修士論文

(π^-, K^+) 反応による重い Σ ハイパー核の研究

東北大学大学院 理学研究科 物理学専攻

阿部 大輔

平成１１年

Contents

List of Tables

List of Figures

Chapter 1

序論

1.1　ハイパー核

ハイパー核とは、通常の原子核中の核子の 1 つ、または 2 つ以上をストレンジネスを含んでいるバリオンに置き換えた原子核の総称である。これらストレンジネスを含んだバリオンはハイペロンと呼ばれていて、Λ、Σ^-、Σ^0、Σ^+ などがある。このうち、Λ 粒子を含む原子核を Λ ハイパー核、Σ 粒子を含む原子核を Σ ハイパー核と呼ぶ。

これまで核子-核子間相互作用については、多くの散乱実験などがなされていて、それらの情報から多くの事が現在解明されている。一方、ハイペロン-核子間の相互作用については、ほとんどデータがなく、不明な点が多い。ハイペロン-核子間の相互作用を研究する手段としては、まず第一に低エネルギーのハイペロンビームを用いたハイペロン-核子散乱実験が考えられる。しかし、ハイペロンは寿命が 10^{-10} 秒程度で弱い相互作用により崩壊してしまうので、このような散乱実験は現在は困難である。ゆえに、ハイパー核の核構造に関する情報から、逆にハイペロン-核子間相互作用の情報を取り出すことが期待されている。また、ハイペロンは原子核中ではパウリの排他原理の効果を受けないため、ハイパー核は通常の原子核とは異った独特のハドロン多体系を形成している。このようなハイパー核独特の特徴を探索する研究も展開されている。

1.2　歴史的背景

ハイパー核の歴史は、1952 年に原子核乾板を用いた実験の中で Λ ハイパー核が発見されたところから始まる [1]。それ以来 Λ ハイパー核については数多くの様々な実験がなされている。これまでに核種としては H から、Pb まで広い領域にわたり調べられいる。これら Λ ハイパー核の基底状態の束縛エネルギーから、Λ の核物質中のポテンシャルの深さが約 30MeV であることが導かれた [2]。また、${}^{16}_{\Lambda}\mathrm{O}$ の実験結果からは、Λ のスピン-軌道相互作用の大きさが核子の場合より圧倒的に小さいこともわかっている [3][4]。最近では、Λ ハイパー核の弱い相互作用による崩壊の研究や、励起状態からの γ 線を高分解能ゲルマニウム検出器群を用いて測定し、Λ ハイパー核の微細構造の研究もなされている [5]。

このように Λ ハイパー核の研究は最近比較的進歩してきている。しかし、Σ ハイ

パー核の研究はいまだ初期段階である。Σ ハイパー核については、1980 年にスイスの CERN において (K^-,π^-) 反応をもちいた ${}^{9}_{\Lambda}$Be ハイパー核実験の副産物として Λ ハイパー核領域の約 80 MeV 上に 2 つの幅の細いピークが初めて報告され、Σ ハイパー核についての研究が始まった [6]。80 MeV という数字は、ほぼ Σ と Λ の質量の差に等しい。それ以前は Σ は核物質中では強い相互作用による Σ N → Λ N 変換過程が存在するために、幅のせまい、すなわち寿命の長い Σ ハイパー核の状態の存在は不可能であると思われていた。にもかかわらず、このピークの幅は 8 MeV 程度であったためこのデータは衝撃的であった [7] [8]。

この CERN の実験の報告以降、CERN、BNL、KEK 等で (K,π) 反応をもちいた Σ ハイパー核の束縛状態のピークを探す実験が精力的おこなわれ、幅の狭いピークが Σ の連続状態領域に報告された [9] [10] [11]。また、これらのピークを説明するために、いくつかの理論もだされたが、狭いピークの幅を説明することはやはり困難であった。また、これらの実験データは統計が低く、質も悪かったので Σ ハイパー核の存在を確定させせることはできなかった。その後、高統計の実験が、BNL では ^{7}Li(K^-,π^+) 反応、KEK では ^{12}C$(K^-_{stopped},\pi^+)$ 反応をもちいておこなわれたが、これらの反応において Σ ハイパー核のピークは観測されなかった [12] [13]。前述の CERN での ${}^{9}_{\Sigma}$Be の細い幅のピークの存在もこの後、否定された。

一方、1988 年に ^{4}He$(\mathrm{K}^-_{stopped},\pi^-)$ 反応をもちいた実験で ${}^{4}_{\Sigma}$He が束縛状態として初めて発見さた [14][15][16]。この束縛状態は最近の BNL での ^{4}He$(\mathrm{K}^-_{inflight},\pi^-)$ 反応による実験でも確認された。こうして、一時混乱していた Σ ハイパー核の実験データは整理され、理論と実験両側面で Σ ハイパー核の研究が再び注目を集めている [17] [18] [19]。

