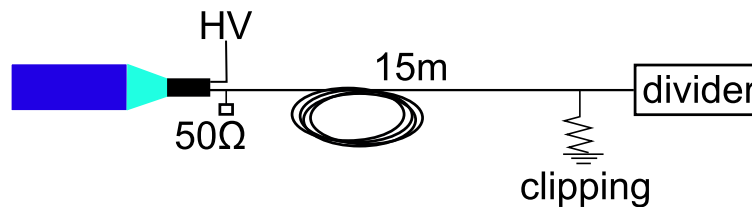


図 2.12: PMT から NIM 回路までの概要

また、PMT の型番の違いにより、Divider への入力信号の段階でわずかな時間差が現れた。 $S_0 \sim S_9$ 、 $S_{13} \sim S_{15}$ は、H1949-51 であり、 $S_{10} \sim S_{12}$ は H2431-50 である。H2431-50 の方が、H1949-51 に比べて 15nsec ほど早かったため、 $S_{10} \sim S_{12}$ には Divider への入力の手前に同軸ケーブルを 3 m追加した。

2.6.2 回路

本実験で使用した回路系は、信号の成形に使用した NIM 回路、タイミング調整等に使用した FPGA、データ収集用の CAMAC、VME 回路である。図 2.13 に使用した回路図を示す。

PMT からの各信号は、Divider によって、信号を分岐し、片方は時間信号のために、Discriminator に通し論理信号へ変換する。もう片方は、時間信号とのタイミングを合わせすために適当な長さの遅

延を加える。そして、本実験ではモジュールの集約のために、東北大学が開発した FPGA チップの搭載した TUL モジュールを使用している。(下記を参照)

パイオンレンジカウンタに対しては、ADC によるエネルギー信号、TDC(multi hit type) による時間信号、Scaler によるカウント数を記録し、Multiplicity Array に関しては、TDC(multi hit type) による時間信号、Scaler によるカウント数を記録し、イオンチェンバーでは、 10^{-10}C 毎に 1 回出力される信号のカウント数を Scaler により記録した。

FPGA について

東北大学が開発した FPGA チップを載せた汎用モジュール TUL (Tohoku Universal Logic) を使用した。

フロントパネルに、16ch の NIM インプット (NIMin0~15)、32ch× 2 ch の ECL インプット (ECLin0~31)、8 ch の NIM アウトプット (NIMout0~7)、16ch× 2 ch の ECL アウトプット (ECLout0~31) を持ち、内部に搭載の FPGA チップに対し、実験に合わせた回路設計を行う事ができるモジュールである。

本実験では、FPGA 内で、トリガーの生成、レンジカウンターの 16 本の論理信号の調整、ラッチ回路の生成を行っている。これにより多くの NIM 回路を節約する事ができた。

図 2.14 に FPGA 内部の回路図を示す。NIMin0~NIMin15 はそれぞれ $S_0 \sim S_{15}$ からの論理信号を入力している。NIMin0 に対して NIMin1 の信号をわずか (～数 nsec) 遅らせた後、論理和をとる事で、NIMin1 のタイミングでトリガー信号を生成している。トリガーを一つ受け取ると、FPGA 内部の RS ラッチ回路により、それ以降は、データ収集系の全ての準備が整うまでトリガーを受け付けないようにしている。理論積を取ったトリガーは、Gate Delay Generator (GDG) により、信号の幅を 25 nsec に調整し、NIMout0, 2, 4, 6 に出力している。このうち、FPGAout0 は外部の GDG にて時間調整を行った後、データ収集系のタイミング調整を行っている Interrupt register へ信号を渡す。この Interrupt register は 1 イベントのデータ収集が完了したという信号が PC 側から送られてくると、信号を 1 つ出力するようにプログラムしており、ECLin0 へ FPGA 内部のラッチを外す為の信号を送る。NIMout 2 は、ADC の Gate 信号用である。FPGA 出力後に、GDG にて、時間調整を行っている。NIMout 4, 6 はそれぞれ、レンジカウンタ、Multiplicity Array 用 TDC のスタート信号であり、そして、NIMin0~NIMin15 の論理信号は、タイミング調整のための delay (25 nsec) 後にトリガー同期の 125 nsec Gate 信号と論理和を取った後、ECL 信号として TDC のストップ信号用に送られる。

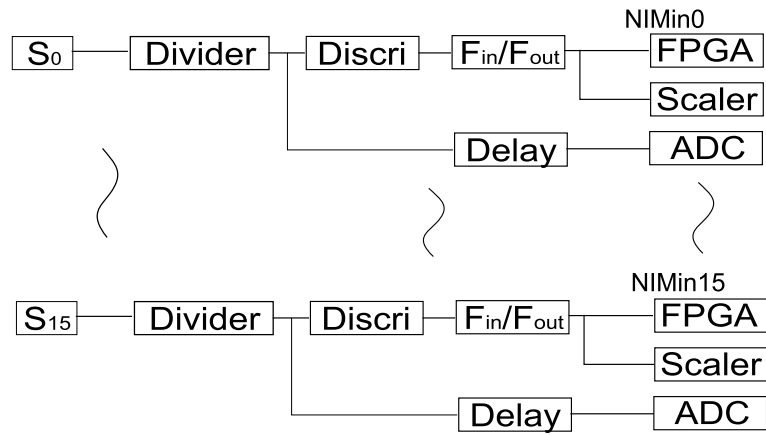


図 2.13: 回路図の概要

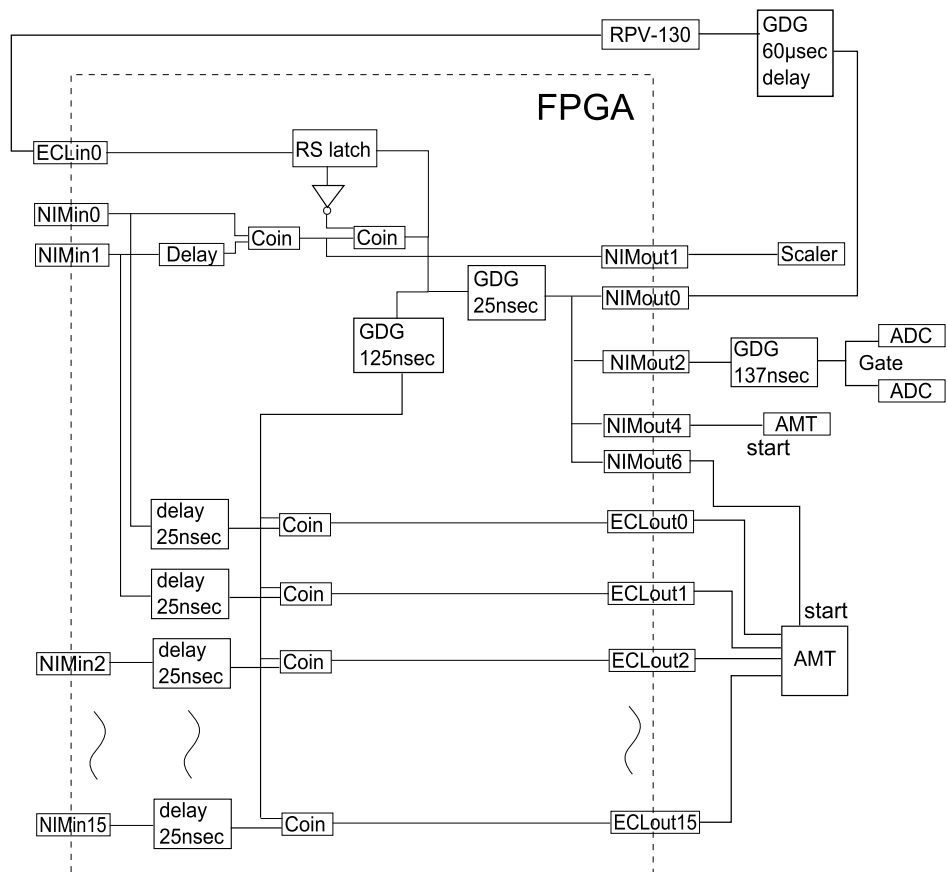


図 2.14: FPGA 内部の回路図

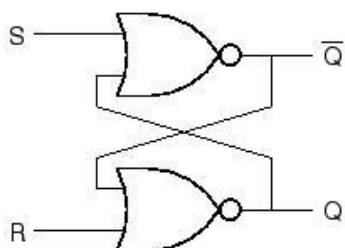


図 2.15: フリップフロップ回路の回路図

入力		出力
S	R	(\bar{Q} , Q)
0	0	保持
1	0	(1,0)
0	1	(0,1)
1	1	未定義

図 2.16: RS 回路の状態遷移表

HV 値と Discriminator の閾値

各 PMT への印加電圧は、回路系を実際の実験環境に合わせた上で、宇宙線を測定するし、各カウンターの ADC 値がほぼ一定になるように設定した。また、Discriminator の閾値は、 β 線源 ^{90}Sr を使用し、 $S_2 \sim S_{15}$ までは、 ^{90}Sr からの最大エネルギーの β 線 (約 2.25 MeV) 付近で調整し、最終的な Discriminator の閾値は、ビーム ON 状況において、信号が pedestal から分離している事と、測定して ^4He の各カウンターでのエネルギー損失が ADC のレンジ内に収まっている事を確認し、最終的な閾値とした。そして、 S_0 、 S_1 は、トリガーカウンターなので、できるだけ多くの信号を獲得する必要があるため、使用した Discriminator の下限値を使用した。Discriminator からの出力信号幅は、 π^+ から μ^+ への崩壊イベントを獲得するカウンター ($S_2 \sim S_{12}$) に関しては、10nsec とし、 S_0 は 40nsec、 $S_1, S_{13} \sim S_{15}$ は 30nsec とした。(S_0 に対して S_1 の信号を遅らせているため、 S_0 は少し長めに設定した。)

ADC

本実験では、CAMAC モジュール : LeCroy 2249W の ADC を使用して、粒子のエネルギー損失を記録した。2249W のスペックは以下の通りである。

表 2.5: LeCroy 2249W のスペック

Full Scale Range	0~256 pC
Number of Bits	11 bit
High Sensitivity	0.25 pC
Resistance	50 Ω
minimum Gate	30 nsec
maximum Gate	10 μ sec

ADC の Gate は、FPGA の出力信号 NIM22 を外部の GDG にて時間幅を 137 nsec に調整したものを使用した。 π^+ の平均寿命 26 nsec の約 5 倍を覆うように設定したものである。また、ADC の各 ch の pedestal(ch に入力信号がなかった場合に入力されるベースライン) は各々数十 ch に調整してある。また、実験中 (ビーム照射中) に信号が pedestal から確実に分離している事も確認している。(図 2.17)

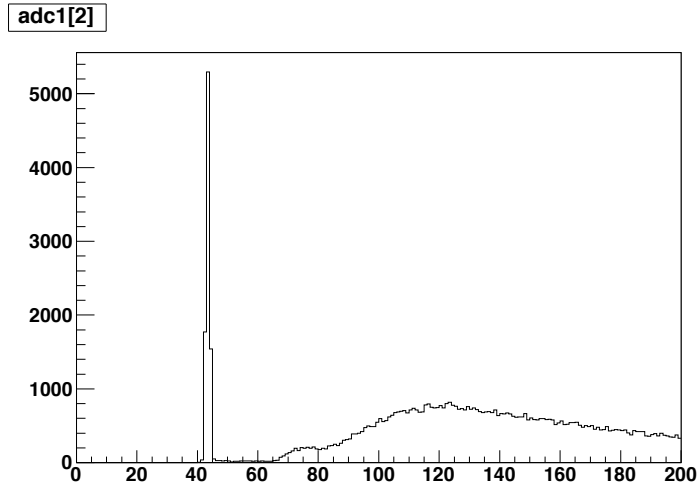


図 2.17: 横軸 ADC(ch)、縦軸カウントを表す。信号が pedestal より分離している事が確認できる。ヒストグラムの 40 ch 付近にたっているピークが pedestal である。

時間測定には、VME モジュール：AMT (ATLAS Muon TDC)-VME を使用した。(本文ではこのモジュールの事を TDC と呼んでいる。)

この AMT-VME ボードは、高エネルギー加速器機構 (KEK) が LHC 実験のミュオン検出器様に開発したチップを載せた、モジュールであり、その特徴は、多 ch を扱えることと、ダイナミックレンジの広い Multi Hit TDC である。表 2.6 にスペックを示す。

表 2.6: AMT-VME のスペック

入力チャンネル数	64
入力信号の種類	ECL or LVDS
時間分解能	0.78 ns/bit
ダイナミックレンジ	17 bit (full scale : 100 μ sec)

本実験では common start モードで使用し、FPGA の NIM20、21 出力を start 信号とし、full scale を 400nsec として、その間に入力される stop 信号を測定する。

この AMT-VME の導入により、Multi Hit イベントを測定する回路系がとてもシンプルなものとなった。

2.6.3 データ収集システム

データ収集には、京都大学の庄司幸平氏が開発した Linux PC 上で走る nagidaq を使用した。このシステムの利点は、CAMAC モジュールと VME モジュールを同時に読める点である。

第3章 解析

この章では、実験で得られたデータの解析を行う。
本解析では、重イオン衝突で発生した π^+ 、 π^- の量を求める事を目標に以下の手順で解析を進めた。

1. 各シンチレーターで静止したイベントを求める。
2. 各シンチレーターでの TDC のダブルヒットイベントから π^+ を同定する。
3. π^+ を同定したイベントについて、静止する以前のカウンターの ADC(ΔE) 情報を獲得する。
4. π^+ の ΔE 情報を使って、 π^\pm を抽出する。

以上について、順を追って説明する。

3.1 検出器の較正

まず、実験で得られたパイオンレンジカウンターの ADC、TDC 値の較正について述べる。

3.1.1 pedestal

ADC(2249W) は Common Gate モードで動作しており、トリガーがかかる度に全ての ch の読出しを行っている。その際、入力が存在しない ch もあり、各 ADC のエネルギー 0 に対応する ch に値が書き込まれる。このイベントの事を pedestal イベントと言い、エネルギー 0 に対応する ch の事をここでは、pedestal 値と呼ぶことにする (図 2.17)。この pedestal 値を引く事で、ADC の 0 ch とエネルギーの 0 点を合わせる。

カウンター $S_2 \sim S_{15}$ は、実際のデータに対して pedestal の位置を求める事ができるが、 S_0 、 S_1 に関しては、自身がトリガーを作っている為に、データ測定中に pedestal に信号が詰められる事はない。その為、 S_0 、 S_1 に関しては、予め Pulser により疑似トリガーを生成し、pedestal を決定した。

図 3.1 のように、pedestal に対して、ガウス関数で Fit し、その中心値 (mean) と分散 (σ) を求め、ADC の ch 上で、 $\text{mean} + 3\sigma$ (ch) を 0 点とした。

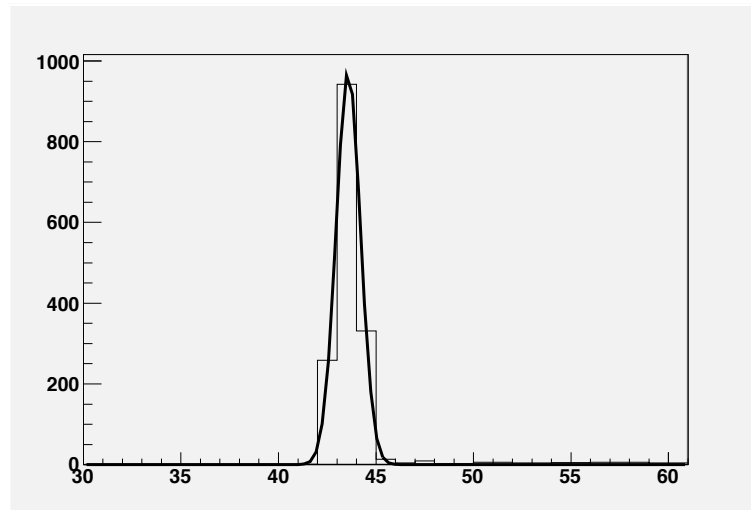


図 3.1: 6ch の pedestal に対して、ガウス関数で Fit した。

以後、ここで補正を加えた ADC の ch 値について、ADC0～ADC15 と呼ぶ事とする。

3.1.2 宇宙線によるエネルギー較正

次に ADC の ch をエネルギーに変換するための較正を行う。

実験終了後に、レンジカウンターを上向きにセットし、その他の状況は実験中と同様にし、較正用の宇宙線測定を行った。図 3.2 に示した様に、検出器を貫通したイベント (図中の○のついたイベント) のみを較正用を使用した。

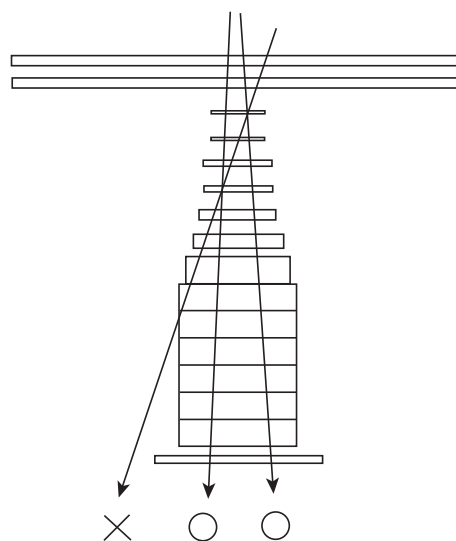


図 3.2: 宇宙線測定の為にカウンターを上向きに配置し、side veto 用のカウンターは一番上に設置した。

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。シンチレーターの材質であるポリスチレンの密度は $1.06 \text{ g}/\text{cm}^3$ なので、例えば、厚さ 2 mm のシンチレーターに宇宙線が落とすエネルギーは

$$2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2) \times 1.06 \text{ g}/\text{cm}^3 \times 2 \text{ mm} = 0.424 \text{ MeV}$$

と計算できる。この値に、宇宙線のヒストグラムをランダウ関数でフィットすることで得られた MPV (Most Probable Value) を対応させた。各シンチレーターの結果を表 3.1 に示す。

表 3.1: 宇宙線測定による、各シンチレーターの ADC の ch 数とエネルギーの対応表

カウンター	MeV	7 月実験	10 月実験	11 月実験
S ₀	0.424	44.51	51.19	50.38
S ₁	0.424	35.05	40.42	54.33
S ₂	1.06	24.18	22.89	22.81
S ₃	1.06	24.66	22.12	21.77
S ₄	2.12	31.88	30.98	30.20
S ₅	3.18	36.45	33.61	32.74
S ₆	6.36	63.89	61.76	59.92
S ₇	6.36	64.10	61.82	65.45
S ₈	6.36	55.41	53.86	53.49
S ₉	6.36	53.92	52.85	52.46
S ₁₀	6.36	69.66	66.54	67.32
S ₁₁	6.36	72.48	70.40	84.82
S ₁₂	6.36	82.17	81.38	81.52

3.1.3 ビームによるエネルギー較正

実験中のデータを使ってエネルギー較正を行う。

各カウンターの Gain 調整において、陽子 (P)、重陽子 (D)、三重陽子 (T)、ヘリウム 3 (^3He)、ヘリウム 4 (^4He) が range 内に収まっている。これらの粒子が、各カウンターで落とす最大のエネルギーを以って、エネルギー較正を行う。

ここでは、S₆ を例に挙げて、較正方法を説明する。

エネルギー較正の際には図 3.3 のように、ADC の 2 次元相関図 ($\Delta E:E$) を利用する。

図 3.3(左) は全イベントに対する二次元相関図であり、図 3.3(右) は S₆ で静止したイベントに対する二次元相関図であり、粒子毎に固有の相関があるのが見て取れる。

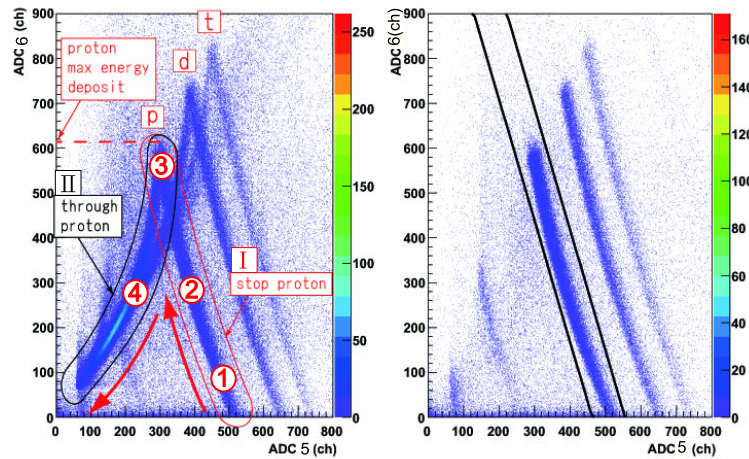


図 3.3: (左)ADC5:ADC6 の相関図、(右)ADC5 : ADC6 の静止イベントに対する相関図

図 3.3(左) の分布について説明する。図中の領域 I,II 内の赤丸 1 ～赤丸 4 の分布の説明をする。
 (赤丸 1) S_6 にギリギリ到達したイベントである。そのため、 S_5 に落とすエネルギーは大きく、 S_6 に落とすエネルギーは小さい
 (赤丸 2) S_6 の半くらいまで到達したイベントである。1 よりも S_5 に落とすエネルギーは小さく、 S_6 に落とすエネルギーは大きくなる
 (赤丸 3) S_6 の後ろの方まで到達したイベントである。 S_6 に落とすエネルギーが最大となる。
 (赤丸 4) S_6 を貫通するイベントである。 S_5 、 S_6 に落とすエネルギーは共に減少していく。
 以上の関係を、簡単な模式図として図 3.4 に示す。

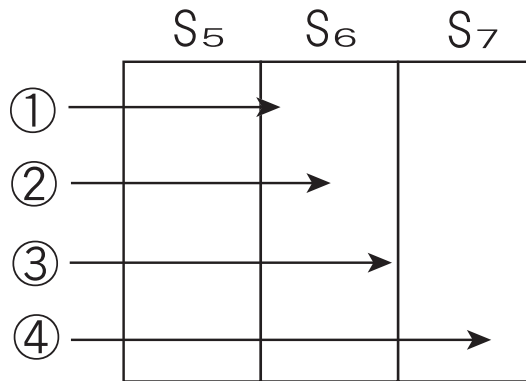


図 3.4: 1 ～ 4 は本文の内容と一致。カウンターのどの辺りで粒子が止まったのかを模式的に示している。

この様に、領域 I(赤丸 1 ～赤丸 3) は S_6 で静止するイベントの分布であり、領域 II(赤丸 4) は S_6 を貫通したイベントである。
 カウンターのエネルギー較正には、各粒子が一つのカウンター内で落とすエネルギーの最大値を使用するので、領域 I、つまり S_6 で静止するイベントをその他のイベント(領域 II 貫通) から分離しなければならない。

S_6 で静止した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。

- ADC0～ADC6 に信号が存在する。
- ADC7～ADC13 に信号が存在しない。

現在、ADC の値は pedestal を 3σ で切落せているので、上の条件を次の様書き直す事ができる。

- $ADC0 \sim ADC6 > 0$
- $ADC7 \sim ADC13 \leq 0$

以後、この条件の事を、ADC6 静止条件と呼ぶ。(図 3.5 参照)

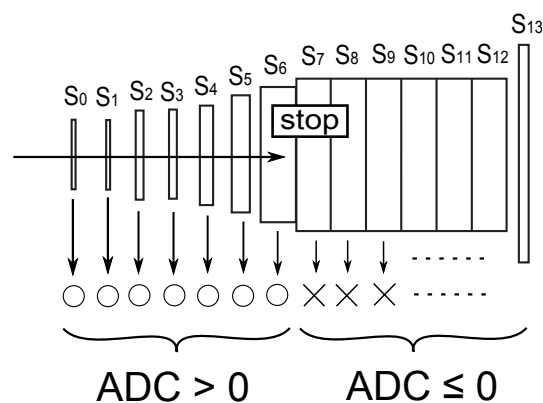


図 3.5: S_6 で静止したイベントの概念図。図中の○は信号ありを、×は信号なしを表わす。ADC0～ADC6 > 0 であり、ADC7～ADC13 ≤ 0 となる。