1.3 Σ の核ポテンシャル

現在、Σ の核ポテンシャルに反映できる情報としては、まず、Σ^--atomX 線の情報、${}^{4}_{\Sigma}$He の束縛状態の情報、そして、${}^{4}_{\Sigma}$He 以外の A ≤ 16 の原子核に対する $(K^-,\pi^\pm)$ スペクトルの情報がある。

Σ^--atom X 線の情報は、${}^{4}_{\Sigma}$He の束縛状態の発見以前は Σ の核ポテンシャルに関して唯一の有益な情報源であった。これら Σ^--atom X 線の情報を用い、核子密度分布に関してポテンシャルの深さが比例していると仮定することにより、強い引力的な実部と強い吸収的な虚部のポテンシャルが導かれている [27]。このポテンシャルでは、幅の狭い Σ ハイパー核の束縛状態は存在しない。また、ポテンシャルの深さに 1 次以上の核子密度依存性をとり入れた計算では、核の中心部では強い斥力的、核の外側で浅い引力ポケットが存在する実部のポテンシャルが導かれている [28] 。このポテンシャルでは、Σ ハイパー核の束縛状態は存在しない。このように、この Σ^--atom X 線の情報は原子核の裾にのみ敏感で、原子核の中心付近の情報は含まれていないため、核の中心部でのポテンシャルはこの情報だけでは決まらない。

一方、理論的には、2 体ハイペロン-核子間相互作用のボゾン交換モデルを基礎とした Σ の核ポテンシャルの構築もおこなわれている。代表的なもので、ハイペロン-核子間相互作用の 1 ボゾン交換モデルを基に G 行列を通して核物質中における密度依存の有効ハイペロン-核子相互作用を求め局所密度近似による Σ の核ポテンシャルを

導いたものがある [31]。Nijmegen グループによる 1 ボゾン交換モデルは、フレーバー SU(3) 対称性を仮定して、豊富な核子-核子散乱のデータとわずかなハイペロン-核子散乱のデータを用いてハイペロン-核子間相互作用を導いたものであり、ND、NF、NSC などのいくつかのバージョンがある。ND と NF を基に計算された Σ の核ポテンシャルは Σ^--atom X 線から得られるポテンシャルに比べて、核の裾で過剰に引力的な実部を導く。NSC からのポテンシャルは逆に斥力的すぎる実部を導く。これは、ND、NF、NSC 等は非常に少ない Σ-核子間の 2 体相互作用のデータをもとに作られているので、お互いの間での相互作用の大きさが大きく異なってしまっているからである。Figure 1.1はそれぞれのモデルで計算された Σ の核ポテンシャルの図である。Σ の核ポテンシャルの実験的情報から逆に Σ-核子間相互作用を調べることが可能であることがわかる。

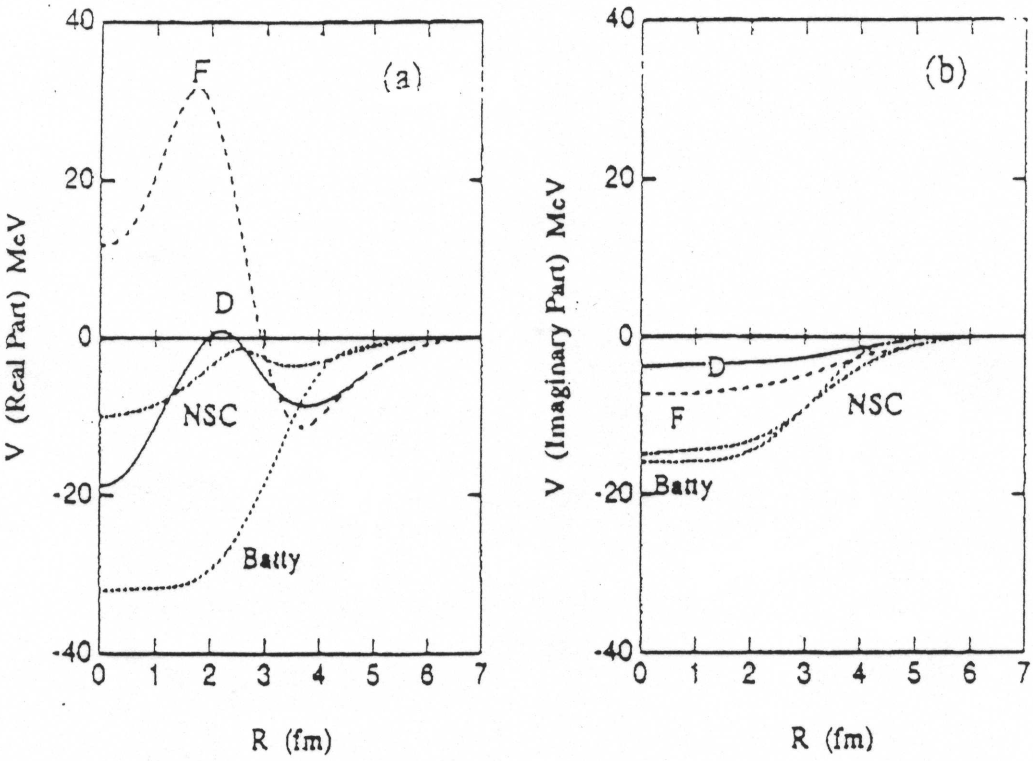

Figure 1.1:さまざまなモデルで計算された Σ の核ポテンシャル。F は NF モデル、D は ND モデル、NSC は NSC モデル、そして Batty は Σ^--atom X 線を用いて計算されたポテンシャル。

これまでの実験で唯一存在が確立している Σ ハイパー核は ${}^4_\Sigma$He の束縛状態のみである。Figure 1.4 に ${}^4_\Sigma$He の束縛状態のスペクトルを示す。この ${}^4_\Sigma$He の束縛状態は、KEK で $(K^-, \pi^\pm)$ 反応をもちいて発見されたのだが、実験の前に理論的に予言されていた [19]。この理論は、2 体ハイペロン-核子間相互作用のボゾン交換モデルを基礎としたものである。Σ 核のポテンシャルは一般に次の様に書くことができる。

$$U(r) = U_0(r) + U_\tau(r)(\boldsymbol{T}_c \cdot \boldsymbol{t}_\Sigma)/A \tag{1.1}$$

ここで、A は質量数であり、$\boldsymbol{T}_c$ と $\boldsymbol{t}_\Sigma$ はそれぞれコア核 (Σ ハイパー核の Σ 粒子以外

の部分) と Σ のアイソスピンである。このポテンシャルの第 2 項目は Lane term と呼ばれるアイソスピン依存項で、Λ の核ポテンシャルには現れないが、Σ の核ポテンシャルには現れる項である。A = 4 の原子核では Figure 1.2 に見られるようにアイソスピンに依存する項 U_τ がアイソスピンに独立な項 U_0 と同程度の大きさで強く現れる。

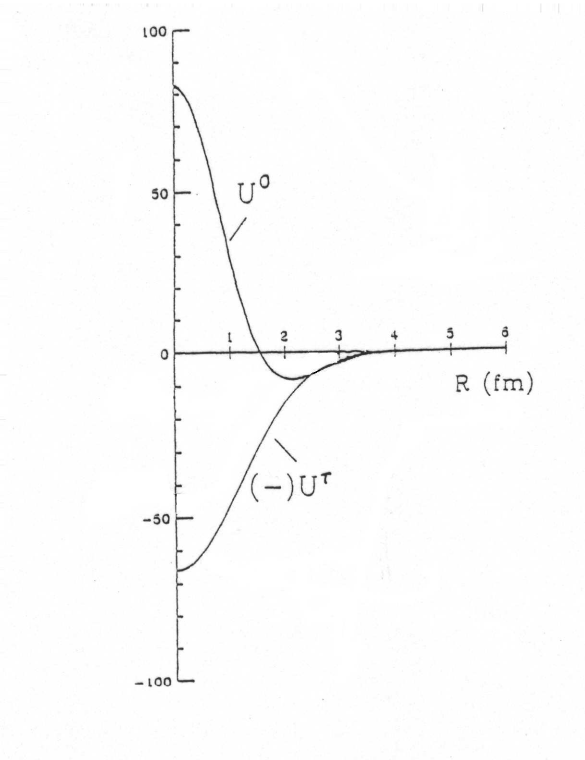

Figure 1.2: A=4 での計算されたポテンシャル。

$\boldsymbol{T}$=$\boldsymbol{T}_c$+$\boldsymbol{t}_\Sigma$ とすると、$T = 1/2$ に対するポテンシャル $U_{T=1/2}$ は、

$$U_{T=1/2} = U_0(r) - U_\tau(r) \tag{1.2}$$

となり、$T = 3/2$ に対するポテンシャル $U_{T=3/2}$ は

$$U_{T=3/2} = U_0(r) + \frac{1}{2}U_\tau(r) \tag{1.3}$$

となる。Figure 1.3にそれぞれのアイソスピンに対するポテンシャルの形を示す。アイソスピン $T = 1/2$ に対しては、Figure 1.3に見られるようにポテンシャルの実部は斥力芯と核の外側に引力ポケットを持つ形をしている。このポテンシャルでは、束縛状態の波動関数は原子核の外側に押し出される。この領域でのポテンシャルの虚部は十分に弱い。その結果、 $\Sigma N \to \Lambda N$ 変換過程が抑えられ十分に幅の狭い束縛状態が存在できる。またアイソスピン $T = 3/2$ では、実部は $T = 1/2$ のような引力ポケットは存在しない。実験では、$T = 3/2$ 状態しか励起しない (K^-, π^+) 反応のスペクトルには Σ の束縛領域に強度がないスペクトルが得られたが、$T = 1/2, 3/2$ 状態の両方