ADC6 静止条件をかけた ADC5:ADC6 の二次元相関図を、図 3.3(右) に示す。この様に静止イベントのみを切り出すと、各粒子に $\Delta E:E$ の相関があるのを見て取れる。この相関図分布を各粒子毎に分離し、ADC6 の最大値の値を記録する。粒子の分離には、図 3.3 の右に示すように、直線にて条件をかけた。

図 3.3 には、陽子を分離するための直線を描いており、二つの直線で挟まれたイベントのみを、 S_6 で静止した陽子と考え、その時の ADC6 の分布が図 3.6 である。図の様にカウント数の半値での ch 数を最大エネルギー損失を表す ch とした。

陽子を切り出す際に直線にてカット条件を課したが、図 3.3(右) を見る限り、各粒子の $\Delta E:E$ 相関は直線ではない。この点に関しては、陽子の収量を求めるという事を考える際には適切ではないが、現在のようにカウンター内に陽子が落とすエネルギーの最大値を求めるという場合には、図 3.6 を見ても分かる通り、その ch 以上の分布がほぼ無い事を考えれば、現手法を用いる事で問題ない。

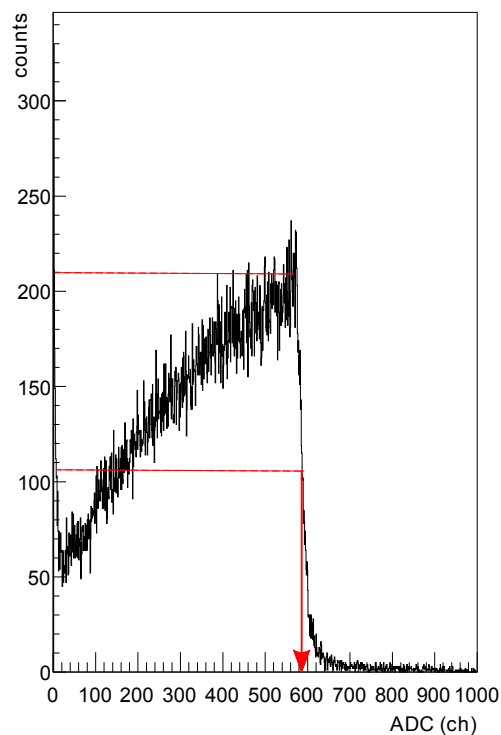


図 3.6: 図 3.3 の (右) で条件をかけた陽子の最大エネルギー損失を表す ch を決める。

同様の手順で、重陽子 (D)、三重陽子 (T)、ヘリウム 3、ヘリウム 4 の最大エネルギー損失を示す ch を決定する。表 3.2 に、2009 年 7 月の実験での ADC6 の結果を示す。

表 3.2: ADC6 での各粒子の最大エネルギー損失 (ch)

粒子の種類	p	d	t	^3He	α
ch	533	670	755	1240	1330

3.1.4 Range 計算 (SRIM) との比較

3.1.3 で求めた値をエネルギーに換算するために、LSS 理論に基づいたイオンの stopping range 計算ソフト SRIM を用いて各粒子がシンチレーター内で落とすエネルギーを計算した。SRIM は粒子のエネルギーに対してその range を計算するシミュレーションソフトであるので、その計算結果から目的とした range (カウンターの厚さ) 付近にて 2 次関数にて内挿し (図 3.7)、各粒子の落とすエネルギーを決定した。表 3.3 に ADC6 の ch とエネルギーの対応表を示す。

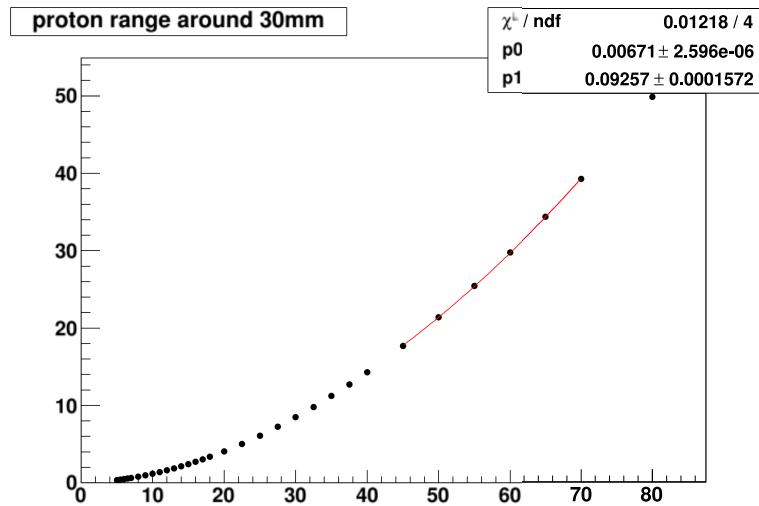


図 3.7: SRIM による range 計算で得られた結果を使い、目的の range (30mm) 付近に対して二次関数で Fit した

表 3.3: ADC6 の ch とエネルギーの対応関係

粒子の種類	宇宙線	p	d	t	^3He	α
ch	63.89	533	670	755	1240	1330
MeV	6.06	60.32	82.19	98.50	212.13	240.72

表 3.3 の結果を横軸：ADC(ch)、縦軸エネルギー (MeV) のグラフとし、二次関数で Fit する。Fit の際には ADC(ch) の 0 点と、エネルギーの 0 点が揃う様に点 (0,0) を通る事を課した。図 3.8 にその結果を示す。

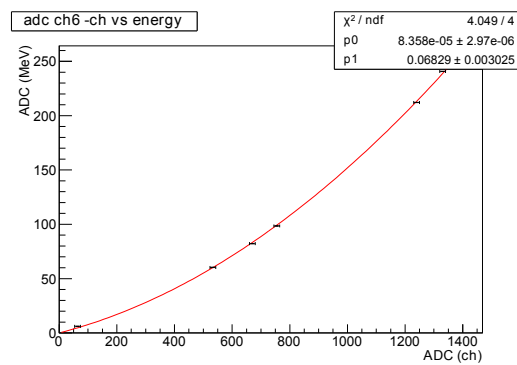


図 3.8: ADC6 の ADC(ch) とエネルギー (MeV) の相関と二次関数による Fit

以下が Fit に使用した関数である。

$$E[\text{MeV}] = A_1 \times (\text{ADC}[\text{ch}])^2 + A_2 \times (\text{ADC}[\text{ch}])$$

Fit 結果は、 $A_1=8.36\times 10^{-5}$ MeV/ch²、 $A_2=6.83\times 10^{-2}$ MeV/ch であり、ADC6 のエネルギー較正が完了した。他のチャンネル (ADC2～ADC12) に関しても上記と同様にエネルギー較正を行い、その結果を表 3.4～3.6 に示す。

表 3.4: ADC2～ADC12 の calibration 結果 (7 月実験)

カウンター名	A_1 (MeV/ch ²)	A_2 (MeV/ch)
S ₂	6.06×10^{-5}	2.12×10^{-2}
S ₃	5.14×10^{-5}	2.26×10^{-2}
S ₄	10.1×10^{-4}	2.97×10^{-2}
S ₅	9.51×10^{-5}	5.04×10^{-2}
S ₆	8.36×10^{-5}	6.83×10^{-2}
S ₇	8.76×10^{-5}	5.28×10^{-2}
S ₈	13.0×10^{-5}	6.96×10^{-2}
S ₉	8.18×10^{-5}	8.99×10^{-2}
S ₁₀	5.80×10^{-5}	6.69×10^{-2}
S ₁₁	5.92×10^{-5}	6.56×10^{-2}
S ₁₂	4.75×10^{-5}	5.91×10^{-2}

表 3.5: ADC2～ADC12 の calibration 結果 (10 月実験)

カウンター名	A_1 (MeV/ch ²)	A_2 (MeV/ch)
S ₂	5.80×10^{-5}	2.20×10^{-2}
S ₃	4.87×10^{-5}	2.38×10^{-2}
S ₄	10.2×10^{-5}	2.85×10^{-2}
S ₅	10.1×10^{-5}	5.33×10^{-2}
S ₆	8.62×10^{-5}	6.82×10^{-2}
S ₇	7.90×10^{-5}	5.73×10^{-2}
S ₈	13.8×10^{-5}	6.67×10^{-2}
S ₉	9.06×10^{-5}	8.75×10^{-2}
S ₁₀	6.43×10^{-5}	6.34×10^{-2}
S ₁₁	7.25×10^{-5}	5.66×10^{-2}
S ₁₂	5.84×10^{-5}	4.99×10^{-2}

表 3.6: ADC2～ADC12 の calibration 結果 (11 月実験)

カウンター名	A_1 (MeV/ch ²)	A_2 (MeV/ch)
S ₂	5.65×10^{-5}	2.12×10^{-2}
S ₃	4.98×10^{-5}	1.96×10^{-2}
S ₄	10.7×10^{-5}	2.59×10^{-2}
S ₅	10.1×10^{-5}	5.16×10^{-2}
S ₆	8.54×10^{-5}	6.51×10^{-2}
S ₇	7.89×10^{-5}	5.87×10^{-2}
S ₈	13.1×10^{-5}	7.01×10^{-2}
S ₉	8.88×10^{-5}	8.65×10^{-2}
S ₁₀	7.29×10^{-5}	5.60×10^{-2}
S ₁₁	7.13×10^{-5}	5.99×10^{-2}
S ₁₂	5.85×10^{-5}	4.99×10^{-2}

以上により、ADC (ch) からエネルギー (MeV) に変換する事ができた。以後、S₂～S₁₂ での粒子のエネルギー損失を E₂～E₁₂ と表す事とする。

3.1.5 時間 Gate:Slewing Correction

また、アクシデンタルなイベントを削除するために時間 Gate をかける必要がある。その為には、まず ADC 値と TDC 値の相関を消す必要があり、この事を Slewing Correction と呼ぶ。この ADC 値と TDC 値の相関は、PMT からの信号が Discriminator の閾値を超えるまでにかかる時間の差によって生じるものであり、図 3.9 のように、大きい信号の方が早く閾値を超える。

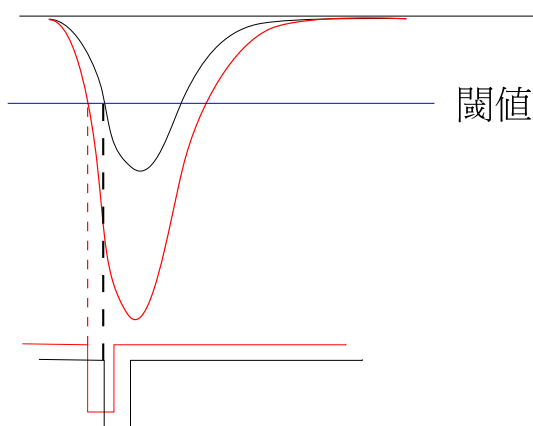


図 3.9: 信号の大きさにより、閾値を超えるタイミングが異なる。

ADC と TDC の相関には一般的に次のような関係がある [22]。

$$1. TDC = A_1 + \frac{A_2}{\sqrt{ADC - A_3}}$$

$$2. TDC = A_1 + \frac{A_2}{\exp(A_3 \times ADC)} \quad A_1 \sim A_3 \text{ は定数である。}$$

トリガーカウンターと VETO カウンターについては、時間情報はあまり重要ではなく、hit のある/なしが重要であるため、これら以外の、 $S_2 \sim S_{12}$ について Slewing Correction を行った。その際、シンチレーターの厚さ、PMT の種類により、Fit 関数は 1、2 を使い分けた。図 3.10 に Slewing Correction の一例を示す。

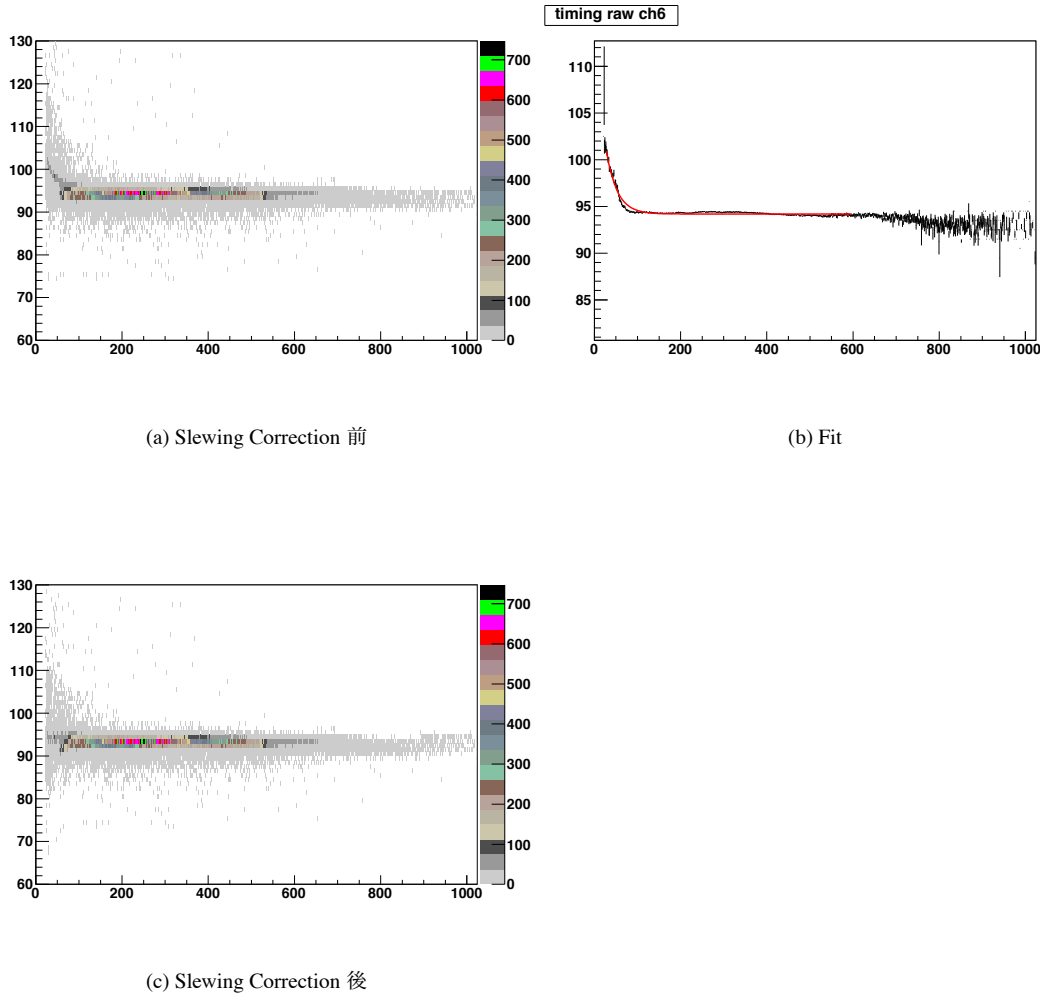


図 3.10: (a) は Slewing Correction 前のヒストグラム。(b) は profile をしながらの Fit。(c) Slewing Correction 後のヒストグラム

そして、Slewing Correction 後に、各 ch 毎に TDC の値をガウス関数で Fit し (図 3.11 参照)、 $\text{mean} \pm 3\sigma$ から外れたイベントについては、アクシデンタルな事象という事で、解析の際に取り除いた。

以後の解析は Slewing Correction を行った結果を用いる。そして、TDC の 1st Hit Time(ch) を、TDC1-0 \sim TDC1-12、TDC の 2nd Hit Time(ch) を、TDC2-2 \sim TDC2-12 と呼ぶ。(S₀、S₁ に関しては 2nd Hit の議論はしない。)

ここで、粒子の静止条件についてまとめる。(S₆ 静止イベントを例に挙げる)

1. $\text{ADC0} \sim \text{ADC6} > 0$ 、 $\text{ADC7} \sim \text{ADC13} \leq 0$
2. TDC1-0 \sim TDC1-6 は、各 ch の $\text{mean} \pm 3\sigma$ 内、TDC1-7 \sim TDC1-13 は、各 ch の $\text{mean} \pm 3\sigma$ 外

以上 1, 2 を満たしたイベントを S_6 静止イベントと呼ぶ。(条件 1, 2 を合わせて S_6 静止条件)

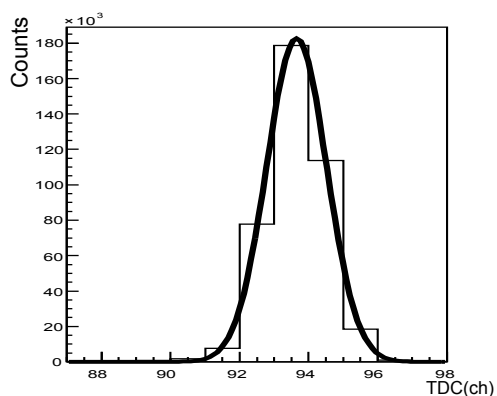


図 3.11: 7 月実験の S_6 の TDC 1stHit に対してガウス関数で Fit をした。

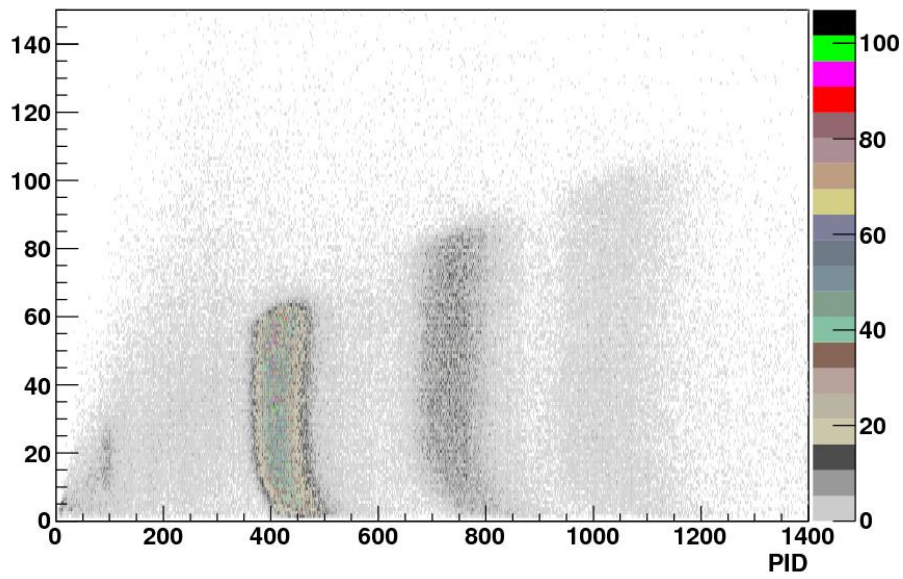
3.2 粒子識別：PID

2.3.1 でも述べたとおり、粒子には運動エネルギー E と物質中を進む距離 R (Range) の間に固有の関係があり、 $R \propto E^\alpha$ となる事が知られている。ここで α は定数であり、約 1.75 である。これを利用する事で、カウンター内で静止したイベントを粒子毎に分けることが可能である。カウンター S_6 で静止したイベントについての PID 関数を以下に示す。

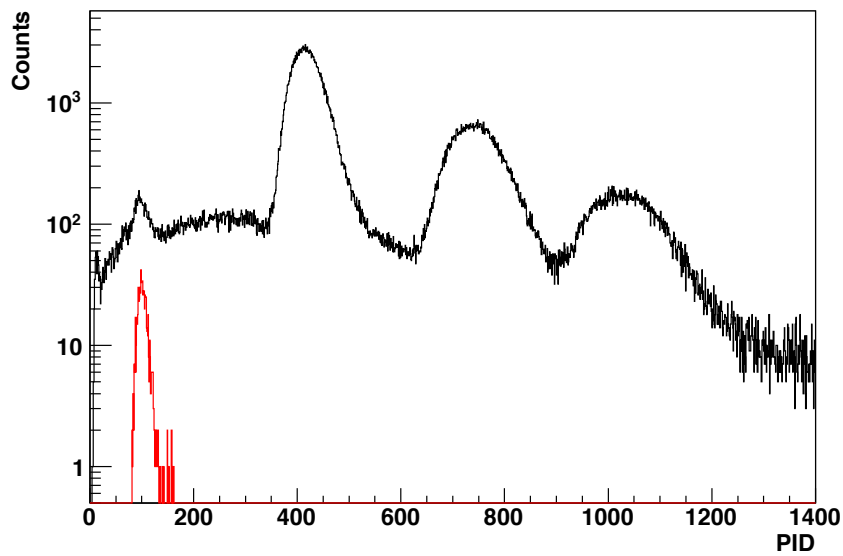
$$(E_5 + E_6)^\alpha - E_6^\alpha$$

この PID 関数は粒子固有の値を示すので、図 3.12 のように、粒子ごとに異なる PID に分布しているのが分かる。

尚、PID の詳細については Appendix で説明する。



(a) PID vs Energy



(b) PID

図 3.12: 400AMeV 実験、45 度、 S_6 での静止イベントに対する PID。(a) は横軸に PID、縦軸に E_6 を表示。(b) は (a) の関数を x 軸方向に射影した (PID)、縦軸は log 表示。図中の赤で表わしたヒストグラムは S_6 静止 π^+ イベントである。

3.3 π^+ の同定

パイオンレンジカウンタは、 π^+ を測定する目的で制作された検出器であるが、 π^+ と π^- の検出方法には大きな違いが存在する。 π^+ は μ^+ への崩壊という特徴からその絶対値を測定できるのに対し、 π^- は π^+ の情報から相対的にしかその収量を決定する事はできない。

ここでは、 π^+ の微分断面積の絶対値を求める解析について説明する。

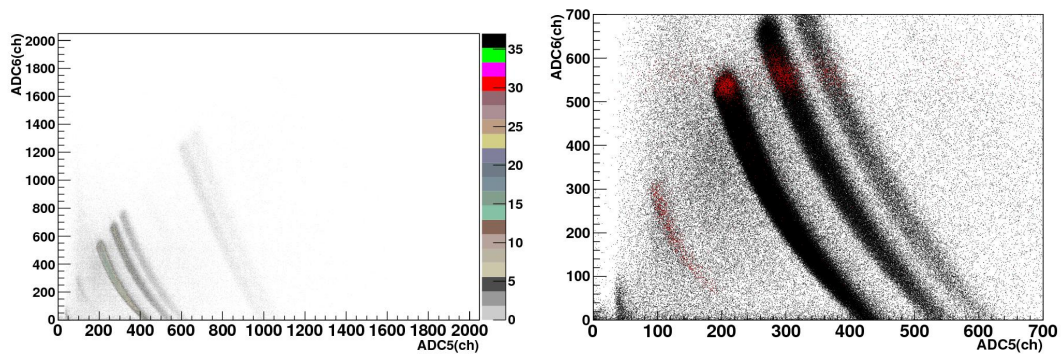
3.3.1 π^+ 同定の条件

2.3.1 でも述べたように、 π^+ は 99.99 % の確率で、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ という崩壊を起こす。我々は、この性質と粒子固有の range との関係を利用して π^+ を検出する。

解析の手順は以下の通りである。(ここでも S_6 を例に挙げる)

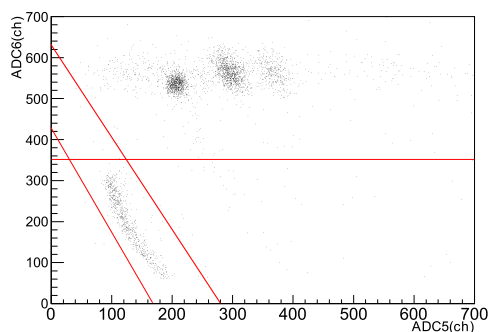
1. 静止イベントを求める。(S₆ 静止条件)
2. ダブルヒットイベントを抽出する。(TDC2-6 > 0)
3. 2. で求めた条件からバックグラウンドを除去する。
4. 1.~3. の条件下での TDC2-6 - TDC1-6 の情報より、decay time:0~ ∞ の量に直す。