を励起する (K^-,π^-) 反応のスペクトルには Σ の束縛領域にピークが現われ、$A=4$ での Σ の核ポテンシャルが (1.1) 式で示されるように $T=3/2$ では斥力、$T=1/2$ では引力である事が確かめられた。

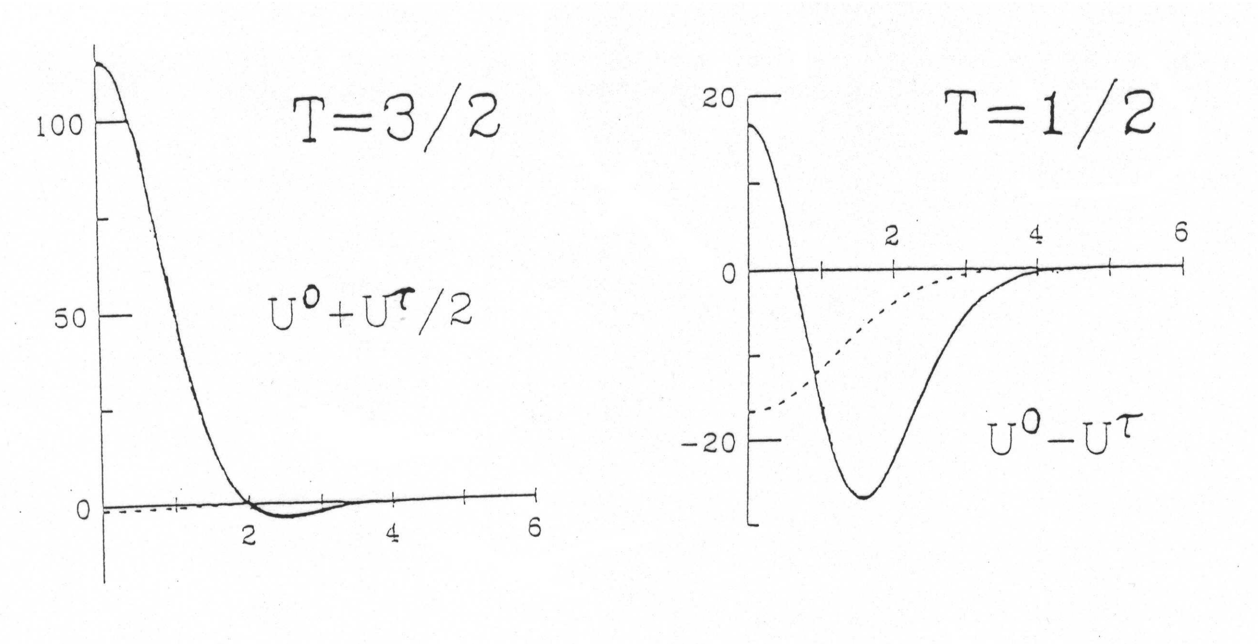

Figure 1.3:$\Sigma-{}^3$He ポテンシャルの形状。左は $T=3/2$ に対して、右は $T=1/2$ に対して計算されたもの。実線はポテンシャルの実部、点線は虚部を表す。

このように、軽い原子核では Lane term の $1/A$ のファクターの為、強いアイソスピン依存性が現れる。この実験結果から得られるポテンシャルの情報は、$T=3/2$ では、ポテンシャル全体は斥力であるということだがその大きさを決めるだけの精度はない。$T=1/2$ では、ポテンシャルが引力であり、そのときのおおよその深さを知る事ができる。しかし、核物質中でのポテンシャル U_0 のみの深さを決定するには不十分である。この実験では ^{4}He ターゲットの他に $(K^-_{stopped},\pi^+)$ 反応を用いた ^{12}C ターゲットでの実験もおこなわれた。^{12}C では Σ ハイパー核のピークは発見されなかった。しかし、この ^{12}C$(K^-_{stopped},\pi^+)$ のスペクトルの連続状態の形から、Σ の核ポテンシャルについてある程度の制限をつけられることがわかった。ポテンシャルの形を Woods-Saxon 型と仮定し、ポテンシャルの実部と虚部の深さを与えた時の連続スペクトルの形が、green 関数法を用いた DWIA 計算から求められた [32]。この計算結果によると、Σ の束縛しきい値付近のスペクトルの形はポテンシャルの深さによって大きく変わる。Figure 1.5に ^{12}C でのスペクトルとそれを用いた理論計算の結果を示す [15]。この実験データと理論計算の比較から得られたポテンシャルに関する情報は、実部は弱い引力か斥力、虚部は比較的深いという結果であった。

このように現在の所、Σ の核ポテンシャルについて決定的な情報を与えたものは無い。また、これまでの軽い原子核では、前に述べた様にアイソスピンの依存性が強くアイソスピンに独立な U_0 項のみの情報を得ることは困難である。よって、アイソスピンが平均化されているより重い原子核でのポテンシャルの情報を得ることが重要である。

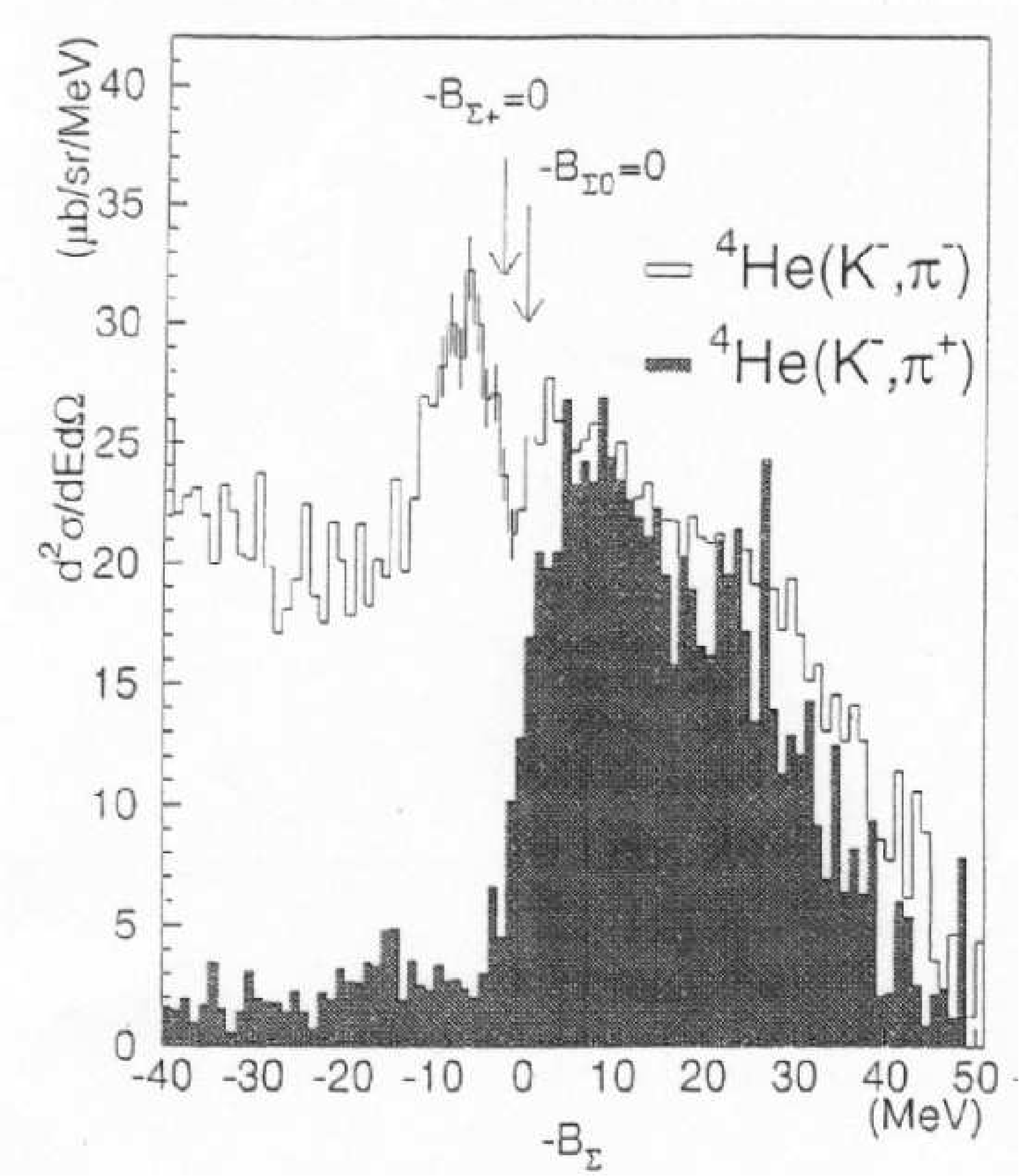

Figure 1.4: $(K^-_{inflight}, \pi^-)$ 反応による $^4_\Sigma\mathrm{He}$ の束縛状態のスペクトル

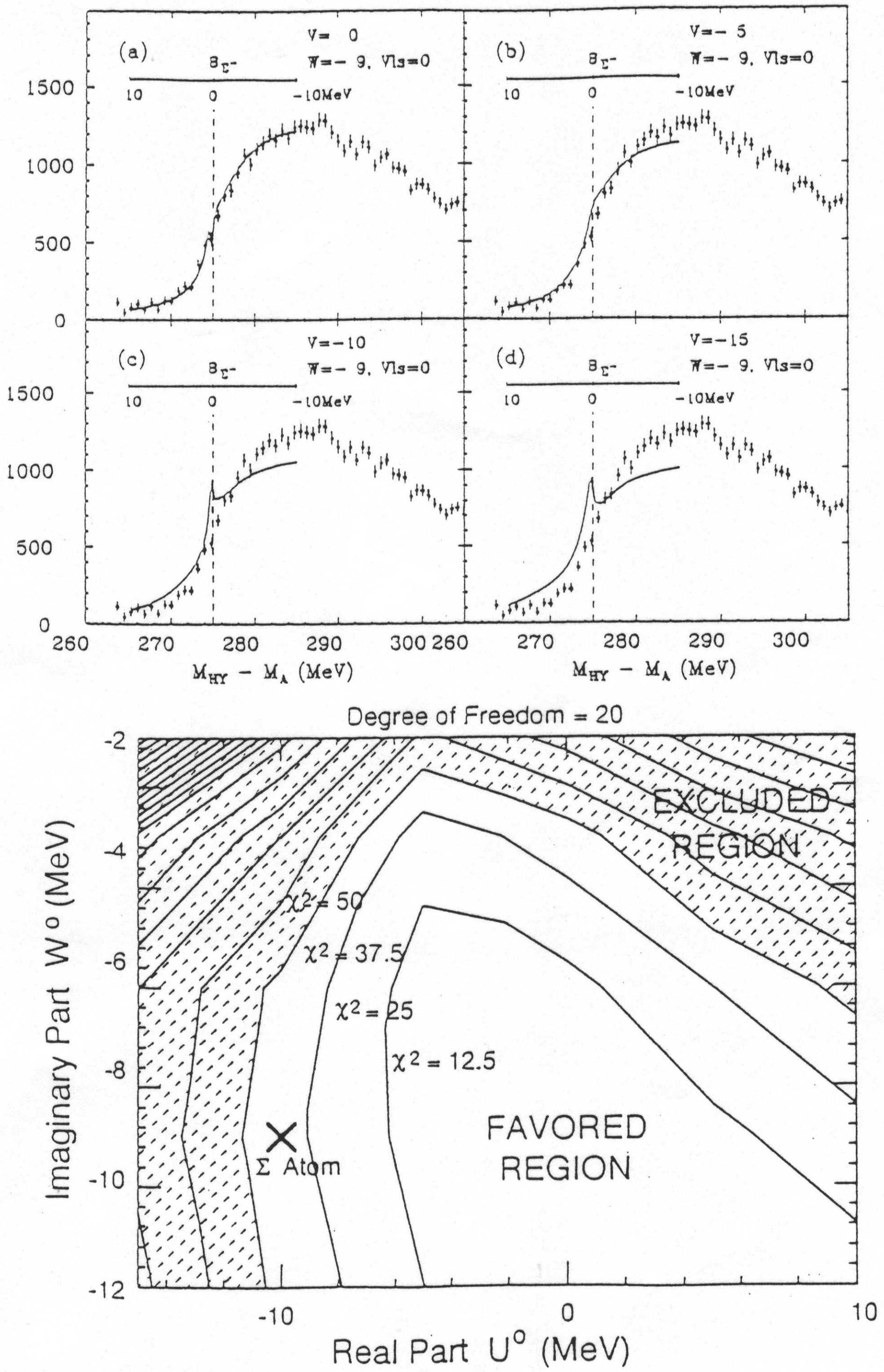

Figure 1.5: $^{12}\mathrm{C}(K^-_{stopped}, \pi^+)$ のスペクトルとその理論計算の結果。

1.4 本実験の目的

前節で述べたように、Σ の核ポテンシャルの実部が引力的であるのか斥力的であるかということはわかっていない。ポテンシャルの虚部の深さについても答えることができない。これまでに行われた Σ ハイパー核の実験は全て $(K^-, \pi^\pm)$ 反応を用いたものであり、質量領域も A $\leq$ 16 に限られている。ゆえにこれまで重い原子核での高統計の実験データが長い間求められていた。