上記手順 1~4 が図 3.13 の (a)~(b) に各々対応する。

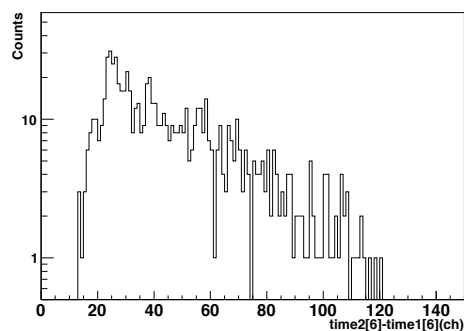


(a) 静止条件をかけた

(b) 「静止条件」：(黒) と 「静止 + 2nd Hit > 0」：赤



(c) 赤の直線でカットし、バックグラウンドを除去



(d) TDC2-6 - TDC1-6

図 3.13: π^+ の同定のための解析について、順にヒストグラムにて示す。

3.13 の (b) において、 $TDC2-6 > 0$ の条件を加えたイベントを赤でプロットしたが、 π^+ 以外の分布が確認された。ADC6 の 500ch 付近に分布が見られるが、これは 2.6.1 節で述べたリングングの効果を消し切れていなかった事を示している。クリッピングを調整する事でこのリングング効果をなくそうと試みたが、消す事はできなかった。しかし、リングングによる分布は π^+ の分布からは離れているので、 π^+ の測定には直接の影響を及ぼす事はないと考えられる。解析の際には、図 3.13 の (c) の様に 3 直線で囲んだ範囲という条件を付加する事で対処した。次に、以上の条件を加えたイベントの 1st パルスから 2nd パルスまでの時間差 ($TDC2-6 - TDC1-6$)、つまり π^+ の崩壊時間について考える。現在例に挙げているデータは、2009 年 7 月 90 度の S_6 のものであるが、このデータのみでは π^+ の平均寿命を表しているかを議論するには統計量が少なすぎるため、2009 年 7 月の全角度 (30,45,60,90,120 度) のデータを足し合わせて、 S_6 について調べてみる。

平均寿命を τ とすると、時刻 t 秒後の粒子数は $\exp(C - t/\tau)$ となる事を考慮して、($TDC2-6 - TDC1-6$) のヒストグラムに対して、 $\exp(C + ax)$ で Fit した。(図 3.14 参照) ここで Fit 範囲について考える必要がある。図 3.14 を見ると、ヒストグラムの左端が下がっており、この領域はダブルパルスイベントに対する efficiency が悪いという事を示している。そこで十分に efficiency が良いと考えられる区間として、 $25\text{ch} \leq TDC2-6 - TDC1-6 \leq 120\text{ch}$ を Fit 範囲とした。Fit の結果を次に示す。

- $C = 5.517 \pm 0.04148$
- $\alpha = -2.995 \times 10^{-2} \pm 7.266 \times 10^{-4}$

C は定数で、 α は Slope である。測定に使用している TDC の時間分解能は 0.78 nsec/ch であるので、 α を 0.78 で割り、逆数をとったものが平均寿命となる。

- $\tau = 0.78/\alpha = 26.0 \pm 0.6 \text{ nsec}$

これは、 π^+ の寿命 $\tau=26.033\pm0.005 \text{ nsec}$ と誤差範囲内で一致しており、 π^+ の崩壊イベントを正しく同定している事が確認できた。

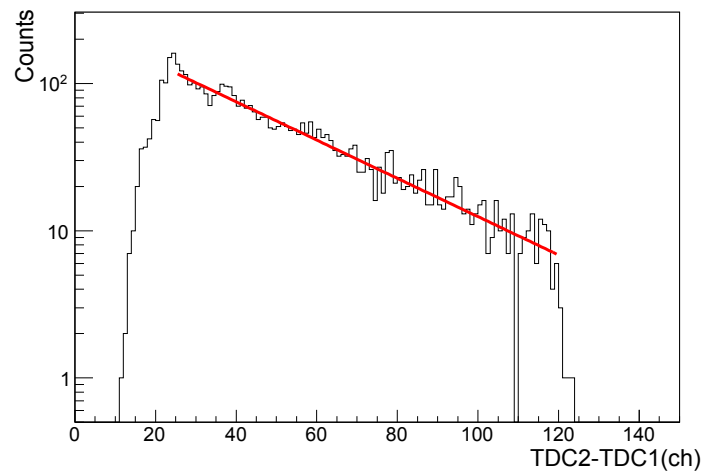


図 3.14: 2009 年 7 月実験の TDC2-6 - TDC1-6 に対し、25～120ch の範囲で指数関数 Fit を行った。

π^+ の decay curve について

上記で見たような decay curve について、全てのカウンターでこのような状況が作れている訳ではなかった。2009 年 7 月 (ビームエネルギー 400 A MeV) の実験データについて確認したところ、ダブルパルスイベントに関する観点から考えて、特に問題のあるカウンターとして、S₇、S₁₀、S₁₁ について、その原因を考えてみる。

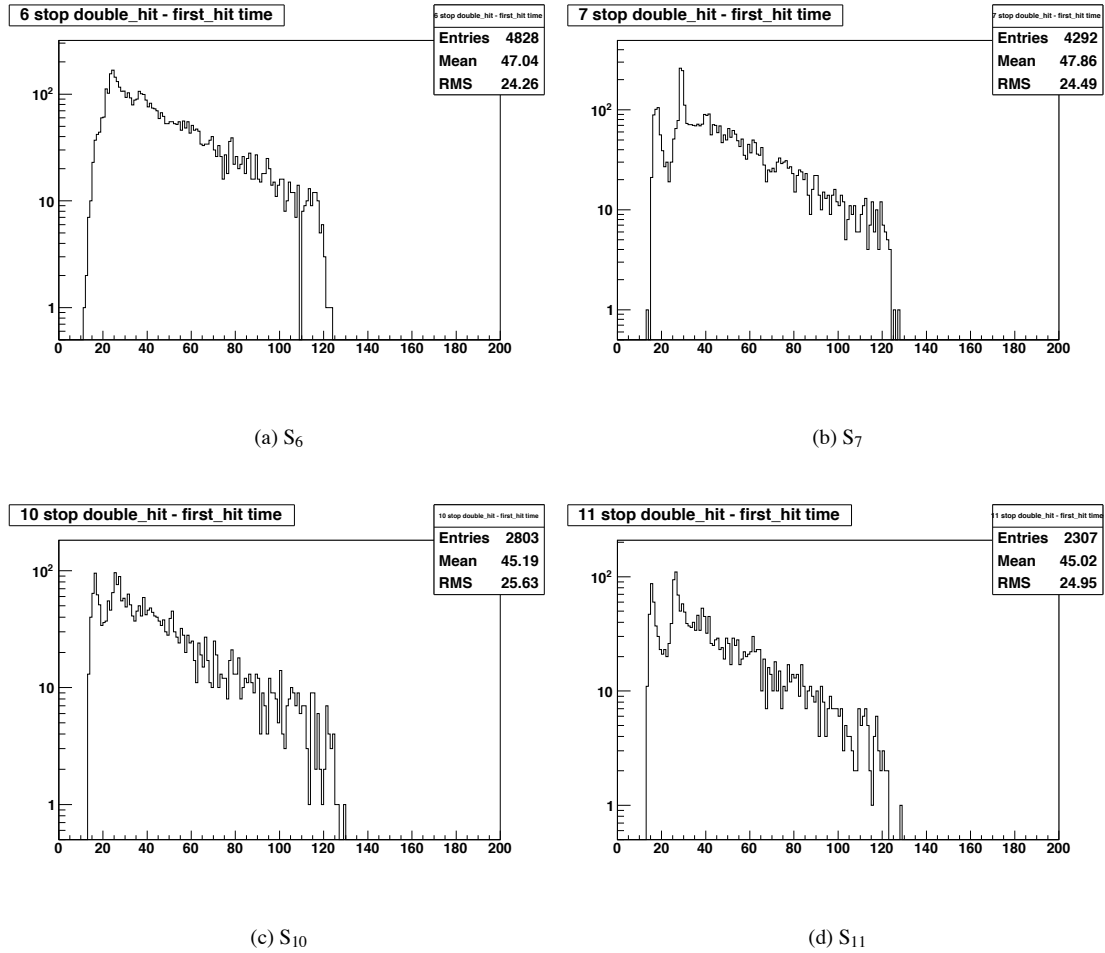


図 3.15: 横軸：TDC2-TDC1(ch)、縦軸：カウント (Log) の図。(a) には、比較対象としてヒストグラムに問題のない S_6 を載せた。

図 3.15 に、ダブルパルスに対して、問題のない S_6 と特に問題のあると考えられる S_7 、 S_{10} 、 S_{11} の TDC2-TDC1 のヒストグラムを示した。図中 (b) S_7 、(d) S_{11} では、15ch と 25ch の辺りにピークが見られ、その中間である 20ch 付近は凹んでいる。(c) S_{10} に関しては、20ch 以下のところにピークが見られる。以上より、次に 2 点について decay curve に関して不一致が見られる。

- ・ 15ch 付近については、前述した通り efficiency が悪い領域であると考えられるにも関わらず、ピークが立っている。
- ・ 25ch 付近のピークに関しては、decay のスロープより明らかに突出しているのが確認できる。

これについて考えられる原因としては、上でも述べたリングングの効果が挙げられる。図 3.13 では、 π^+ の分布とリングングの分布は完全に分離しており、 π^+ のダブルヒットイベントの efficiency に影響を与える事はないと考えられた。しかし、図 3.16 に示すように、 π^+ の分布にリングングの影響が出ている可能性のあるカウンターが存在した。

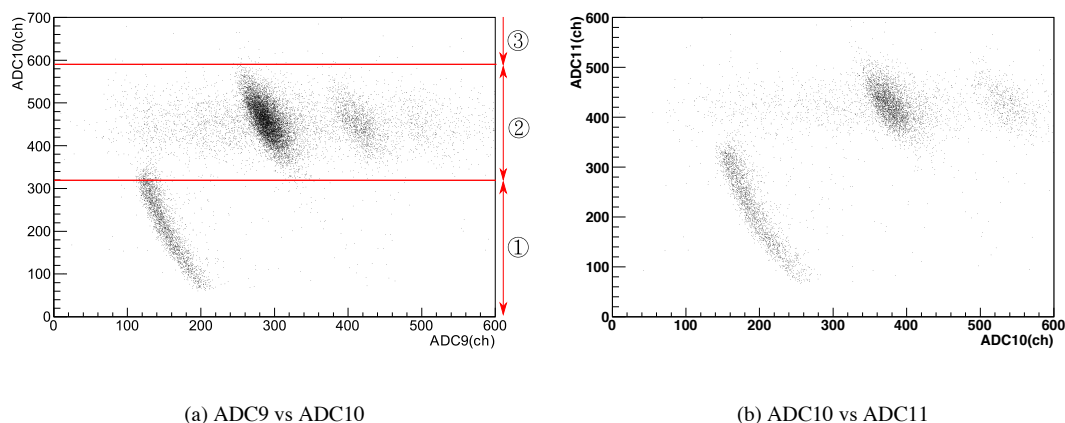


図 3.16: (a) に ADC9 vs ADC10 を、(b) に ADC10 vs ADC11 に示す。

図 3.16 は、共に左下の分布が π^+ であり、右上の分布が、リングングによりダブルパルスが発生している分布である。リングング分布に関して、図 3.16(a) では、左から P,D,T、図 3.16(b) では、左から P,D の分布が表示されている。

ここで、リングングの発生するシグナルの様子を図 3.17 に示す。図中の信号 1 ～ 3 のどの信号にもリングングの影響である波打ち現象が存在し、リングング効果によるセカンドパルスは元々の信号のパルス波高に依存した形を示す。1 の場合、元々の信号の波高が低く、リングングが発生しても、セカンドパルスが閾値を超えない為、得られたデータ上ではリングングが存在しないように見える。そして、2 のような信号がリングングの効果としてダブルパルスが発生させてしまっている。しかし、更に波高の高くなる 3 の様な信号では、リングングが存在したとしても閾値をまたぐ事がないため、この範囲の信号もデータ上はリングングの存在しないデータとして見える。

このようにリングングが発生する為には、ある程度のエネルギー損失が必要であるため、貫通イベントではリングングは存在しない事を確認した。その為、リングングの議論をする際には、静止するカウンターに対する ADC2 次元分布に注目する必要がある。図 3.16(a) のヒストグラムの右側に示した 1 ～ 3 は、図 3.17 中の 1 ～ 3 の様な信号になっていると考えられるため、リングングは静止カウンターである ADC10 の 2 の領域にしか現れていない。

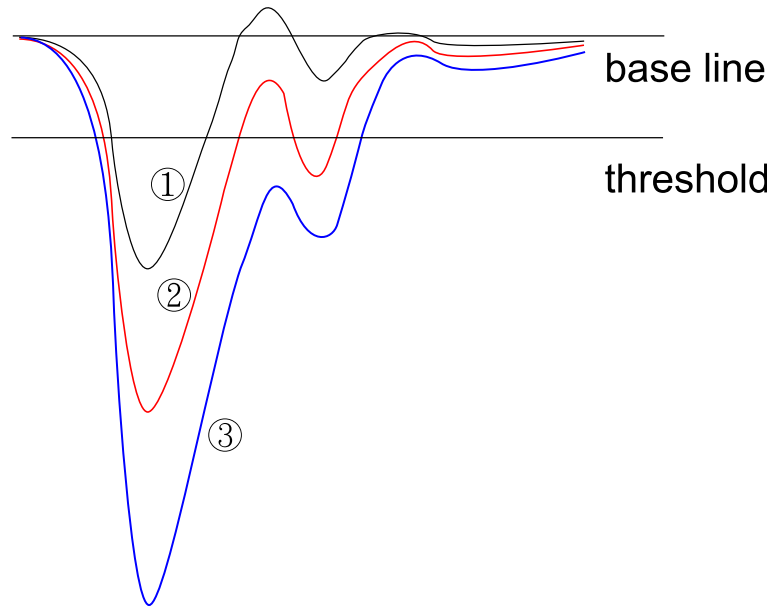
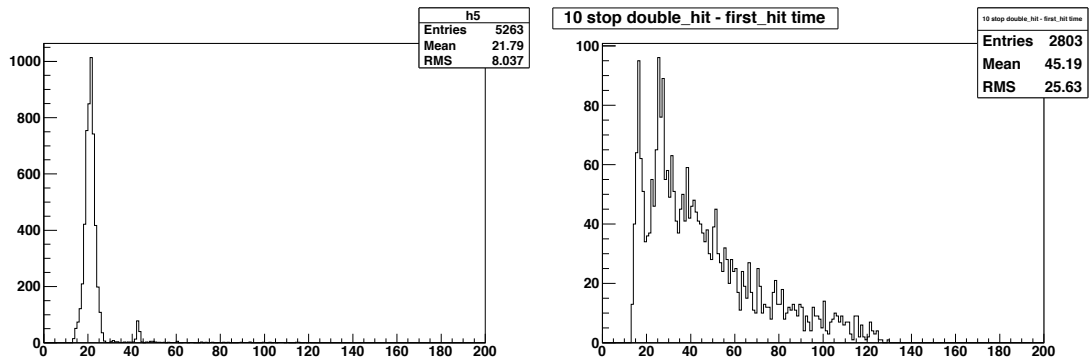


図 3.17: 1～3 は PMT からの信号にリングングが乗っている様子を示している。この中でリングングの影響でダブルパルスが発生させるのは黒丸 2 のみである。

また、リングング信号は、ほぼ同一のタイミングとなる事が分かっており、図 3.16(b) のヒストグラムのうち、右上の分布 (P,D) に条件をかけ、TDC2-TDC1 分布を見てみると、約 20ch に信号が現れることが確認できた。(図 3.18(a)) そして、図 3.18(b) には、比較のために π^+ イベントのみの TDC2-TDC1 を表示した。

これら二つを比較すると、 π^+ イベントの TDC2-TDC1 の 20ch 付近は谷になっており、リングングによる影響を強く受けているとは確認できない。decay curve からの極端にズレている (15ch と 25ch 付近のピーク) 原因が他に存在するという可能性を示している事が確認できた。

また、ここではヒストグラムを載せてはいないが、 S_7 のダブルパルスイベントの ADC 二次元相関図を描いてみると、 π^+ イベントとリングングによるダブルパルスイベントは十分分離できているという事からも、TDC2-TDC1 が decay curve に乗らない事に対して、リングング以外の可能性を示唆している。



(a) ADC10 vs ADC11 のリンギングの時間

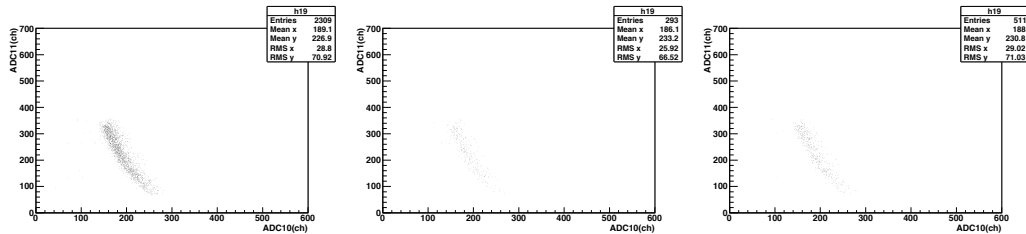
(b) ADC10 vs ADC11 の π^+ の時間

図 3.18: (a) に ADC9 vs ADC10 を、(b) に ADC10 vs ADC11 に示す。

次に、11ch 静止 π^+ イベントの時間情報(図 3.18(b)) に次の 2 種類の条件をかけ、ADC の 2 次元相関上に分布の偏りが見られるかを確認した。

- $TDC2 - TDC1 < 20\text{ch}$
- $20\text{ch} < TDC2 - TDC1 < 30\text{ch}$

その結果を図 3.19(a),(b) に示す。



(a) π^+ 全体の分布

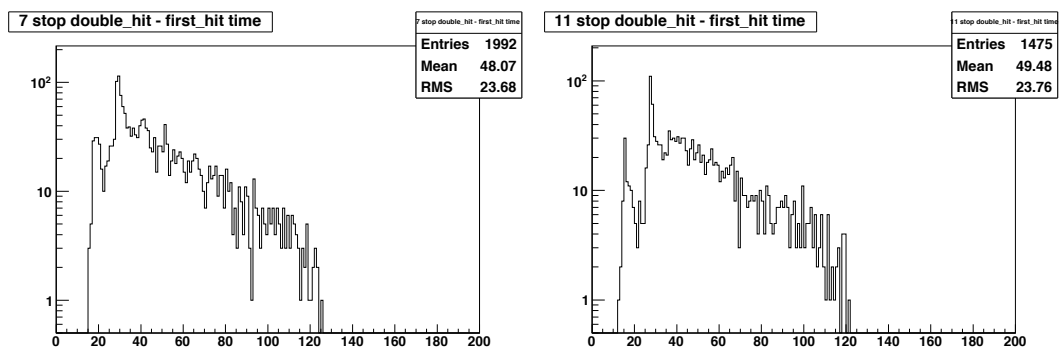
(b) $TDC2 - TDC1 < 20$ の π^+ の分布

(c) $20 < TDC2 - TDC1 < 30$ の π^+ の分布

図 3.19: (a) に比較のために π^+ 全体の分布を、(b) には $TDC2 - TDC1 < 20$ の π^+ 、(c) には $20 < TDC2 - TDC1 < 30$ の π^+ の分布を示す。

図 3.19 を見てみると、時間構造の偏りのある π^+ イベントは π^+ の全領域に分布しており、その差異を確認する事はできなかった。

10 月、11 月 (各々ビームエネルギー 600,800A MeV) の実験の際には、 π^+ の分布の領域にリンギングの分布領域が重なるのを避けるために、Gain とクリッピングの調整を行ったが、依然として今問題にしている時間分布は存在した。図 3.20 に S_7, S_{11} の $TDC2 - TDC1$ のヒストグラムを載せる。



(a) π^+ 全体の分布

(b) $\text{TDC2-TDC1} < 20$ の π^+ の分布

図 3.20: (a)(b) にそれぞれ、 S_7, S_{11} の π^+ 条件をかけた後の TDC2-TDC1 のヒストグラム (縦軸:log)

また、類似の現象は昨年度のデータでも存在した。(3.22 参照)

昨年度の実験 (ビーム核種 ^{132}In , ビームエネルギー: 400AMeV) では、リンギングの効果が顕著に表れるという事はなかった。(図 3.21 参照)

昨年度と今年度で実験の構成として変更した点は、

- Discriminator の種類を変更した。
- Analog 信号の Delay 用に新しい DelayBox に変更した。

という点である。

• Discriminator を変更した理由は、昨年度使用していた Discriminator は閾値の最低値が 30mV までしか下げることができなかった。これにより、トリガーカウンターでのデータを取りこぼす可能性が心配され、今年度は閾値を最低 10mV まで下げる事のできる Discriminator に変えた。

• また Delay については、モジュール類をコンパクトにまとめる目的で固定時間 (60nsec) \times 16ch の delayBox を用意した。

これらの変更が主要因であるかないかの見積もりはできていないが、今後、更なるチェックをかける必要があると思われる。

上記の議論の様に、 TDC2-TDC1 のヒストグラム上で判断のできていない成分を含んでいるカウンターが存在することが分かった。

これらの分布が、本来の π^+ の分布にどのような影響を及ぼしているかは確認できていないが、本解析においては、その影響を避けるため、大雑把に $\text{TDC2-TDC1} \geq 30\text{ch}$ という条件をかけて対処する事にした。

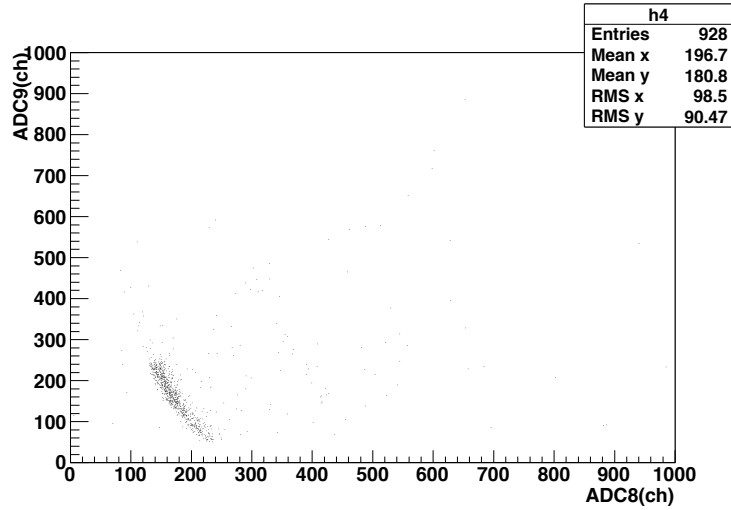
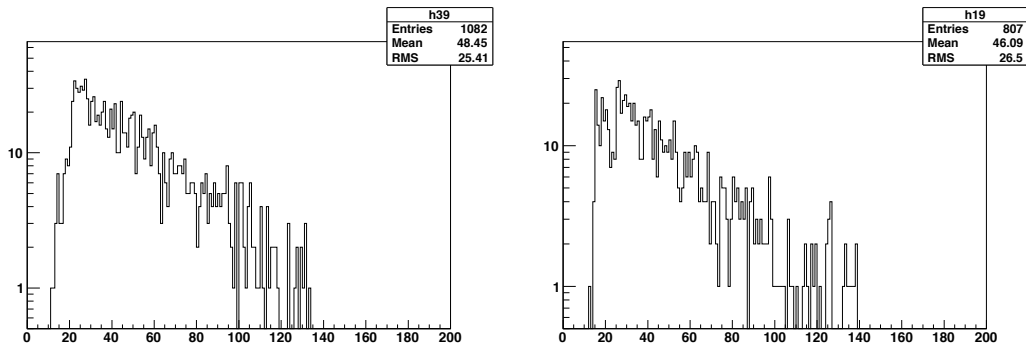