最近理論的に (π^-, K^+) 反応のスペクトルが Σ の核ポテンシャルに敏感であることが理論的に指摘された。Figure 1.6に Si をターゲットとし、ND モデルと Σ^--atomX 線モデルのポテンシャルを仮定した場合の理論計算の結果を示す。これらの図からわかるように、ND モデルのポテンシャルでは、Σ^--atomX 線モデルのポテンシャルの時と比べて、得られるスペクトルは、非束縛領域でのイールドが大きくなっているし、同じモデルにおいては、ポテンシャルの虚部が浅ければ、非束縛領域でのイールドが大きくなっている傾向がみてとれる。

ゆえに、我々は (π^-, K^+) 反応による束縛領域から非束縛領域 (Quasi-free 領域) のスペクトルの形が Σ の核ポテンシャルの大きさに敏感であるという性質を利用し、高統計で重い質量領域における原子核での Σ ハイパー核生成の連続スペクトルを測定して Σ の核ポテンシャルを系統的に調べる事とした。

1.5 本論文の構成

本論文は 5 つの章から構成される。Chapter 2 で実験セットアップの概要を述べる。Chapter 3 でデータ解析について述べる。Chapter 4 で本実験で用いたターゲットのうち、Si ターゲットの解析結果と考察について述べる。Chapter 5 で本実験で得られた結論をまとめる。