図 3.21: 2008 年度の実験の ADC2 次元相関。今年度の S_{10} vs S_{11} に相当する。リングングによるダブルパルスの分布は存在しない。



(a) π^+ の decay curve の典型的なカウンターでの様子

(b) 今年度の S_{11} に相当するカウンター

図 3.22: π^+ 条件をかけた後の TDC2-TDC1 のヒストグラム (縦軸:log) を表示する。(a) は典型的なカウンター R_4 、今年度の S_6 であり、(b) は R_9 、今年度の S_{11} である。

再び 2009 年 7 月実験の 90 度 S_6 カウンターの例に戻る。

上記の条件 1~3 を加えたイベントに対し、図 3.13(d) に、1st パルスから 2nd パルスまでの時間差 (TDC2-6 - TDC1-6) を示してある。解析の際には、上記のように

・ $30\text{ch} \leq \text{TDC2-6} - \text{TDC1-6} \leq 120\text{ch}$ (時間に直すと $23.4 \sim 93.6\text{nsec}$)
という条件を加えた。

この状態では、 $23.4 \sim 93.6\text{nsec}$ に崩壊したイベントのみしかカウントできていない。実際に検出器内で発生した π^+ から μ^+ への崩壊数を算出するために、全区間 $[0, \infty]$ 積分量に直す必要がある。

平均寿命の式を

$$C \exp\left(-\frac{t}{26}\right)$$

として、この関数を $[0, \infty]$ と $[23.4, 93.6]$ 出積分し、全区間積分量を 1 とした場合の $23.4 \sim 93.6 \text{ nsec}$

の積分量 0.379 で割る事で真の発生量とした。

3.3.2 π^+ の収量の較正

3.3.1 の結果で、シンチレーター内で発生した π^+ から μ^+ への崩壊の全量を見積もることはできたが、ターゲット内で発生した π^+ の量を見積もるには、ターゲットからカウンターに到達するまでに失われた量を見積もる必要がある。

この補正に必要な量として、次の 4 つが挙げられる。

- 飛行中の π^+ の崩壊
- 原子核との反応
- 多重クーロン散乱
- エッジ効果

以上 4 点について説明する。

1) パイオンレンジカウンターで測定している π^+ イベントはシンチレーター内で静止したもののみであるが、目的のカウンターに到達する以前に崩壊した量を、各カウンター毎に求めた π^+ の運動エネルギーから求める必要がある。(Appendix)

2) 飛行中の π^+ が主にシンチレータ内の ^{12}C と反応を起こす事により、それよりも後方の検出器まで到達するはずである π^+ の量が減ってしまう。その際に考慮しなければならない反応として、原子核吸収、弾性・非弾性散乱が挙げられる。

3) 物質中を移動する際にクーロン場の影響により検出器外に逃げてしまう量の見積もりである。

4) π^+ がカウンター内で静止したにも関わらず、その検出器内に落とすエネルギーが Discriminator の閾値以下であった場合、また、 π^+ がカウンター表面近くで静止したために、崩壊により生成された μ^+ がそのカウンター内で静止しなかった場合の効果である。

図 3.23 に今回 Geant4 を用いて求めた補正項と、Chiba らの求めた補正項 ([20] ,[21]) の比較を示す。(図の値の逆数が補正項となる。) 図中の前から 2 番目の検出器とは、 S_2 を表わしており、Geant の結果が極端な変動を示しており、本解析では、Chiba らの補正項を使用した。

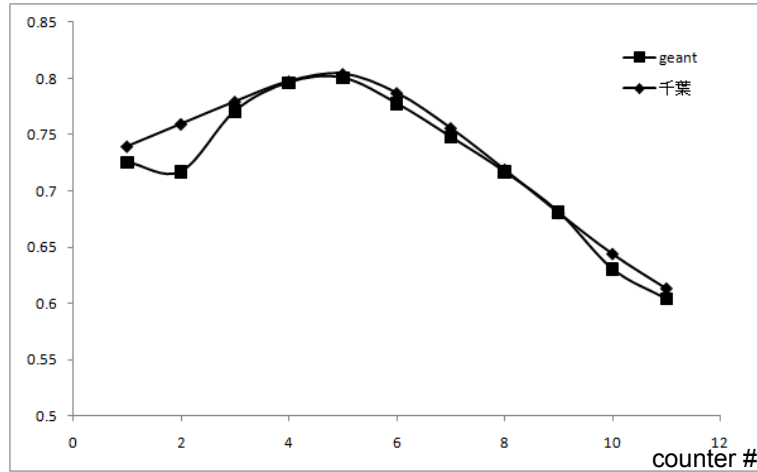


図 3.23: 横軸にカウンター番号をとり各カウンターに到達する π^+ の割合を示した。

3.3.3 π^+ の微分断面積

π^+ の生成量の評価として、エネルギーと角度の二重微分断面積を用いる。

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{N_{\pi^+}}{(N_T / \sin\theta) \cdot N_{Proj} \cdot \Omega \cdot \delta E \cdot F_C}$$

N_{π^+} は、3.3.1 で求めた検出器内での静止した π^+ の総量

N_T は、単位面積当たりのターゲット粒子数

θ はビーム軸に対するターゲットの回転角、30～60 度では 90 度、75～120 度では 45 度である。

N_{Proj} は、ビーム粒子数であり、ビームの最下流に設置したイオンチェンバーで測定している。

ω は、検出器の覆う立体角 (10 msr)

δE は、各カウンターで静止する π^+ のエネルギー幅

F_C は、3.3.2 で求めた補正項

以上を用いて、二重微分断面積を求めた。図 3.24 に結果を示す。

図 3.24 では、上から入射エネルギーが 400, 600, 800 A MeV の時の π^+ の微分断面積を、横軸 π^+ のエネルギーとして表示した。図中表示してある誤差棒は、統計誤差のみを表示しており、系統誤差は定量的に評価しきれていないため、図には含まれていない。また、図中の直線は、単に各データ点を結んだ線である。そのため、かなりガタガタなグラフに見えるが、これを滑らかになるように結んだ線として今後考察をする。

考察の章で詳しく説明するが、後方角 120 度の断面積について、各入射エネルギーでのピークの値を見てみると、400 A MeV で 40 MeV あたり、600 A MeV で 45 MeV あたり、800 A MeV で 50 MeV あたりと、入射エネルギーが高くなるにつれ、放出される π^+ のエネルギーも高くなっており、これは、入射エネルギーに対応した変化をしていることが分かる。

他の角度の断面積についても、同様の傾向を示している事が確認できる。

また、角度間で断面積を見比べると、前方角になるに従い、断面積のピークが放出される π のエネルギーの高い方へ移動している事が確認できる。

各入射エネルギーのデータを見比べると、概ね同じような傾向が見て取れるが、800MeV/nucleon のデータの中で、60 度のデータが他の角度よりも低エネルギー側で相対的に大きくなっている。この事については考察で議論をする。

また、絶対値についても考察で議論する。

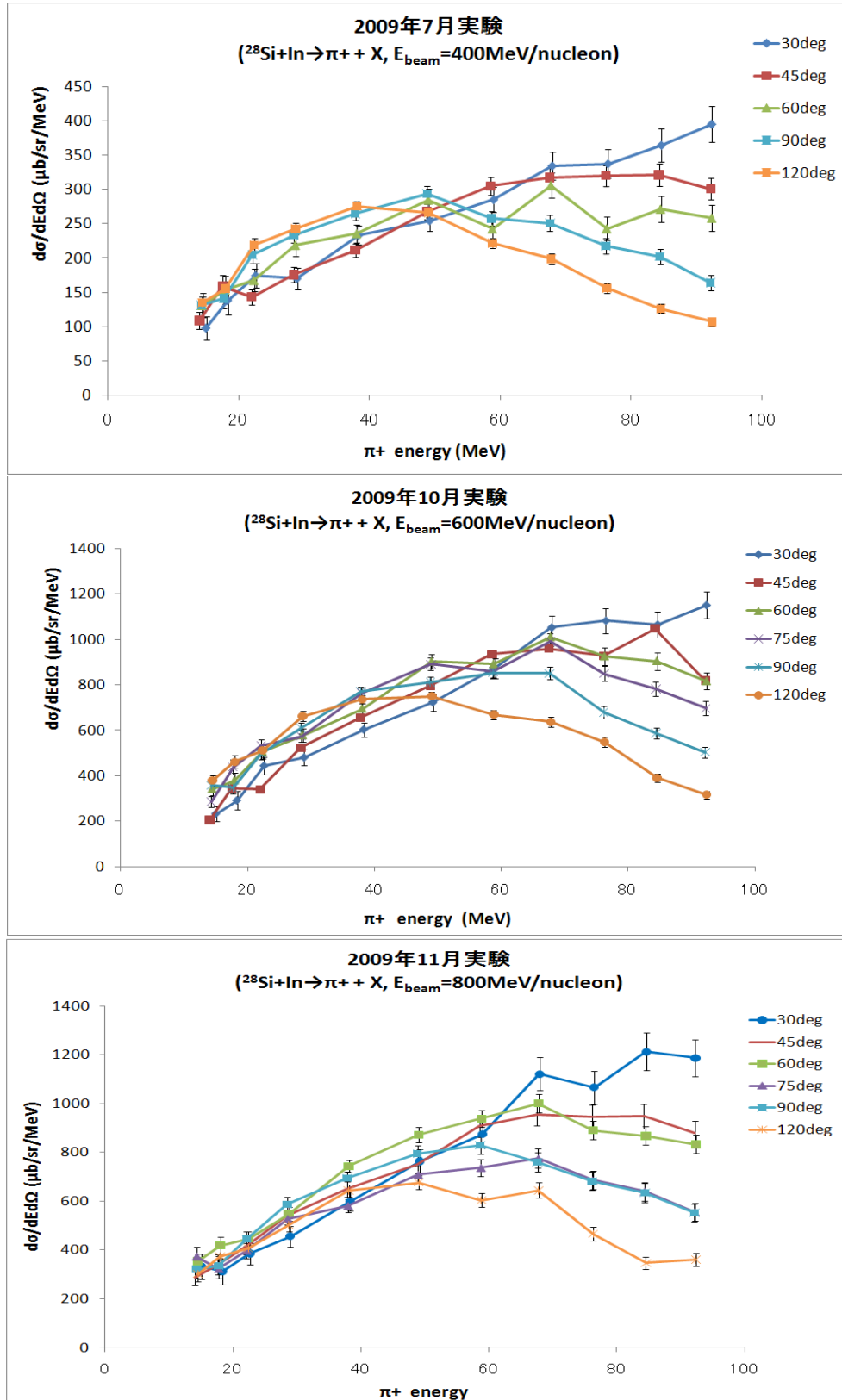


図 3.24: 横軸: π の実験室系の運動エネルギー (MeV)、縦軸: 微分断面積 ($\mu\text{b/sr/MeV}$)

3.4 π^\pm の同定

2.3 で述べた通り π^- は、 π^+ のような手法で測定できないが、我々が開発したパイオンレンジカウンターを用いる事で、 π^+ と π^- の同時測定が可能である。

π^\pm の収量比を求める解析について以下で説明する。 π^\pm の解析はビーム軸に対して 90 度方向のデータについて行った。

3.4.1 π^\pm 同定の条件

解析の手順は以下の通りである。(ここでも S_6 を例に挙げる)

1. $S_6\pi^+$ イベント (S_6 静止+ダブルヒット+直線カット条件) の ADC0~5 の一次元 Hist に Gate(ΔE Gate と呼ぶ) をかける。
2. S_6 静止イベントに対し、1 で作った δE Gate をかける。
3. バックグラウンドを除去する。
4. 収量比をとる。

この解析において、 π^+ と π^- は質量が同じで電荷の異なる粒子であり、静止するまでの間のエネルギー損失は、全く同じであるという前提を置いている。

そして、静止するカウンター内での様子は異なり、

- ・ π^+ は静止カウンター入射時のエネルギー + 4 MeV(μ^+) のみ
- ・ π^- は静止カウンター入射時のエネルギー + 原子核吸収からのスターイベントによる粒子生成となる。 π^+ はエネルギー損失式 + 4 MeV という事でかなり制限された分布になるが、 π^- はスターイベントの影響により、広範囲にエネルギー分布が広がる事になり、静止カウンターについては、制限を加える事はできないため、解析においては、静止カウンターの手前のカウンターまでの条件により π^+ と π^- の決定を行う。

図 3.25 に、geant4 により得られた静止カウンターでの π^+ と π^- のエネルギー損失を示す。

静止カウンターを 30 mm、その手前のカウンターも 30 mm として、 π^+ と π^- がプラスチックシンチレーター内で落とすエネルギー分布を知るための計算であり、検出効率等は考慮していない。

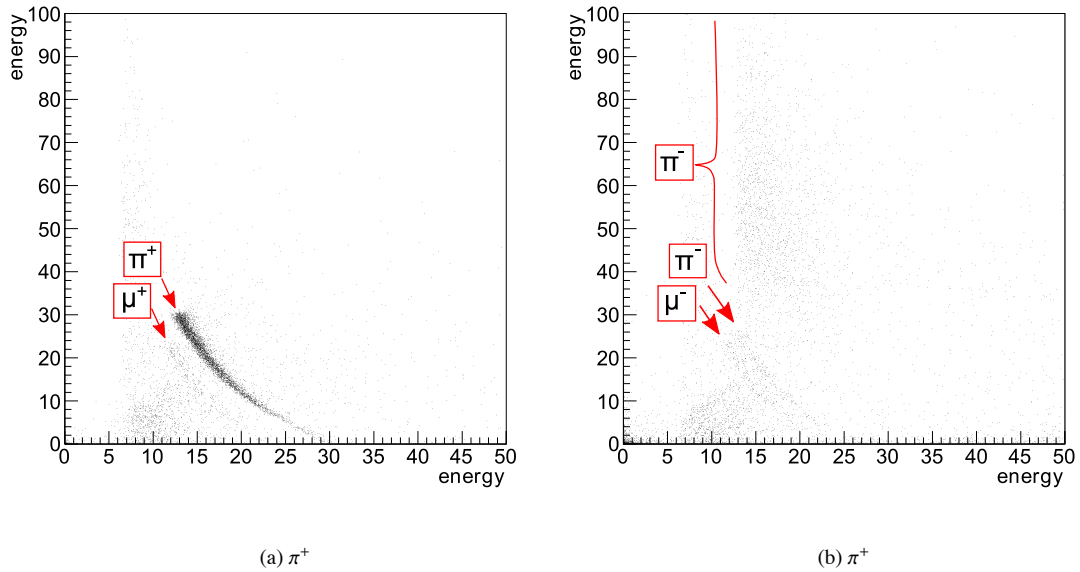


図 3.25: geant シミュレーションによる 30mm-30mm の 2 枚の検出器でのエネルギー損失を表す。縦軸が静止カウンターで、横軸が静止カウンターの手前のカウンターでのエネルギー損失を示す。(a) は π^+ 、(b) は π^- の分布を示す。

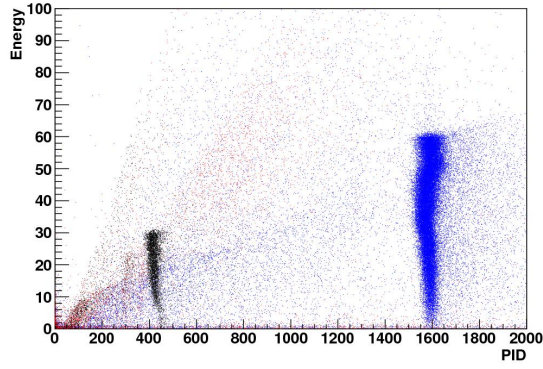
図 3.25(a) は、 π^+ のエネルギー分布を示しており、図中に矢印で示してあるように、 π^+ と μ^+ が分布しているのが分かる。 π^+ と μ^+ は、静止する際にはカウンター内で約 10 MeV 程度の違いが現れる事が分かる。

そして、図 3.25(b) は π^- のエネルギー分布を示しており、図中の一番したの矢印が μ^- 、そのすぐ上の矢印とそこから上方に大きく伸びた分布が π^- の分布である。

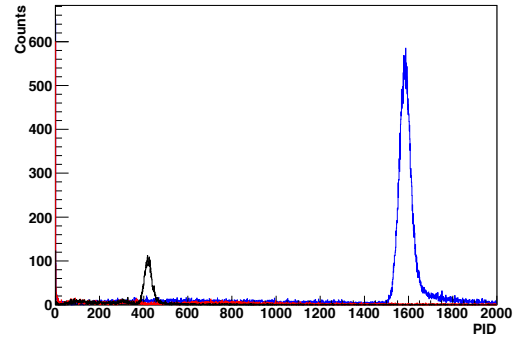
図中の矢印が示す π^- の分布は、 π^- がカウンター内で静止後、 π 中間子原子核を生成することは、その上方に大きく伸びた分布と同じであるが、反応を起こす相手核が、プラスチック中の水素原子核であり、 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ という荷電を一つ交換する反応を起こし、放出された粒子はほとんどプラスチックシンチレーター内でエネルギーを落とす事がないため、図のような分布になっている。

この矢印で示した π^- と μ^- はエネルギー損失の違いが ~ 5 MeV 程度であり、その分離が容易ではない。

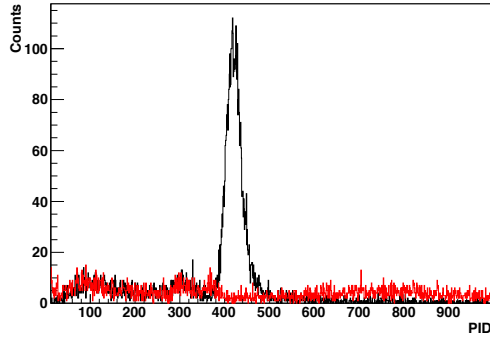
次に、これらの分布を PID 関数に変換したものを図 3.26 に示す。



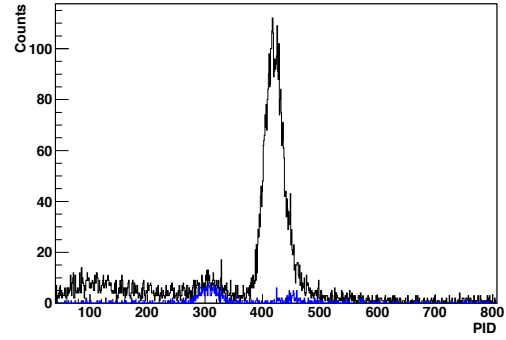
(a) 黒が $\pi^+\mu^+$ 、赤が $\pi^-\mu^-$ 、青が陽子の PID である。



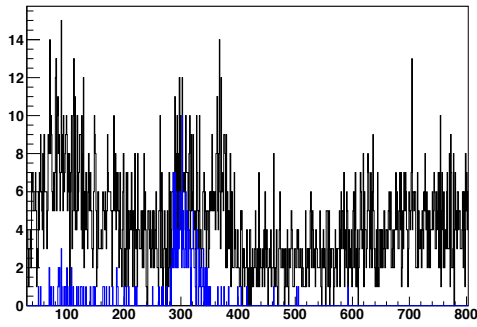
(b) 黒が $\pi^+\mu^+$ 、赤が $\pi^-\mu^-$ 、青が陽子の PID である。



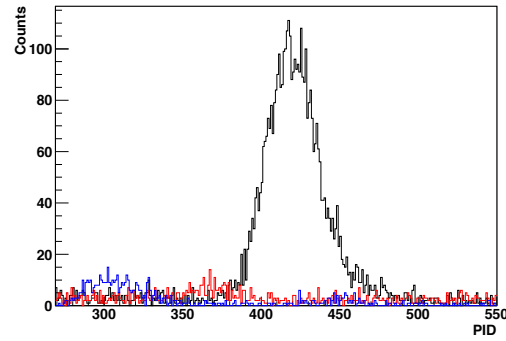
(c) 黒が $\pi^+\mu^+$ 、赤が $\pi^-\mu^-$



(d) 黒が π^+ 、青が μ^+



(e) 黒が π^- 、青が μ^-



(f) 黒が π^+ 、赤が π^- 、青が μ^\pm

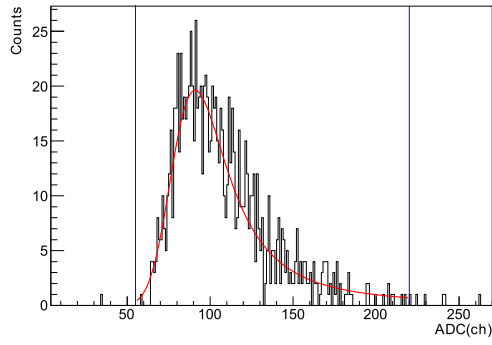
図 3.26: Geant シミュレーションによるヒストグラムである。(a) は π^+ 、 π^- 、陽子の横軸: PID、縦軸: 静止カウンターのエネルギーを表す。(b) は (a) の PID 一次元。(c)~(f) は、 π^+ 、 μ^+ 、 π^- 、 μ^- の分布の様子を示す。

図 3.26(f) は、 π^+ (黒)、 π^- (赤) と μ^\pm (青) の分布は多少の重なりはあるものの、分離する事が可能である事を示している。

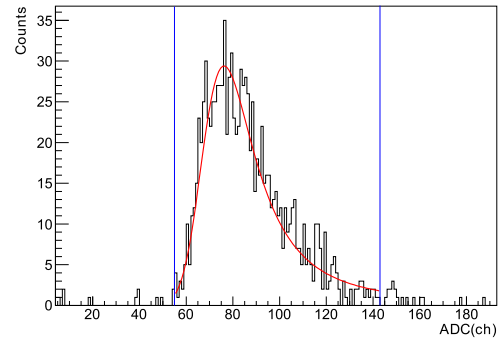
実験の解析では、ADC の 1 次元、2 次元分布上で π^+ の分布を常にチェックしつつ、カット条件により、 π^+ と π^\pm の分布をバックグラウンドより切り分けた。
 ΔE カットが終了した後に、上記の様に PID 関数に変換し、 μ^\pm を π^\pm から分離した。

ΔE Gate による π^\pm の抽出

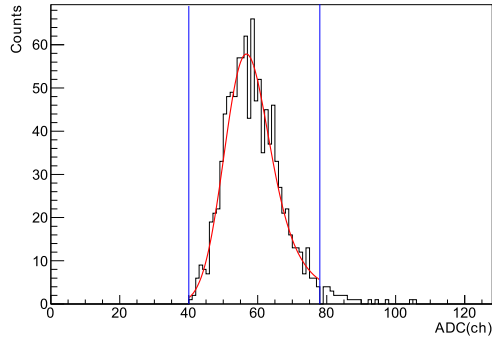
上記手順 1 において、ADC0~5 のヒストグラムを landau をガウス関数でばかした関数にて Fit した。図 3.27 に示す。なお、今回ヒストグラムを Fit した理由は、あくまで Fit 範囲の算定と ΔE Gate による cut 割合の大まかな見積もり (後述) に使用したのみであり、この Fit 関数自体を π^+ と π^- の算出の際には使用していない。



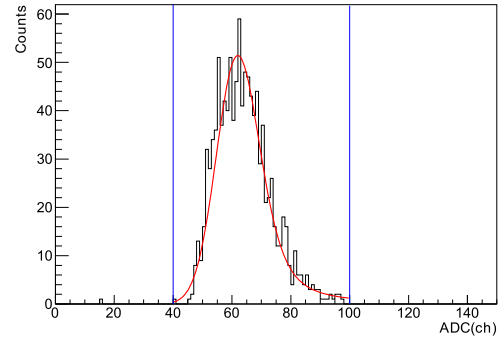
(a) ch0 の Fit 関数とカット Line



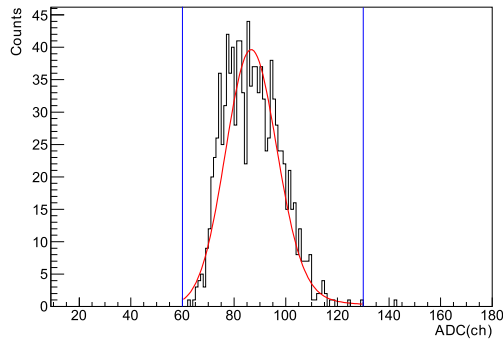
(b) ch1 の Fit 関数とカット Line



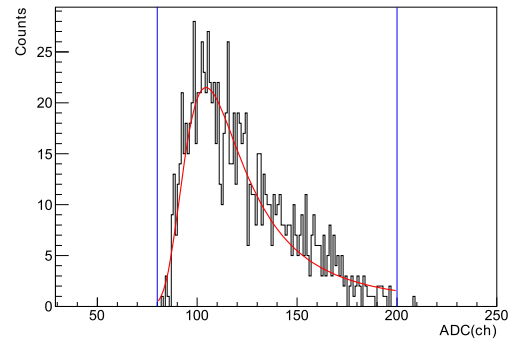
(c) ch2 の Fit 関数とカット Line



(d) ch3 の Fit 関数とカット Line



(e) ch4 の Fit 関数とカット Line



(f) ch5 の Fit 関数とカット Line

図 3.27: (a)～(f) の順に S_6 で静止した π^+ の ΔE 信号を landau 分布 (ガウス関数でばかす) で Fit した様子と、各 ADC の ΔE Gate の上下端を直線で示した。

次に手順 2. において、上記のように予想した ΔE Gate を使用し、静止イベントから π^\pm を切り出

す。過度の切落しがないかを、ADC の 1 次元、2 次元相関を確認しながら解析を行った。
また、各 ADC の Gate によりどのくらいのカットを行っているかの目安として、Fit 関数を ΔE Gate
内で積分したものと、全区間 $[0,1000]$ で代用) 積分とを比較する。

表 3.7: ΔE Gate による π^+ の生存率

ADC (ch)	ΔE Gate での積分値	$[0,1000]$ での積分値	π^+ の生存率 (%)
0	944.467	986.667	95.72
1	918.873	972.823	94.45
2	977.54	1027	95.18
3	972.901	1004.68	96.84
4	966.142	995.168	97.08
5	937.337	1052.54	89.05

表 3.7 は目安として紹介したのみであり、実際の解析に使用はしていないが、大幅に切り過ぎていないという事の確認ができた。(π の分布は各 ADC で相関があるので、カットにより 90 % を抽出したからと言って、全体で 90 % の 6 条で抽出しているという事にはならない。)

次に、各 ADC に ΔE Gate をかけた後の 1 次元相関図を図 3.28、2 次元相関図を図 3.29 に示す。

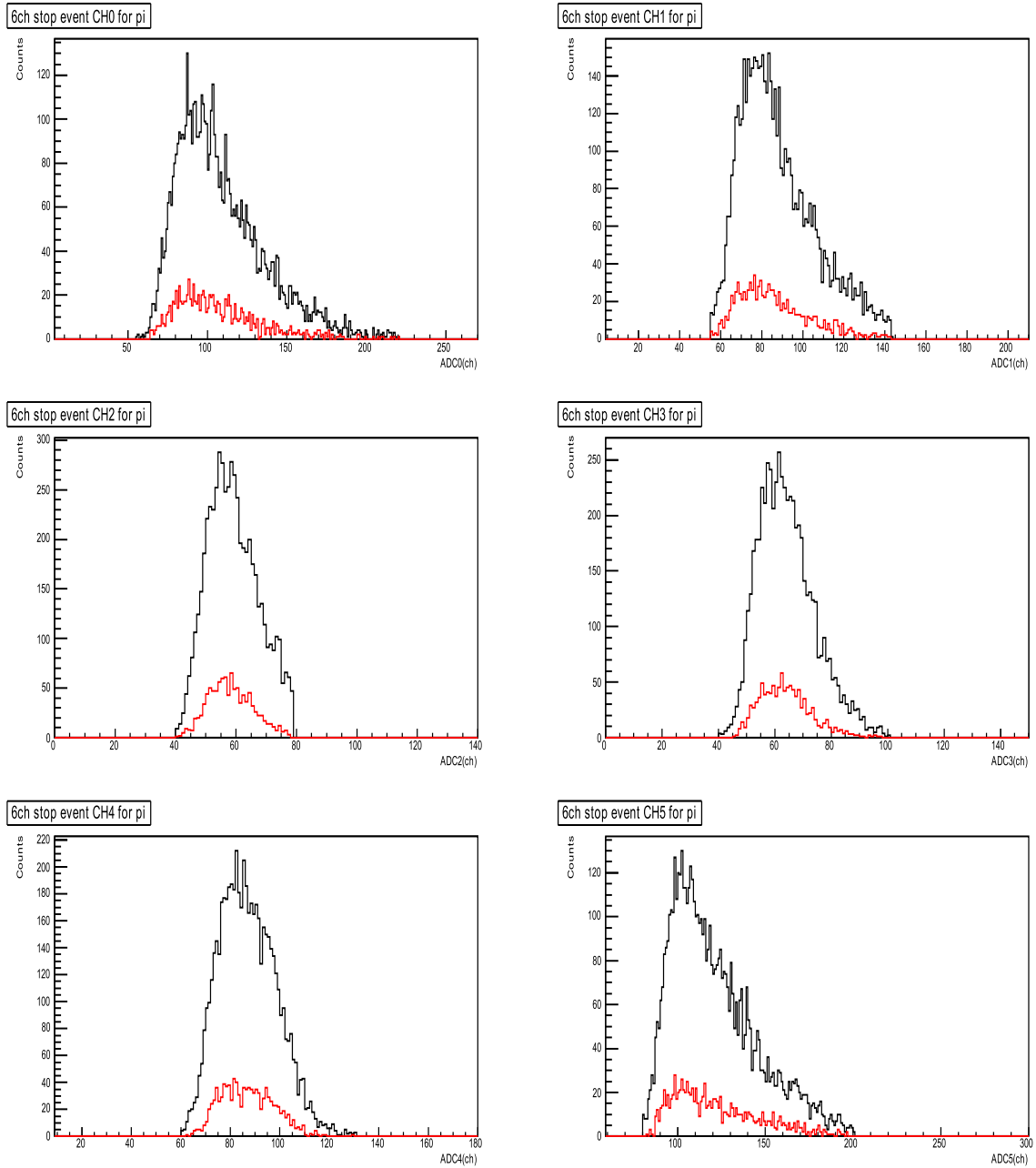


図 3.28: 横軸 ADC、縦軸がカウントの一次元ヒストグラム。黒が π^- で、赤が π^+ 上段左が ADC0、右が ADC1、中段左が ADC2、右が ADC3、下段左が ADC4、右が ADC5 である。

図 3.28 を見ると、大まかな傾向としては、 π^- と π^+ の分布は同じように見える。しかし、中段左の ADC2 のヒストグラムでは、右端部分が π^- と π^+ で異なっているのが見て取れる。これは、ADC2 の右側に π^- 以外のバックグラウンドが存在することを意味する。

ADC2 以外にも当然バックグラウンドが含まれている訳だが、この一次元ヒストグラムでは他の ADC からはバックグラウンドの有無を判断し難い。また、ADC2 では、 π^- とバックグラウンドの分離が他の ADC よりも際立っているとは言え、この一次元ヒストグラムのみでバックグラウンドの量を見積もる事は困難であるので、ADC の 2 次元相関図 3.29 にて議論をする。

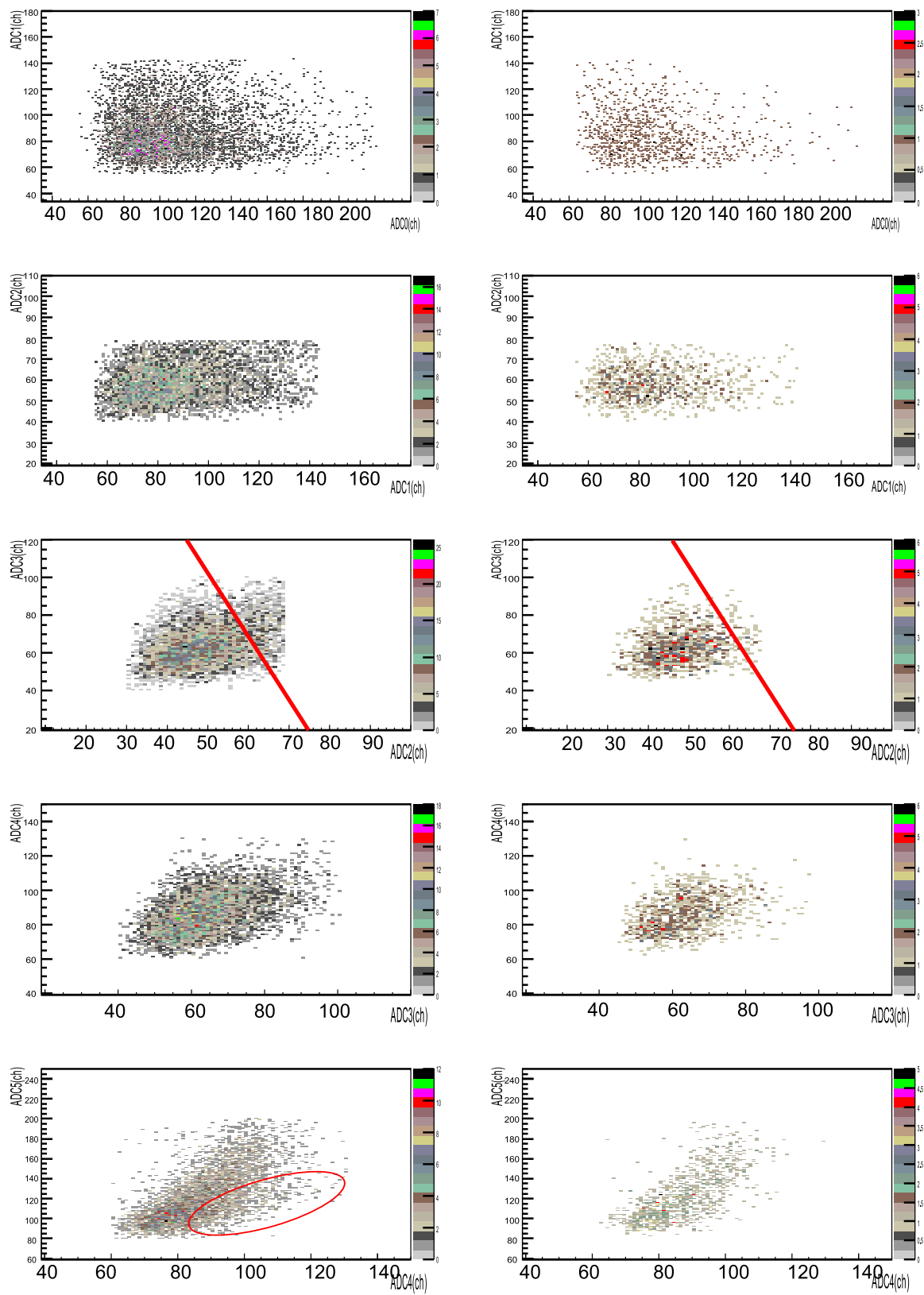


図 3.29: 左列が π^- で、右列が π^+ である。各々、上より、「ADC0 vs ADC1」, 「ADC1 vs ADC2」, 「ADC2 vs ADC3」, 「ADC3 vs ADC4」, 「ADC4 vs ADC5」である。

ADC2 次元相関図 3.29 では、一次元相関図で予想されたバックグラウンドの存在がはっきりと見て取れる。

ADC の二次元相関を一つずつ見ていくと、バックグラウンドは

- ・「ADC0 vs ADC1」：ヒストグラムの上部
- ・「ADC1 vs ADC2」：ヒストグラムの上部
- ・「ADC2 vs ADC3」：ヒストグラムの右上
- ・「ADC3 vs ADC4」：ヒストグラムの右上
- ・「ADC4 vs ADC5」：ヒストグラムの○で囲んだ領域

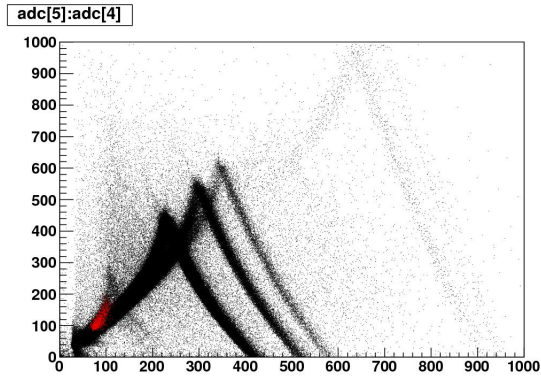
に存在すると考えられる。

まずは、このバックグラウンドの正体について議論する。

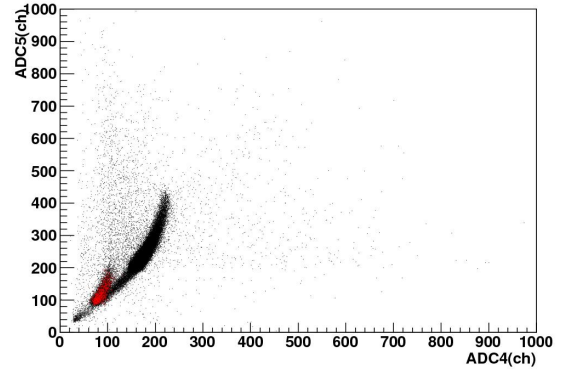
このバックグラウンドに含まれる主要因は陽子等だと考えられる。以下に詳細に述べる。

π^+ とバックグラウンドの ADC 二次元相関を比較すると、図 3.29 左列「ADC0 vs ADC1」～「ADC3 vs ADC4」では、バックグラウンドは π^+ よりも大きなエネルギーを落としていることから、 π^+ より重い粒子であると考えられる。そして、「ADC4 vs ADC5」ではエネルギーの落とし方が逆転しているのが分かる。 S_6 静止条件をかけており、 π^+ は止まる直前であるのに対し、バックグラウンドは止まる直前の粒子ではないという事を示している。

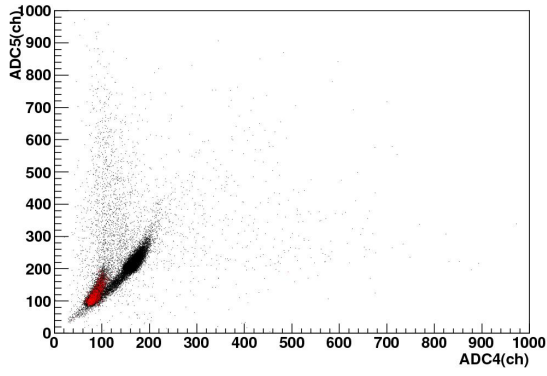
以上の事を確かめるために、「ADC4 vs ADC5」の二次元ヒストグラムに様々な条件をかけながら、見ていく。



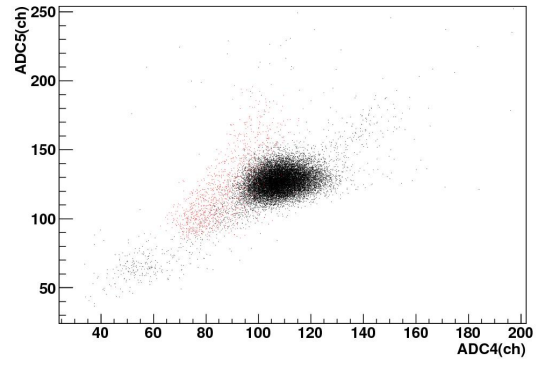
(a) S_1



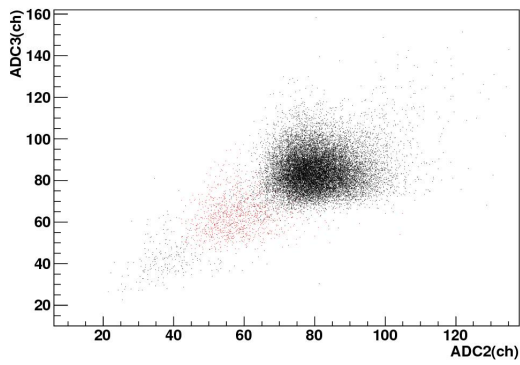
(b) S_2



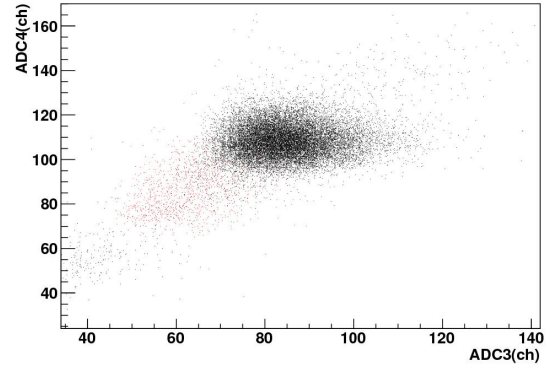
(c) S_3



(d) S_4



(e) S_4



(f) S_4

図 3.30: (a)～(d) は「ADC4 vs ADC5」、(e)(f) はそれぞれ (d) の分布の「ADC2 vs ADC3」, 「ADC3 vs ADC4」である。

図 3.30(a) は S_6 静止 π^+ の分布 (赤) と、条件を特に何もかけなかった分布 (黒) の「ADC4 vs ADC5」

である。これと、図 3.28 の「ADC4 vs ADC5」(下段左)のバックグラウンドの分布位置を見比べると、P,D,Tの通過イベントと予想できる。

次に、図 3.30(b)(c)は S_6 静止イベントに対し、 ΔE Gateを増やした時の効果を表している。

(b)はADC0に対するGateのみであり、(c)は、ADC0とADC1のGateを課している。(b)→(c)で黒分布の右上が減少しているのが見て取れるように、 ΔE Gateを更に増やしていくことで、図 3.28で見られたバックグラウンドの様子に近づいていく。

以上 (a)～(c)より、バックグラウンドは”貫通すべき”エネルギーを持ったイベントが S_6 にて Nuclear Reactionを起こしたものであると考えられる。

そして、図 3.30(d)～(f)は、 S_6 静止 π^+ (赤)と S_9 静止陽子の分布(黒)である。上記の(a)～(c)に対する議論を踏まえ、(d)の黒分布の位置にエネルギー損失を起こす陽子を探したところ、 S_9 静止陽子が適合した為、 S_9 静止陽子のみ切り出し、(d)に示した。そして、(e)(f)にあるように、この S_9 静止陽子(黒)と S_6 静止 π^+ (赤)が「ADC2 vs ADC3」,「ADC3 vs ADC4」で落とすエネルギーの分布を見たところ、図 3.28 のバックグラウンドと考えられたイベントと分布の位置関係が一致した。

以上を以って、図 3.28 で確認されたバックグラウンドは、本来”貫通すべき”エネルギーを持ったイベントが Nuclear Reaction を起こし、 S_6 以降に到達しなかったものと結論付けられる。このバックグラウンドに対し、陽子が Nuclear Reaction を起こしているものと考え、その割合を S_9 静止陽子の収量から見積もるという方法が考えられるが、今回は次のような方法を用いてバックグラウンドの排除を行った。

- ・「ADC2 vs ADC3」にて、図 3.29 の直線以上(直線の右上の領域)の分布を選択する。
- ・その後、「ADC4 vs ADC5」にてバックグラウンドを除去する。

ADC1 次元図、2 次元相関図の両方から判断し、「ADC2 vs ADC3」が π^+ とバックグラウンドの分離が一番顕著であるので選択した。そして cut 直線の選択には、直線方向と垂直な軸に分布を射影し、バックグラウンドが十分なくなるであろう領域になるように直線を決定した。(図 3.31) この直線の右上の領域はほとんどのバックグラウンドとわずかな π^+ の両方が含まれていることとなる。この中から、バックグラウンドのみ排除する事ができれば良い。この分離の為に、 π^+ とバックグラウンドの分布が大きく変わる場所、つまりエネルギー損失が大きく変わる場所である、「ADC4 vs ADC5」の分布を見てみる。図 3.32 に示すように、 π^+ とバックグラウンドが分かれており、直線カットにより、分離を行った。

以上の方法で、バックグラウンドのみを排除できた。

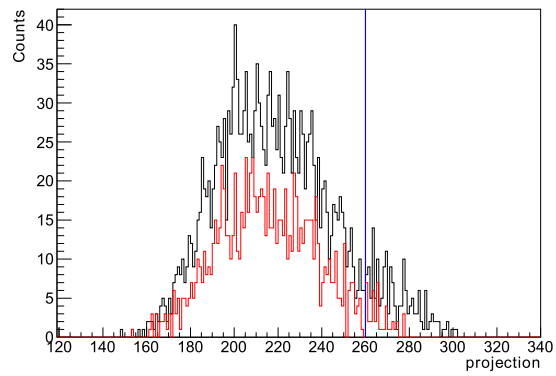


図 3.31: 「ADC2 vs ADC3」の分布を直線と垂直な軸に射影した様子を示す。図中の青線が射影の基準になった直線である。

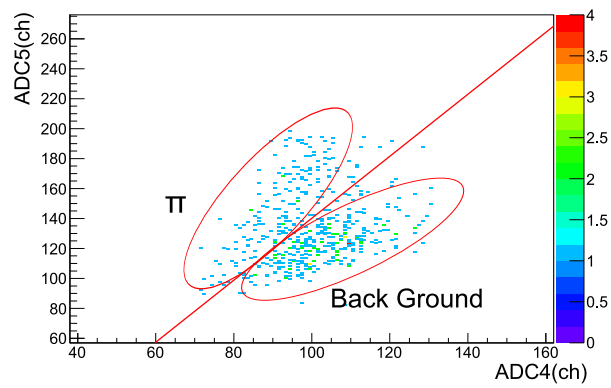


図 3.32: ADC2 vs ADC3 上でバックグラウンドの多い領域を選択後、ADC4 vs ADC5 にて赤線 cut を行い、右下の分布を取り除いた。

以上の条件を付加した後の ADC1 次元図、二次元相関図をそれぞれ、図 3.33,3.34 に示す。

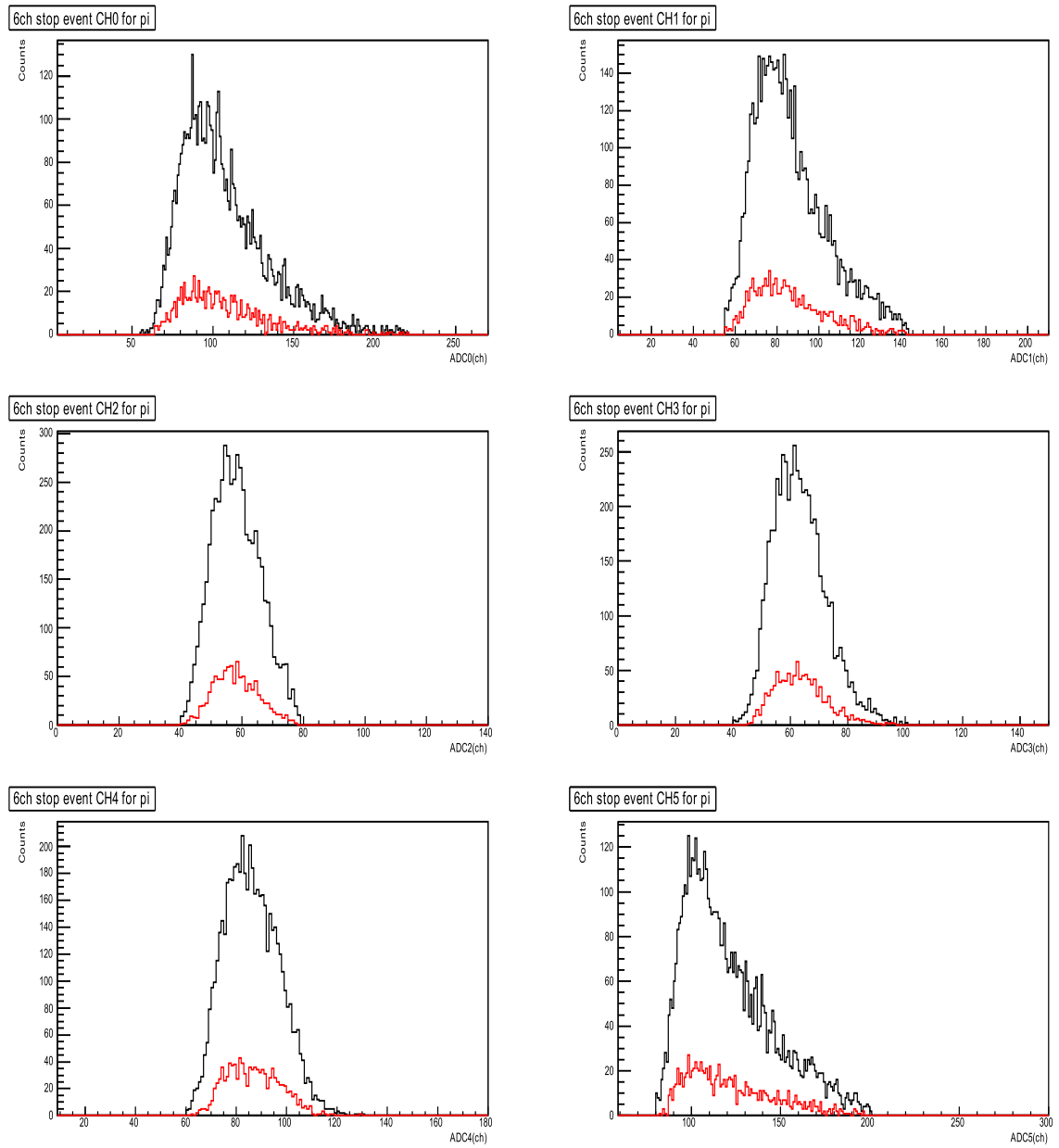


図 3.33: 横軸 ADC、縦軸がカウントの一次元ヒストグラム。黒が π^- で、赤が π^+ 上段左が ADC0、右が ADC1、中段左が ADC2、右が ADC3、下段左が ADC4、右が ADC5 である。