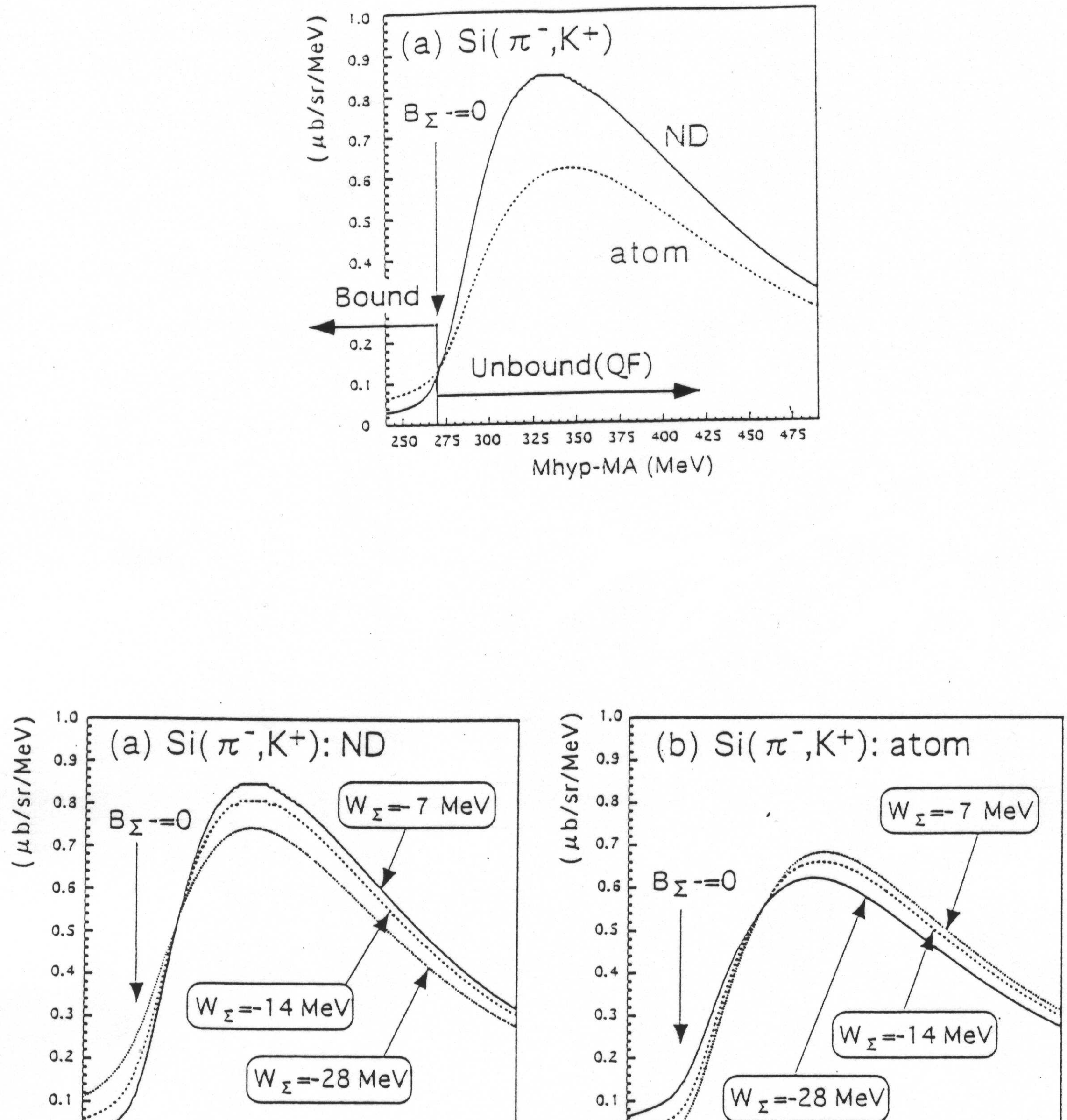

Figure 1.6: シミュレーションによる Si ターゲットのスペクトル。

Chapter 2

実験セットアップ

2.1 概要

この章では、本実験でのセットアップについて述べる。

本実験では、KEK-PS K6 ビームラインから供給される中心運動量 1.2GeV/c の π^- 中間子ビームを使用した。これは K6 ビームラインのビームの運動量を決めている D2 電磁石の最大定格にあたる。K6 ビームラインについては、2.2 の中で述べる。