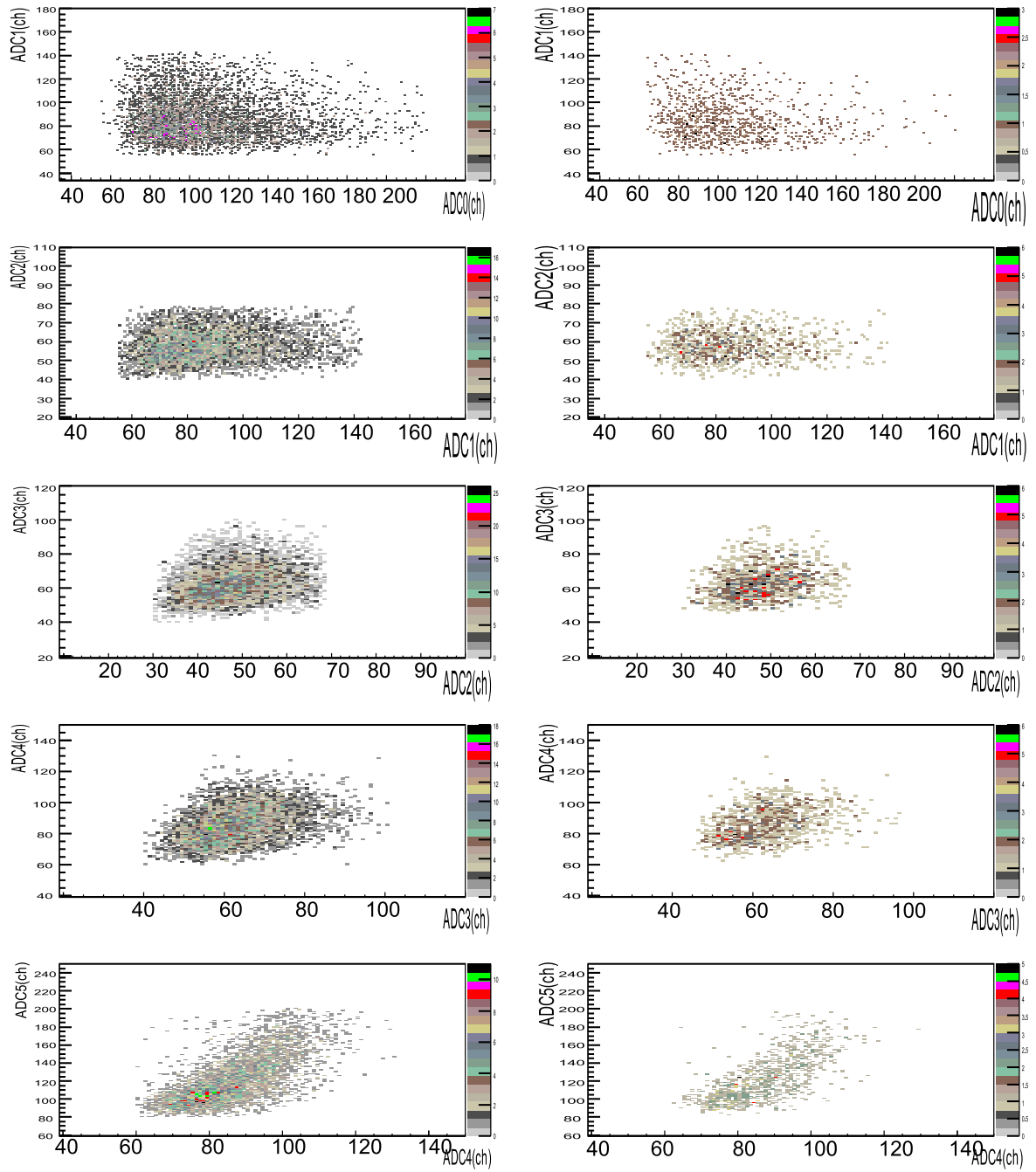


図 3.34: 左列が π^+ で、右列が π^- である。各々、上より、ADC0 vs ADC1, ADC1 vs ADC2, ..., ADC4 vs ADC5 である。

また、これにより切り出した π^+ と π^- が同じエネルギー損失をしているかを確認するために、 π^+ のヒストグラムのスケールを $(\pi^+ \text{ 収量})/(\pi^- \text{ の収量})$ 倍したものを図 3.35 に示した。

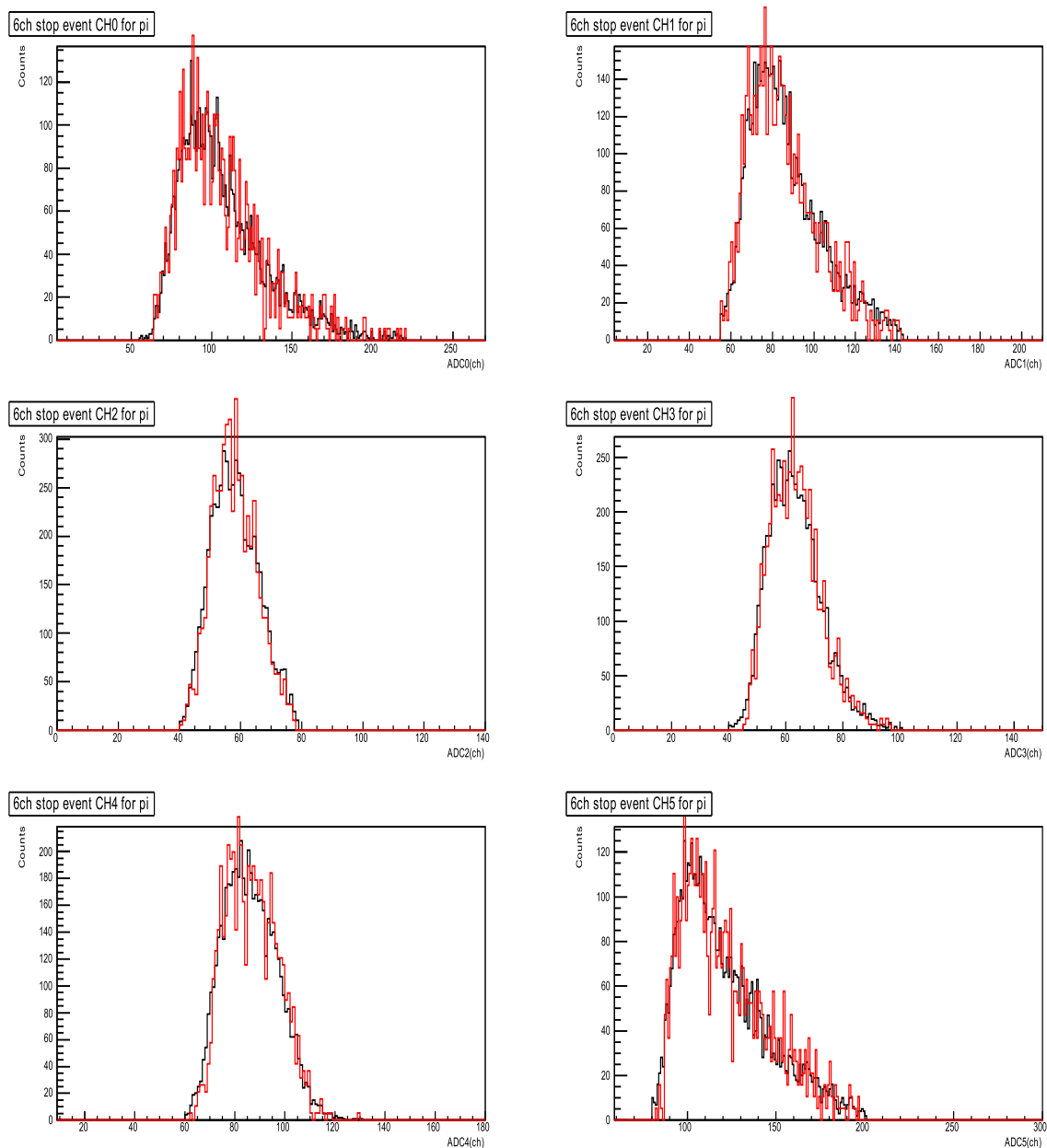


図 3.35: 横軸 ADC、縦軸がカウントの一次元ヒストグラム。黒が π^- で、赤が π^+ をスケール倍したもの

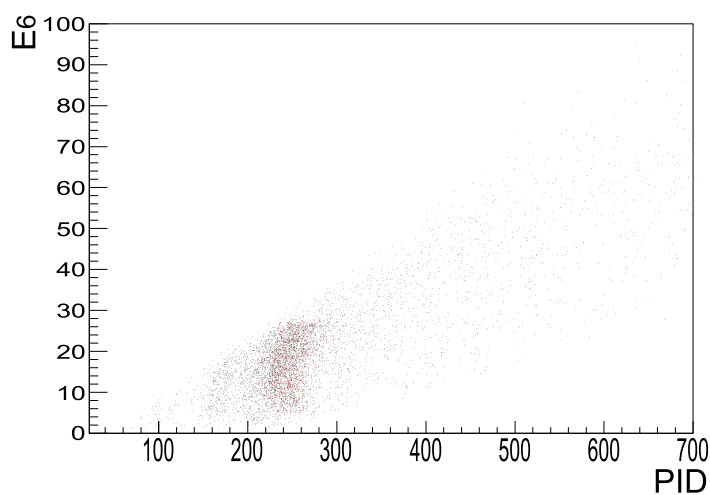
図 3.35 を見る限り、 π^- と π^+ のヒストグラムは同じ形とみなす事ができる。

以上の解析手法により、バックグラウンドの影響の強い前の方のカウンターにおいても π^\pm を抽出する事に成功した。しかし、上記解析方法には、静止カウンターを除く ΔE の 2 次元相関が最低でも 2 つ必要である。このため、 π^\pm 抽出の解析は、 S_3 (5 mm の 2 枚目) までとした。

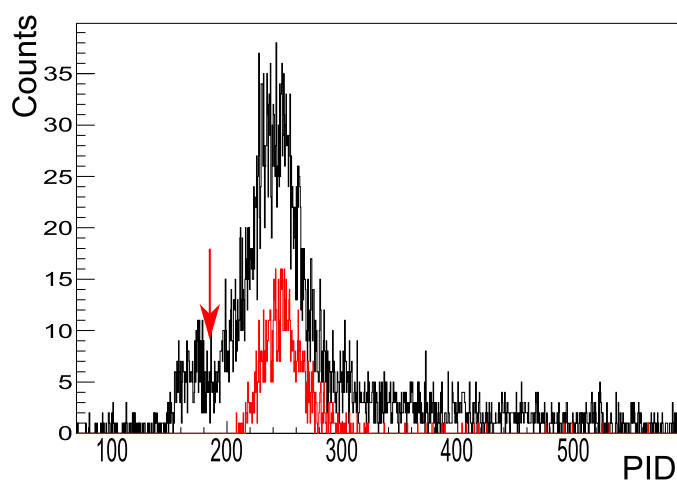
PID による μ の除去

上記の ΔE Gate による解析のみでは、 μ^\pm の除去ができていない。これは、 π^\pm の質量 $139.4 \text{ MeV}/c^2$ に対し、 μ^\pm の質量 $105.6 \text{ MeV}/c^2$ と質量差が小さい事が要因であるが、上述した PID 関数により、その分離を試みた。

S_6 の PID に関して、 μ を π から分離するのに適した α は 1.82 であった。
図 3.36(a)(b) にそれぞれ、PID vs E_6 、PID(一次元ヒストグラム)を示す。



(a) S_6 の PID vs E_6



(b) S_6 の PID

図 3.36: 黒には π^\pm 、 μ^\pm が含まれ、赤には π^\pm が含まれる。(b) の矢印にてカットをし、 μ^\pm を排除した

Geant4 シミュレーションでの PID と比較しても分かる通り、図 3.36(b) の矢印より左のピークは μ^\pm であるため、排除した。上記の様に、他のカウンターに関しても、 π^\pm 、 μ^\pm の分離に適した α を決定した後、PID 上でカットをかけた。しかし、上記の手順を適用できないカウンター ($S_3 \sim S_5$) も存在したため、以下に概要を説明する。

・ S_5 について

$\Delta E = E_3 + E_4$ 、 $E = E_5$ として、PID 関数を表現すると、 π^\pm 、 μ^\pm の分離が顕著に表れた。

$$(E_3 + E_4 + E_5)^\alpha - E_5^\alpha$$

・ S_4 について

このカウンターについても S_5 と同様に、 $\Delta E = E_2 + E_3$ 、 $E = E_4$ として PID を表現した。

そして、エネルギーではなく、ADC(ch) の状態で PID を表現した方が π^\pm 、 μ^\pm の分離が顕著に表れた。

$$(ADC_2 + ADC_3 + ADC_4)^\alpha - ADC_4^\alpha$$

・ S_3 について

$\Delta E = E_0 + E_1 + E_2$ 、 $E = E_3$ として PID を表現した。 S_3 についても、ADC(ch) の PID を使用した。

$$(ADC_0 + ADC_1 + ADC_2 + ADC_3)^\alpha - ADC_3^\alpha$$

以上の PID による解析において、各カウンターでの α の決定は、排除すべき μ^\pm の分布が「PID vs 静止カウンターの E」上でまっすぐになるように定めた。そして、 π^\pm と μ^\pm が分離するところでカットした訳であるが、その際に π^\pm の切り過ぎ、 μ^\pm の分離不足が存在すると思われるが、本解析においてそれらの数量を見積もるには至っていない。

3.4.2 π^\pm の収量比

以上の条件をかけた事により、 π^+ 、 π^- 以外のバックグラウンドは排除されてたと考え、以下の様に比を取る。

$$ratio\left(\frac{\pi^-}{\pi^+}\right) = \frac{\pi^- - \pi^+}{\pi^+}$$

これに含まれる統計誤差は、

$$\Delta ratio = \sqrt{\left(\frac{\partial ratio}{\partial \pi^+}\right)^2 (\Delta \pi^+)^2 + \left(\frac{\partial ratio}{\partial \pi^\pm}\right)^2 (\Delta \pi^\pm)^2}$$

と計算でき、各実験の結果を表 3.8～3.10、図 3.37 にまとめる。

表 3.8: π^-/π^+ 比とその誤差 (7 月実験)

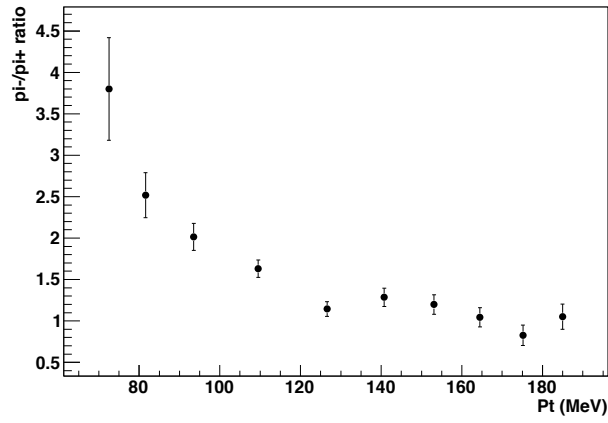
カウンター名	ratio	Δ ratio
S ₃	3.80	0.62
S ₄	2.52	0.27
S ₅	2.02	0.16
S ₆	1.63	0.11
S ₇	1.14	0.09
S ₈	1.29	0.11
S ₉	1.20	0.12
S ₁₀	1.04	0.12
S ₁₁	0.83	0.12
S ₁₂	1.05	0.15

表 3.9: π^-/π^+ 比とその誤差 (10 月実験)

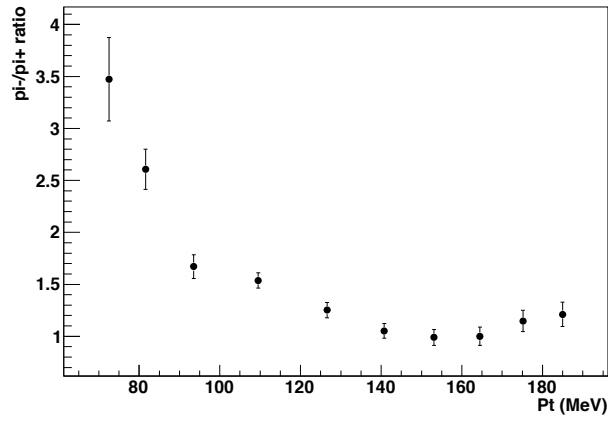
カウンター名	ratio	Δ ratio
S ₃	3.47	0.40
S ₄	2.61	0.19
S ₅	1.67	0.12
S ₆	1.54	0.07
S ₇	1.25	0.07
S ₈	1.05	0.07
S ₉	0.99	0.08
S ₁₀	1.00	0.09
S ₁₁	1.15	0.10
S ₁₂	1.21	0.12

表 3.10: π^-/π^+ 比とその誤差 (11 月実験)

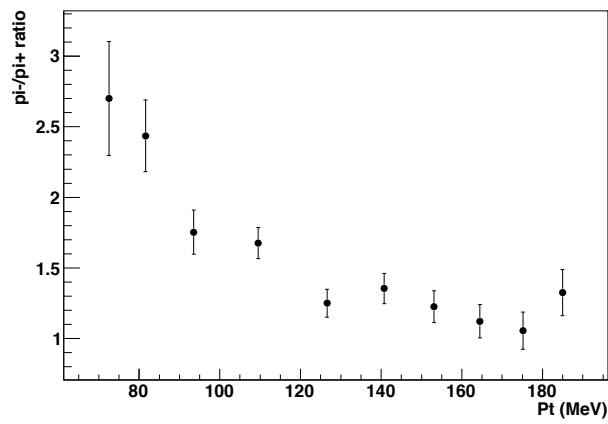
カウンター名	ratio	Δ ratio
S ₃	2.70	0.40
S ₄	2.44	0.25
S ₅	1.75	0.16
S ₆	1.68	0.11
S ₇	1.25	0.10
S ₈	1.35	0.11
S ₉	1.23	0.11
S ₁₀	1.12	0.12
S ₁₁	1.06	0.13
S ₁₂	1.33	0.16



(a) ビームエネルギー 400MeV (7 月)



(b) ビームエネルギー 600MeV (10 月)



(c) ビームエネルギー 800MeV (11 月)

図 3.37: 90 度の解析結果。(a)～(c) は順に、ビームエネルギー 400, 600, 800MeV での横軸： π の運動量 $P_t(\text{MeV}/c^2)$ 、縦軸： π^-/π^+ 比を表す。

3.4.3 Multiplicity で条件を入れた π^+ の微分断面積

我々は高密度下 (飽和密度以上) での対称エネルギーの振舞いに注目するために重イオン衝突からの荷電パイオンの収量を測定している。この重イオン衝突の中でも、特に正面衝突に近い状況では、多数の核子が反応に関与し、瞬間的に高密度状態の巨大核 (fire ball) が生成される。この fire ball からの荷電パイオンを測定する事が、高密度領域での対称エネルギーを測定する事につながると考えられる。

そこで我々は、インパクトパラメーター測定のために Multiplicity Array による測定をレンジカウンターと同時に行った。Multiplicity Array にて測定している Multiplicity (多重度) は、衝突におけるインパクトパラメーターと相関を持っている。インパクトパラメーターが小さい、すなわち、正面衝突では、反応に関わる粒子の数が増えることにより、多重度は大きくなる。反対に、インパクトパラメーターが大きい、すなわち、かすり衝突では、反応に関わる粒子の数が減ることにより、多重度は小さくなる。(図 3.38 参照)

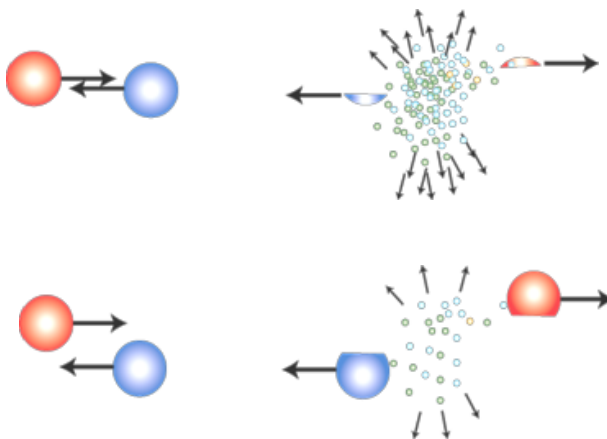


図 3.38: 上：正面衝突。下：かすり衝突

図 3.39 に 11 月実験 (ビームエネルギー 800MeV) の multiplicity 度を示す。

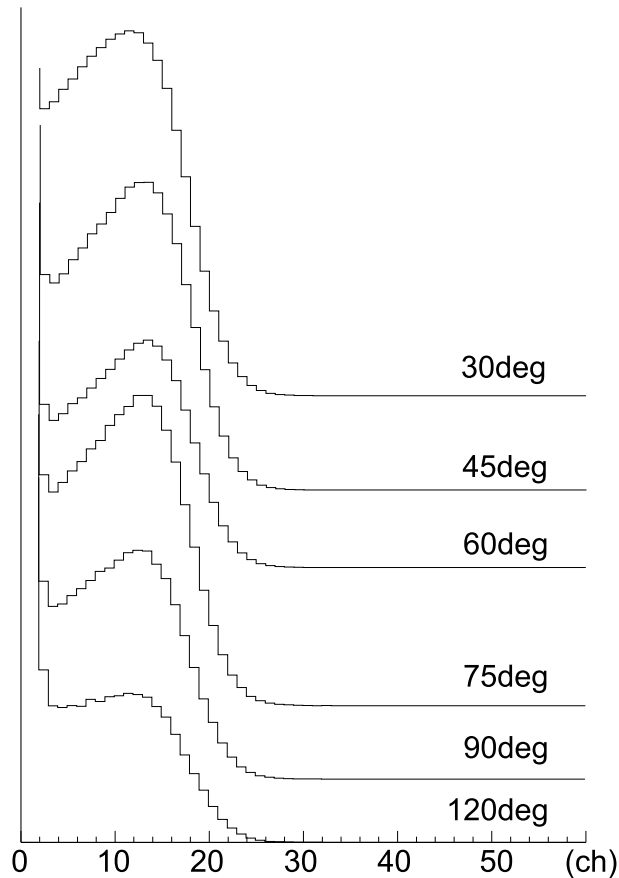


図 3.39: 横軸に multiplicity 度を縦軸にカウントを表示。図上部より 30,45,60,75,90,120 のデータを示す。

これらのデータ解析の際には、Multiplicity Array の検出器一つ一つの TDC 情報に対し、ガウス関数で Fit を行い、下端 4σ 、上端 5σ でカットしている。

Multiplicity 度とインパクトパラメーターの間に相関はあるが、現在その解析にいたっていないため、次の様にカット条件を決めた。

- 1、多重度の角度依存性より、一番多重度の高い角度を決定する。
- 2、多重度の高い角度にて、分布全体を等分する多重度を決定しする。
- 3、全角度において、2. で決定した多重度以上のイベントのみを抽出する。以上 1～3 により、インパクトパラメーターを直接制限してはいないが、正面衝突に偏った分布を切り出す事が可能である。

以上の条件を付加した π^+ の微分断面積を図 3.40 に示す。

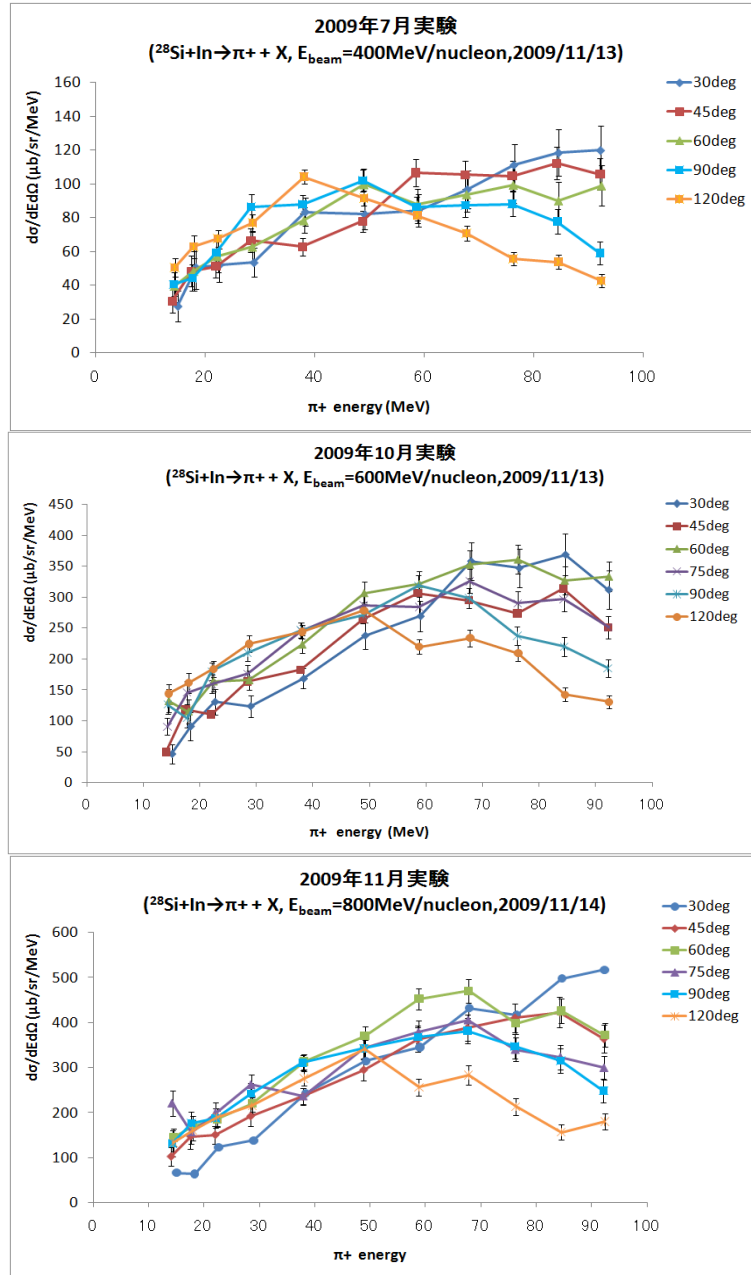


図 3.40: Multiplicity cut(大) をかけた微分断面積。横軸： π の運動エネルギー (MeV)、縦軸:微分断面積 ($\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)

反対に、上記 Multiplicity 度の制限において、Multiplicity 度の低いイベントを取りだした際の π^+ の微分断面積を図 3.41 に示す。

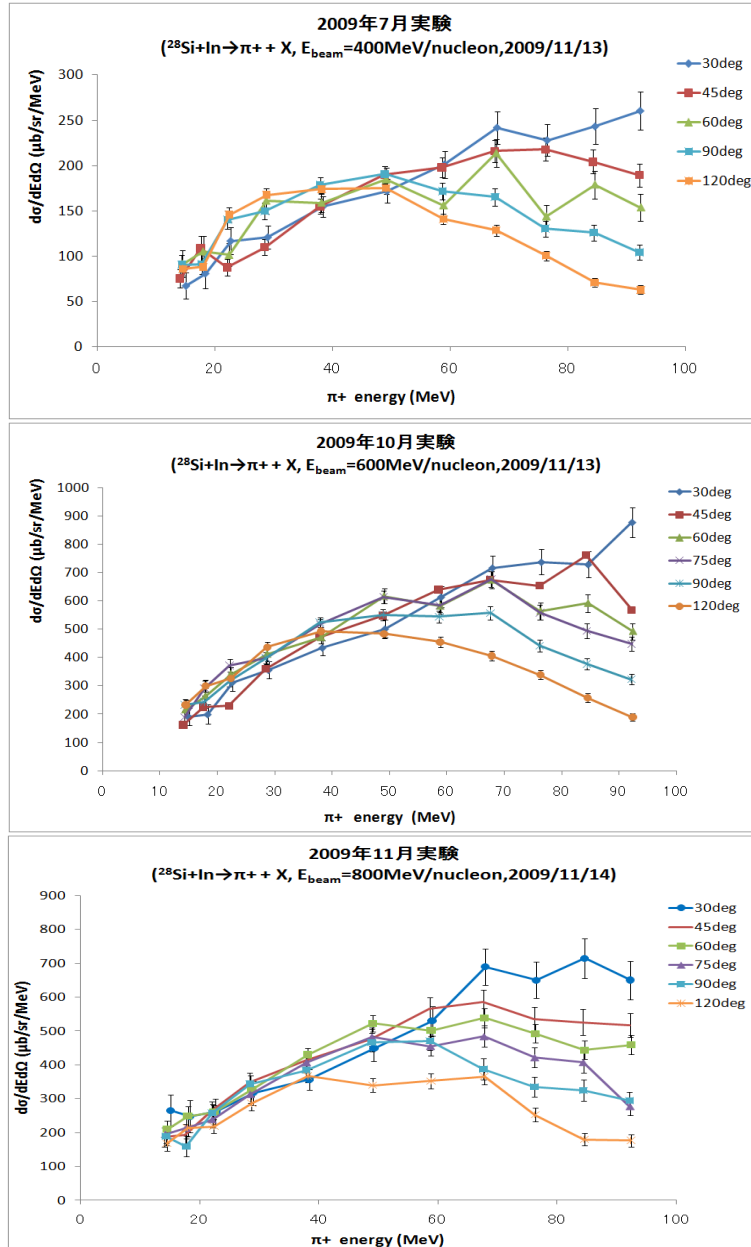


図 3.41: Multiplicity cut(小) をかけた微分断面積。横軸： π の運動エネルギー (MeV)、縦軸:微分断面積 ($\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)

上図 3.40, 3.41 についての議論は考察で行う。

第4章 考察

4.1 π^+ 微分断面積のビームエネルギー依存性について

まず、 π^+ 微分断面積の絶対値についての議論を行い、その後、「rapidity vs ビーム軸垂直方向の運動量」平面上に Lorentz-invariant cross section を描く事で、入射エネルギーが変化した時の微分断面積の rapidity 分布上での変化を議論する。

ここで一つ注意をしたい。で議論したように、Ion Chamber から粒子数への較正值には 10 % 以上の誤差が含まれているということである。これから議論する際には 10 % ほどの系統誤差を含んでいいる可能性があるという事を考慮しなければならない。

4.1.1 π^+ 微分断面積の絶対値

3.3.3 の図 3.24、見てみると、600MeV と 800MeV の断面積の値がほぼ同程度である。そこで、多少大雑把な算定になるが、各角度毎の微分断面積の平均値をとったものを表 4.1 に示す。また、比較の為に、(千葉・中井論文) 実験での $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$, $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ の微分断面積も表 4.2, 4.3 に示す。

$^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$, $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ からの π^+ の微分断面積は、入射エネルギーが 400A MeV から 800A MeV の 2 倍に変わると、3~4 倍程度になっていることより、本実験から得られた微分断面積について、入射エネルギーが 600A MeV と 800A MeV で同程度というのは、少なくともどちらかの絶対値が間違っていると考えられる。

そこで、入射エネルギー 400A MeV を基準に他の 2 エネルギーについて考える。

- ・入射エネルギー変化は、400 → 600 : 1.5 倍、400 → 800 : 2 倍である。
- ・微分断面積の変化は、どちらも 2.8~3.2 倍程度である。

また、角度毎に 600, 800A MeV のデータを見比べてみても相違はそれほどない。

(千葉・中井論文) のデータより、微分断面積変化が入射エネルギー変化の 2 乗に比例すると考えると、本実験データは、600A MeV のデータの値を信じることとなり、2/3 乗に比例すると考えると 800A MeV の値が適している。

この比較はどちらも起こりうる見積もりであり、現在までの解析においては、どちらの絶対値が正しいか、また、原因の所在についても特定できておらず、今後の課題としたい。

また、入射エネルギー 400A MeV の微分断面積の絶対値を、「軽い入射核 vs 重い標的核」同士で比較してみる。 $^{28}\text{Si}+\text{In}$ の方が、 $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ に比べ、1.7~2.5 倍程大きい値となっている。

これについては、標的核の方はどちらも入射核に比べて十分に大きいため、In と Pb の違いの影響は小さいとして、入射核にのみ依存すると考えると、入射核の質量数で約 1.4 倍であるので、本実験の 400A MeV での微分断面積の値は、 $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ の結果と一致していると考えられる。

表 4.1: π^+ 微分断面積の角度毎の平均値 (単位は $\mu\text{b/sr/MeV}$)

入射エネルギー	30deg	45deg	60deg	75deg	90deg	120deg
400 AMeV	253	239	229	None	215	191
600 AMeV	726	686	722	696	624	551
800 AMeV	755	693	719	573	603	484

表 4.2: $^{20}\text{Ne}+\text{NaF}$ 反応からの π^+ 微分断面積の角度毎の平均値 (単位は $\mu\text{b/sr/MeV}$)

入射エネルギー	30deg	45deg	60deg	75deg	90deg	120deg
400 AMeV	57	50	49	47	43	33
800 AMeV	169	173	134	None	117	135

表 4.3: $^{20}\text{Ne}+\text{Pb}$ 反応からの π^+ 微分断面積の角度毎の平均値 (単位は $\mu\text{b/sr/MeV}$)

入射エネルギー	30deg	45deg	60deg	75deg	90deg	120deg
400 AMeV	152	128	90	103	111	100
800 AMeV	548	526	None	438	383	510

4.1.2 Lorentz-invariant cross section

次に、入射エネルギーが変化した時の微分断面積の角度毎の変化を議論する。実験室系表示では議論の見通しが悪いので、ローレンツ不変な微分断面積に変換した後 (図 4.1)、「rapidity vs P_T/m 」平面上に等高線表示 (図 4.3) を用いる。

図 4.3 において、等高線図を描く際に、この絵では誤差を考慮して等高線を描いてはいない点に注意してもらいたい。まだ、等高線の制御が適切にできていないということは、等高線の交差や曲線が極端に尖ってしまっている事などからも分かる。今後、これらの点をカバーできる等高線図を描く事が必要となるが、本論文では、極端な等高線は全体が滑らかになる方向で読み替えることにする。

再度この等高線について説明する。核子-核子衝突、または、核子-原子核衝突である 1.5 の図 1.3(a)(b) を見てみる。 y_T が target rapidity、 y_C が mid rapidity、図には表示されていないが、 y_P が projectile rapidity であり、p+p のように同質量同士の反応の場合、mid rapidity を中心に、target rapidity と projectile rapidity の分布は対称となるため、 y_T 付近に見られるピークと同じようなピークが y_C を挟んで反対側の y_P のあたりにもピークが存在することになる。p+p 反応の特徴は、 y_C と y_P 付近にピークができ、mid rapidity の低横運動量領域には谷があるという事である。そして、高エネルギーでは、rapidity に関係なく一様な分布となっている。(d) のように核子-原子核反応のように偏りが大きくなると、target rapidity 領域での影響を強く受けるが、その本質的な描像は核子-核子反応のそれと同じである。

(b)(e) のように入射エネルギー 400 A MeV の原子核-原子核反応では、核子-核子反応と似た分布をしており、 π^+ を生成するメカニズムとして、核子の運動量移行に伴い生成される Δ の崩壊により生成される π が一番大きな影響を及ぼしていると考えられる。

(c)(f) を見てみると、 y_P 辺りのピークと、高エネルギー側の構造は $p+p$ 反応と同じであるが、mid rapidity 領域に特徴的なピークが存在している。この特徴的なピークが mid rapidity 領域に分布していることは、中心衝突の際には多くの核子が集団的に反応に関わり、一時的に高密度の核物質を生成していると考えられる。その高密度領域では核子-核子の衝突による運動量移行において生成される Δ のみならず、熱的に生成される二次的な Δ からの崩壊も含まれ、mid rapidity 領域が大きな断面積を示していると解釈できる。

以上の観点から、本実験でのローレンツ不変微分断面積を見てみる。図 4.3(a) の 400 A MeV では上記の議論に良く当てはまり、target rapidity 付近でのピークと mid rapidity の低エネルギーは谷、そして高エネルギー領域の分布も似通っている。しかし、標的核の方が入射核より大きいために、target rapidity 周辺のピークは顕著になっていると考えられる。

そして、(b) の 600 A MeV では、mid rapidity 領域での谷が確認できなくなり、また、 y_T 付近にあったピークは、ピーク中心が徐々に rapidity の高い方に伸びているように見られる。これは、 $p+p$ 反応以外の π^+ 生成機構の占める割合が大きくなってきていることを示していると言える。

最後に、(c) の 800 A MeV では、劇的に構造が変化しているように見える。(千葉・中井) の結果のような mid rapidity でのピークは明確には確認できていないが、rapidity 0.3~0.8 付近の 30 度の後方~45 度の後方~60 度の真ん中辺りのカウンターにおいて広いピークらしきものが見え、この分布の中心値は mid rapidity 付近である。(千葉・中井) の結果のように明確な違いが確認された訳ではないが、二次的な Δ 生成が行われた結果を反映していると考えられる。また、target rapidity 領域にも集中が確認されるが、(a) から (b) への変化を考慮すると、 $p+p$ 反応では起こらないような Δ 生成が行われた結果を反映していると考えられる。

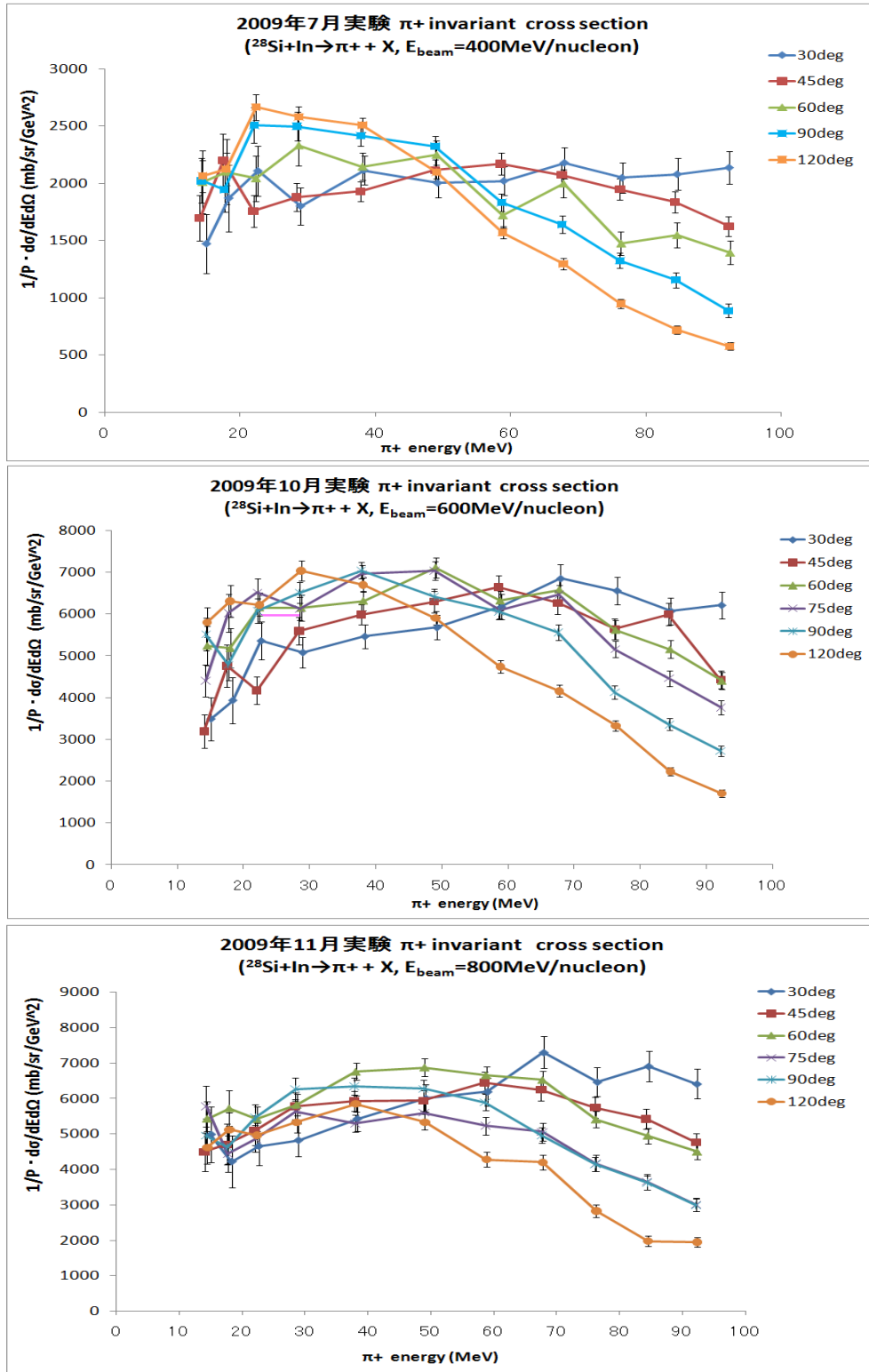
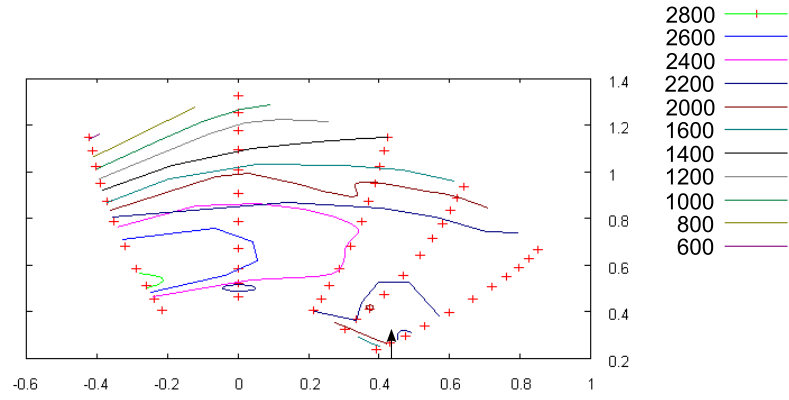
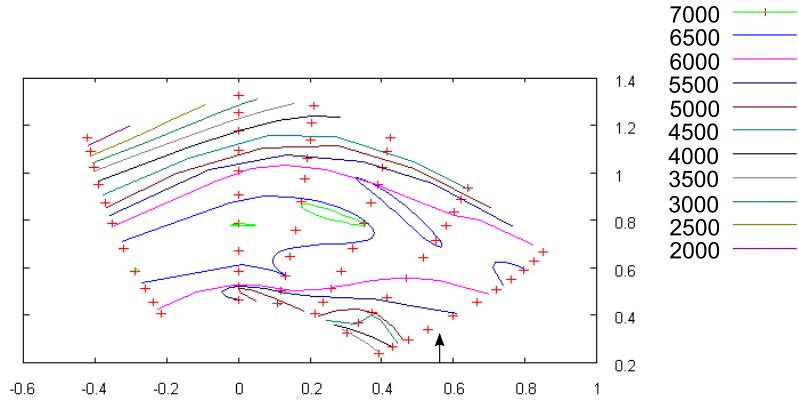


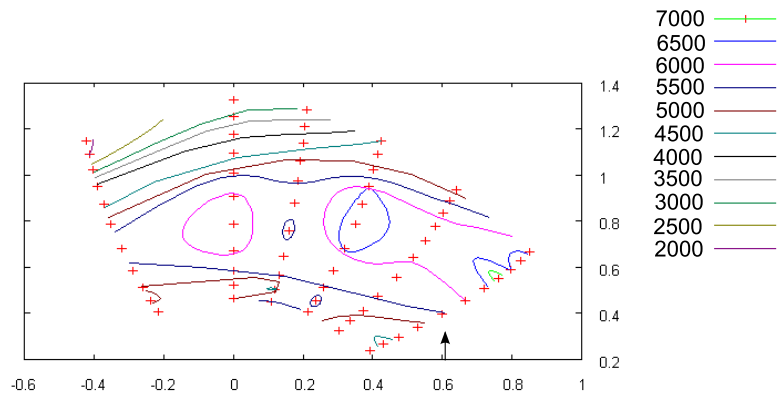
図 4.1: 横軸: π の運動エネルギー (MeV)、縦軸: 微分断面積 ($\mu\text{b/sr/MeV}$)



(a) 入射エネルギー 400A MeV



(b) 入射エネルギー 600A MeV



(c) 入射エネルギー 800A MeV

図 4.2: 「rapidity vs P_T/m 」平面上に各検出器の中心とローレンツ不変の微分断面積 (mb/sr/GeV^2) を等高線で描いた。(a)(b)(c) はそれぞれ、入射エネルギー 400, 600, 800 A MeV の結果である。図中の矢印は mid rapidity を表す。

4.2 π^+ 生成微分断面積の多重度依存性

多重度条件をかけた π^+ の微分断面積について、議論する。これについても 3.4.3 で求めたものをローレンツ不変の微分断面積に書き換え、「rapidity vs P_T/m 」平面上に等高線表示する (図 4.3)。

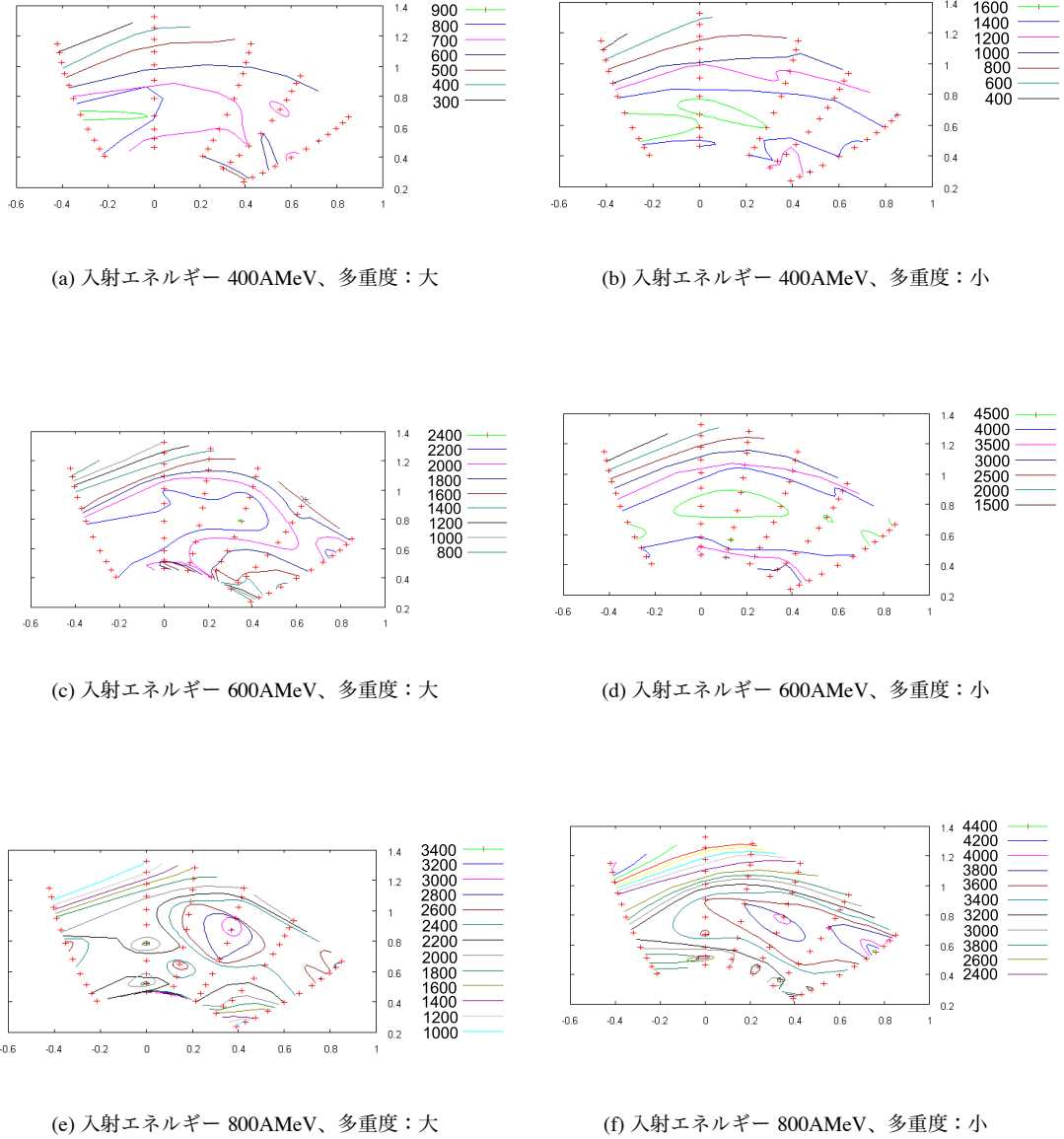


図 4.3: 「rapidity vs P_T/m 」平面上に各検出器の中心とローレンツ不変の微分断面積を等高線で描いた。入射エネルギーが (a)(b)400, (c)(d)600, (e)(f)800AMeV の結果である。左列は多重度：大、右列は多重度：小

図 3.40, 3.41 を見ても分かる通り、多重度 Gate をかけたことにより、一つのカウンターでの π^+ の収量が減り、特に低エネルギー π^+ の統計量が少ない為、議論からは外してそれ以外の領域について

考える。

(a)(b) では、多重度の大小でその違いがほとんど見られない。これは上記でも触れた様に、このエネルギーでは π^+ を生成する際に核子-核子反応の影響が一番大きくなっており、多重度の影響を受けていないと考えられる。

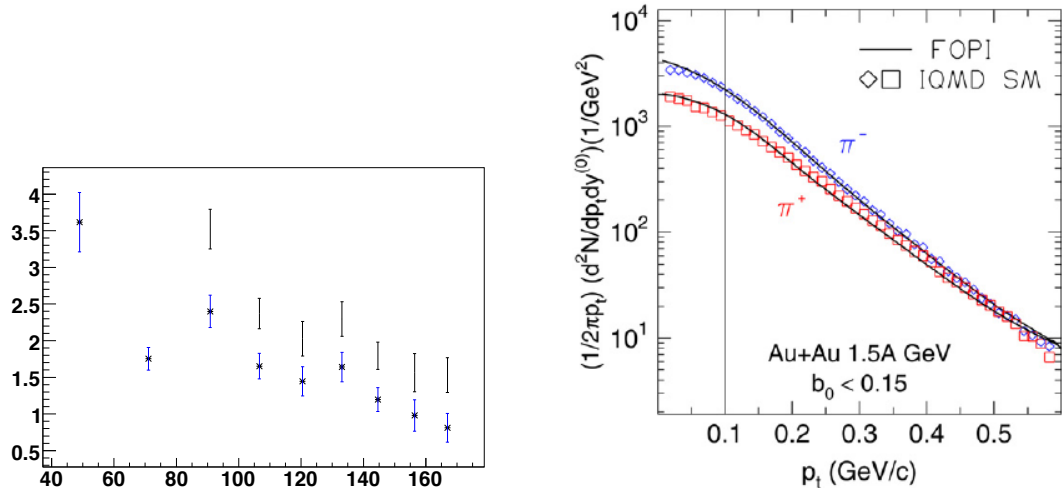
(c)(d) では、多重度大では、後方角から mid rapidity にかけて、広いピークが見られる。多重度小では、 π^- のエネルギーが中程度の領域が平らになっている。この二つを比べると、多少多重度の影響を受けて、分布に差異が生じたと考えられる。しかし、多重度大において、mid rapidity 辺りから後方角まで分布が広がっているが、これは本解析での多重度ゲートが十分に有効ではなかったという事を示していると考えられる。このことは特に、多重度大側に、衝突核数の大きなイベントが含まれているという事を示唆している。(e)(f) では、多重度大の (e) と多重度小の (f) では、似通っている部分がある。特に (e) での 60 度付近のピークと、(f) の 60 度を中心とした幅広いピークは同じ π^+ 生成機構に帰着すると考えられる。そして、多重度カットをかけたにも関わらず、多重度大でも小でも同じ領域にピークが存在するという興味深い結果を得られた。

以上の議論を踏まえると、入射エネルギーが高くなるにつれ、核子-核子反応のような一次的な反応のみならず、原子核-原子核反応から作られる fireball のような高密度状態が作られ、その内部で二次的に作られた Δ からの寄与を検出していると考えられるが、現段階で Multiplicity Array で得られた多重度とインパクトパラメータの関係が明確になっておらず、今後では定量的な評価が必要となってくる。

4.3 π^-/π^+ のエネルギー依存性について

90 度のデータ解析を行い、放出される π^-/π^+ 比のエネルギーの依存性は確認した (3.37)。

図 3.37 にあるように、 π の運動量が低くなると π^-/π^+ 比が大きくなるという結果を得た (図 4.4)。



(a) 入射エネルギー 400AMeV、多重度：大

(b) 入射エネルギー 400AMeV、多重度：小

図 4.4: π^-/π^+ 比の π 運動量依存性、(a) は胡子修論の結果 ([16]) であり、(b) は FOPI 結果である ([14])。

しかし、ビームエネルギー依存性については、入射エネルギーが下がれば、 π^-/π^+ 比が大きくなるという理論計算が示されているが、本実験では有意な違いは見られなかった。

この理論的予言での π^-/π^+ 比とは、反応で発生した π^\pm の合計量を中心衝突について議論をしているので、本解析の結果とはそのまま比較できるものではない。

今回の解析で 90 度を選んだ理由は、バックグラウンドの少ない角度から解析を始めて、 π^{pm} の分布に対して、バックグラウンドの除去等解析手法の確立を目指していたためである。

本論文内でも説明したとおり、 μ の除去についての不確かさは残しているものの、概ね良い解析を行えたと考えられる。今後、本論文で紹介した解析手法を用いて、前方角のデータ解析に望みたいと思う。

また、このデータから即座に対称エネルギーを決定することはできない。我々が測定している π^-/π^+ 比は対称エネルギーを決定する為の良いプローブとして考えられているが、その決定には我々の実験の状況 (入射核と標的核、そして入射エネルギー) と合わせた形での理論計算を行う必要があり、その際にどういう対称エネルギーを選択すると我々の実験結果を再現できるか、という方法でしか決定することはできない。

これに関しても、今後の課題となっている。

第5章 結論

アイソスピン非対称な核物質の EOS、その中でも対称エネルギーの密度依存性は、実験的制限が加えられていない為に、その理解はまだまだ進んではない。この対称エネルギーの高密度領域での振舞いを決定するには、中間エネルギーでの重イオン衝突実験の中でも、中心衝突をして、一時的に高密度核物質を作るプロセスが有効である、という事が理論側面から提唱されている。また、その高密度核物質 (fireball) からの情報を反映するプローブを決定する必要があるが、Bao – AnLi 等は、ハドロン輸送モデル IBBU04 を解き、対称エネルギーのプローブとして π^-/π^+ 比を挙げている。

そこで我々は π^+ 、 π^- を同時に、しかも $\sim 100\text{MeV}$ までのエネルギー領域を覆う検出器として、昨年度パイオンレンジカウンターを制作し、今年度はそれに多少の改良を加えて、実験に使用した。実験は、HIMAC にて行われ、入射核 ^{28}Si を標的核 In に入射エネルギー 400,600,800 A MeV で照射し、そこから放出される π^+ 、 π^- の収量測定を行った。

π^+ 、 π^- のうち、絶対値測定を行っている π^+ に関して、重イオン衝突から発生される π^+ のメカニズムやエネルギー・角分布がまだ良く理解されていないため、微分断面積を出した後、エネルギー依存性、角分布の議論を行った。また、パイオンレンジカウンターと同時測定を行っている Multiplicity Array により、中心衝突である事象を選択し、その効果を確認した。これに関しては、Multiplicity Array とインパクトパラメーターとの定量的な見積もりを行う必要があるという事が分かり、今後の課題としたい。

そして、 π^-/π^+ 比の算出のために、実験室系で 90 度のデータを解析した。これはバックグラウンドが少ないデータであるという事より、この角度を選んだ理由であり、解析手法については色々と試した結果、ADC の 2 次元相関に多重の条件をかける事でバックグラウンドを綺麗に落とす事ができた。解析の結果、放出される π の運動エネルギーが小さくなれば、 π^-/π^+ 比が大きくなるという結果を確認した。また、入射エネルギーに依存して π^-/π^+ 比が変化することを期待していたが、理論計算では中心衝突についての結果を示しているのに対し、本解析では中心衝突の条件をかけていない為、そのままでは比較できるものではない。また、今後、他の角度がどういう状況になっているかを確認する必要がある、今後の課題とする。

付 録 A longitudinal rapidity: y

rapidity y は、

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right) = \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{\sqrt{P_T^2 + m^2}} \right)$$

で定義される。ここで、

y : rapidity

E : 粒子のエネルギー

$P_{\parallel} = P \cos \theta$: 粒子の縦方向運動量 (ビーム軸にとる)

$P_T = P \sin \theta$: 粒子の横方向運動量

m : 粒子の質量

この rapidity は縦方向の Lorentz 変換に対して、定数 (C) の加減で表わされ、

$$y' = y + C$$

となるため、縦方向の変換の際には平行移動を行えば済むという利点を持っている。また、rapidity は粒子の縦方向と横方向の運動量を分離して記述するのに適しており、粒子の質量に関わらず、

$$\frac{dP_{\parallel}}{E} = dy$$

である。

図 A.1 に本実験での測定点に対して、横軸:rapidity y、縦軸: π のビーム軸に対して垂直な横方向運動量 P_T を π の静止質量 m_{π} で割ったものをとる。この (y vs P_T/m_{π}) 平面上のプロットは、軸方向の変換に対して不変であるという利点を持っている。

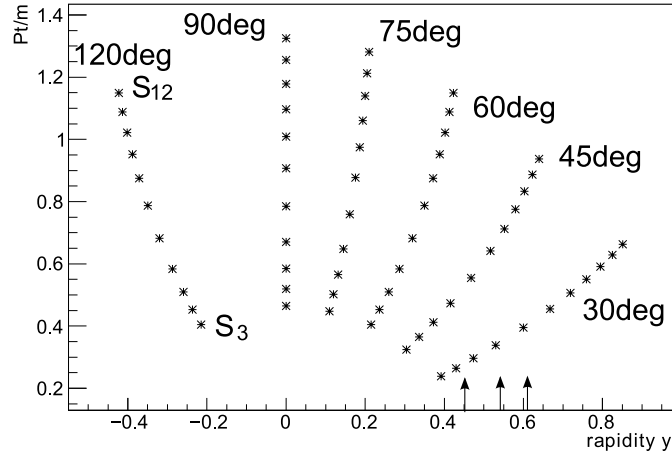


図 A.1: 横軸 rapidity: y 、縦軸 π の横方向運動量: P_T のプロット。rapidity 軸上の矢印は、左からビームエネルギー 400, 600, 800 MeV での mid rapidity を表わし、各々、0.45, 0.54, 0.61 である。

そして、ローレンツ不変な微分断面積として、2 重微分断面積を π 運動量 P で割った

$$\frac{1}{P} \frac{d\sigma}{dE d\Omega}$$

を (y vs P_T/m_π) 平面上にプロットし、その等高線において議論することで系の取り方に依存しない議論を展開することができる。

付 録B セットアップ詳細

B.1 各シンチレーターに関して

表 B.3 は、各シンチレーターに巻かれたアルミ箔・遮光シート、使用した PMT に関する表である。 $S_0 \sim S_{12}$ には REPIC-RPH32010 を、 $S_{13} \sim S_{15}$ には ORTEC556 の高圧電源を用いた。使用した遮光シートは厚さ 0.08 mm の塩化ビニールシート、アルミ箔は厚さ 15 μm のニッパクホイルである。PMT の型番により、Divider への入力タイミングを合わせる必要があり、H2431-50 に 3 m 分の同軸ケーブルを追加した。

表 B.1: 各シンチレーターの情報詳細

カウンター名	PMT 型番	遮光シート	アルミ箔
S_0	H1949-51	1 巻き	2 巻き
S_1	H1949-51	1 巻き	2 巻き
S_2	H1949-51	1 巻き	1 巻き
S_3	H1949-51	1 巻き	1 巻き
S_4	H1949-51	1 巻き	2 巻き
S_5	H1949-51	1 巻き	2 巻き
S_6	H1949-51	1 巻き	3 巻き
S_7	H1949-51	1 巻き	3 巻き
S_8	H1949-51	1 巻き	3 巻き
S_9	H1949-51	1 巻き	3 巻き
S_{10}	H2431-50	1 巻き	3 巻き
S_{11}	H2431-50	1 巻き	3 巻き
S_{12}	H2431-50	1 巻き	3 巻き
S_{13}	H1949-51	1 巻き	3 巻き
S_{14}	H1949-51	1 巻き	1 巻き
S_{15}	H1949-51	1 巻き	1 巻き

表 B.2: 各シンチレーターの HV 値 (V)

カウンター名	7 月	10 月	11 月
S ₀	2050	2050	2050
S ₁	2200	2200	2030
S ₂	1550	1500	1500
S ₃	1490	1490	1490
S ₄	1550	1550	1550
S ₅	1600	1600	1600
S ₆	1430	1430	1430
S ₇	1630	1630	1630
S ₈	1560	1560	1560
S ₉	1440	1440	1440
S ₁₀	2040	2040	2040
S ₁₁	2030	2030	2030
S ₁₂	2310	2310	2310
S ₁₃	1800	1800	1800
S ₁₄	1600	1600	1600
S ₁₅	1800	1800	1800

表 B.3: クリッピング用ケーブル長 (nsec), 抵抗 (Ω)

カウンター名	7 月	10 月	11 月
S ₀	なし	なし	なし
S ₁	2 , 50/3	なし	なし
S ₂	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₃	2 , 50/3	1 , 50/2	1 , 50/2
S ₄	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₅	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₆	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₇	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₈	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₉	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₁₀	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₁₁	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₁₂	2 , 50/3	2 , 50/3	2 , 50/3
S ₁₃	なし	なし	なし
S ₁₄	なし	なし	なし
S ₁₅	なし	なし	なし

付 録 C pid

質量 m 、電荷 Z 、運動エネルギー E を持つ粒子のレンジ x は、

$$x \propto \frac{E^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{C.1})$$

と表される。 α 、比例係数は粒子の種類、物質の種類により異なるが、 α は約 1.75 である。

例えば図 C.1 のように、ある粒子がシンチレーター S_{i-1} を通過する際に E_{i-1} のエネルギーを落とし、 S_i に E_i のエネルギーを落として距離 x_i 進んで止まったとする。

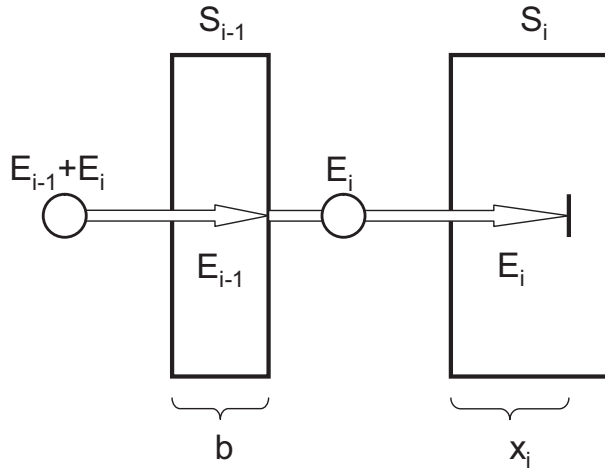


図 C.1: S_{i-1} 、 S_i でエネルギーを落とす様子

このとき、シンチレーター S_{i-1} の厚さを b とすれば、式 (C.1) より、

$$b + x_i \propto \frac{(E_{i-1} + E_i)^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{C.2})$$

かつ

$$x_i \propto \frac{E_i^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{C.3})$$

なので、両辺引き算すれば

$$b \propto \frac{(E_{i-1} + E_i)^\alpha - E_i^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{C.4})$$

$$\therefore (E_{i-1} + E_i)^\alpha - E_i^\alpha \propto bmZ^2 = \text{const} \quad (\text{C.5})$$

となる。

よって $(E_{i-1} + E_i)^\alpha - E_i^\alpha$ をヒストグラムに詰めれば、粒子ごとに違う ch にピークが出ることになる。

謝辞

この修士論文を書くにあたり、とても多くの方にお世話になりました。この場を借りて、お礼を申し上げます。

村上哲也助教には、4回生の頃より大変お世話になりました。実験のいろはを一から教えていただき、本論文を仕上げるに至るまで、数えきれない程のご助力をいただきました。特にこの一年は、ほぼ毎日というくらい頻繁に議論に付き合ってください、ありがとうございました。中々研究が進まず、やる気を失いかけた時も辛抱強く待っていただきました。不勉強のためにとんちんかんな質問をしてしまった時も丁寧に教えていただきました。研究の大変さ、そして楽しさを学ぶ事ができ、村上さんに師事することができ本当に良かったと思います。ありがとうございました。今井憲一教授には、4回生の頃より実験の面白さを教えて頂きました。今井さんの経験談はとても興味深いものが多く、研究への思いを学ばさせていただきました。また、研究の進捗状況を気にかけて下さり、多くのアドバイスも頂きました。永江知文教授には、ご多忙の中、本論文の添削や様々な助言をして頂きました。また、修士1年の夏にはドイツでの実験に参加するの機会を作って研究を開始する直前に実験に参加する事ができ、その後の研究への大きな励みとする事ができました。川畑貴裕准教授には、研究者としての心構えを教えてくださいました。中でも「修士論文は根性を試されている」という言葉には、研究が思うように進まない時の支えとさせて頂きました。藤岡宏之助教には、研究の進み具合を常に気にかけていただきました。研究や研究生活の相談に頻繁に乗って頂き、その度に的確なアドバイスで助けていただきました。また、私たち学生のために、大学での研究環境をより良くしようと奮闘して頂き、大変感謝しています。

岡村敦史さんには様々な場面で助けていただき、いつも頼りにさせていただきました。プログラミングや Geant4 の使い方などで大変お世話になり、分からない事を教えていただけるだけでなく、問題を解決する力を付けていただきました。現在は社会で活躍されている胡子昇一郎さんには、昨年度 DAQ や解析を教えてくださいました。胡子さんの頑張りがあったからこそ、今回の実験が上手く進んだと感謝しています。同回生の浅野秀光君、足立智君、佐田優太君、杉村仁志君のおかげで楽しい研究生活を過ごす事ができました。共に修士論文に向け頑張る仲間がいる事は、とても心強いものでした。愚痴を言ったり、励ましあったりという反面、同回生に負けられないという思いを持つ事で研究に打ち込む事ができました。後輩である市川裕大君、今城想平君、鮫島玲君には実験に協力していただき、大変助かりました。

理化学研究所研究員の中井陽一氏には、実験を進める上で幾度となく助けて頂き、そして同実験の解析に関しても的確なアドバイスを頂きました。また、今後の研究についての相談にも快く乗って頂き、本当に感謝しています。同研究員の西村俊二氏には、実験準備が上手くいかない時にご助力頂きました。立教大学の村田次郎准教授には、ご多忙にも関わらず実験に協力して頂きました。同大の松下昌史さんと4年生たちは、実験に協力して頂きました。心強い助けとなりました。

これらの方々以外にも多くの方の協力を得る事で、本論文を制作する事ができました。本当にありがとうございました。

そして、最後になりましたが、一緒にバカをやって騒いでストレスを発散させてくれた友人たち、いつも体を気遣ってくれて、そして応援してくれた両親、兄弟、そして日々の生活に励みをくれた恵利子さんに最大限の感謝を送ります。

参考文献

- [1] P. Danielewicz, R. Lacey and W.G. Lynch, Science **298** (2002), 1592.
- [2] M.B. Tsang et al., Phys. Rev. Lett. **92** (2004), 062701.
- [3] B.A. Li, L.W. Chen and C.M. Ko, Phys. Rep. **464** (2008), 113.
- [4] S.Ebesu (Master Thesis, Kyoto, 2008)
- [5] I.E. Lagaris and V.R. Pandharipande. Nucl. Phys. A **369** (1981), 470.
- [6] A.E.L. Dieperink, Y. Dewulf, D. Van Neck, M. Waroquier and V. Rodin, Phys. Rev. C **68** (2003), 064307.
- [7] M. Lopez-Quelle, S. Marcos, R. Niembro, A. Bouyssy and N.V. Giai, Nucl. Phys. A **483** (1988), 479.
- [8] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, V. Greco, M. Zielinska-Pfabe and H.H. Wolter, Nucl. Phys. A **703** (2002), 603.
- [9] D.H. Youngblood, H.L. Clark and Y.W. Lui, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 691.
- [10] C. Fuchs, Prog. Part. Nucl. Phys. **56**(2006), 1.
- [11] K.A. Brueckner, S.A. Coon and J. Dabrowski, Phys. Rev. **168** (1967), 1184.
- [12] T. Li et al. Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 162503.
- [13] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **81** (1966), 1.
- [14] FOPI Collaboration, W.Reisorf et al. Nucl. Phys. A **781** (2007), 459.
- [15] Bao-An Li et. all, arXiv:0808.0186v2[nucl-th]
- [16] W. Reisdorf et al. and FOPI Collaboration, Nucl. Phys. A **781** (2007)
- [17] L.W. Chen, C.M. Ko and B.A. Li, Phys. Rev. C **72** (2005), 064309.
- [18] L.W. Chen, C.M. Ko and B.A. Li, Phys. Rev. C **76** (2007), 054316.
- [19] R. Stock, Phys. Rep. **135** (1986), 259.
- [20] J. Chiba and K. Nakai et al., Phys. Rev. C **40** (1979)
- [21] K. Nakai and J. Chiba, et al., Phys. Rev. C **20** (1979)
- [22] G.D’agostini et al, Nucl. Instr. and Meth. **185** (1981) 49.