ビームスペクトロメータと散乱粒子スペクトロメータ (SKS) は Λ ハイパー核の束縛状態を分離して観測するために設計されているので、共に 1GeV/c 領域で 0.1% (FWHM) の運動量分解能を実現するように設計されている。本実験での (π^-, K^+) スペクトルの観測から、Σ ハイパー核のポテンシャルの概形を見るには 3 MeV/c 程度の分解能が要求されているので、この数字は我々の要求を十分に満たしている。
また、SKS についてはハイパー核生成等の反応断面積の小さな反応を調べるために大立体角に設計されていて、その大きさは約 100 msr である。これにより我々は (π^-, K^+) スペクトルの広い領域をカバーできるようになっている。このように、高分解能と大立体角という相反する 2 つの性能をこれだけ高い次元で両立したスペクトロメータは現在世界でも他にはみられない。また、本実験で用いられた (π^-, K^+) 反応は入射粒子と散乱粒子とでは電荷が 2 つ違うので 2 重電荷交換反応と呼ばれ、電荷交換のない (π^+, K^+) 反応と比較するとバックグラウンド粒子は少ない。これによりバックグラウンドの少ないきれいなスペクトルを得ることができる。しかし、バックグラウンドである (π^-, p) 反応の断面積は (π^-, K^+) 反応のそれよりも大きいため、トリガー段階で粒子を識別しバックグラウンドをできるだけ排除することは重要である。そのためにビームスペクトロメータと散乱粒子スペクトロメータには 3 種類の強力なトリガーカウンターが設置されている。ビームスペクトロメータについては 2.3、散乱粒子スペクトロメータについては 2.4 の中で述べる。

2.5 では本実験で使用したトリガータイプについてのべる。2.6 では本実験で使用した実験標的、2.7 では本実験で収集したデータについて述べる。

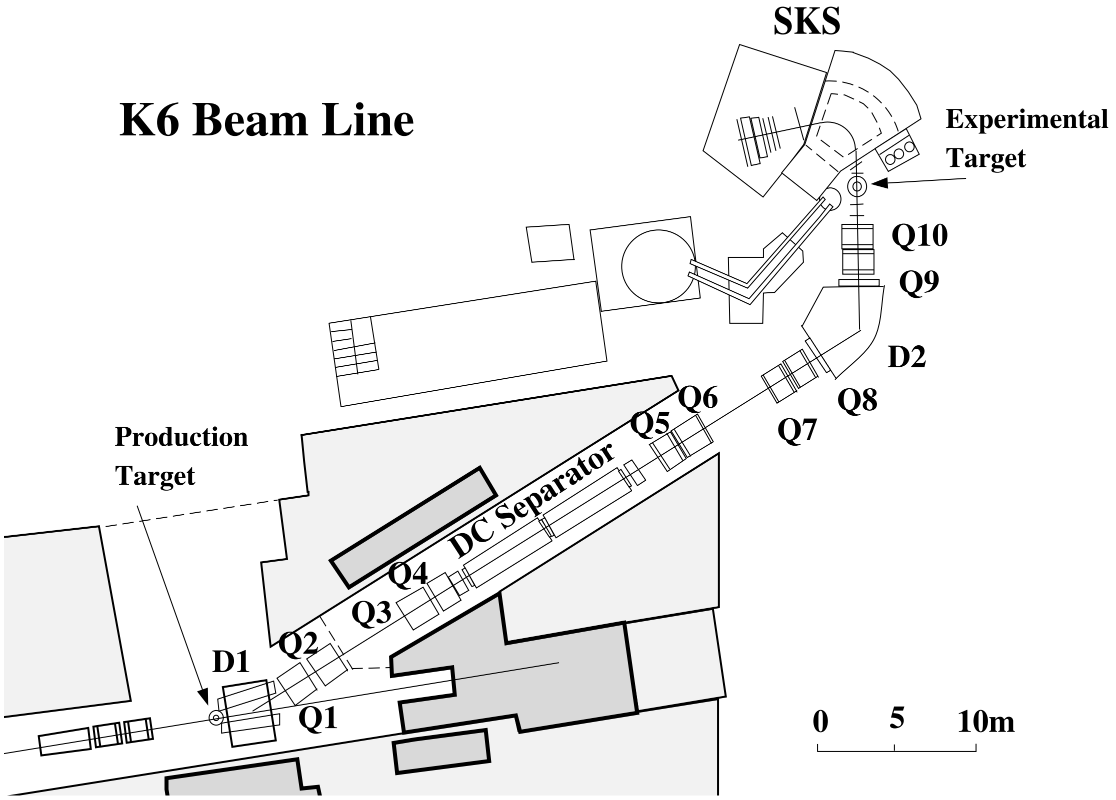

Figure 2.1: K6 ビームラインの概観

2.2 K6 ビームライン

K6 ビームラインは、1 GeV/c 領域の大強度 2 次中間子ビームを利用するためのビームラインである。2 次ビームは、KEK-PS により 12 GeV に加速された陽子を生成標的に照射することにより生成される。本実験では、$\phi 10 \times 60mm$ の白金を生成標的として使用した。Figure 2.1 に K6 ビームラインの概観を示す。このビームラインは、2 台の双極電磁石 (D1,D2)、10 台の 4 重極電磁石 (Q1-Q10)、6 重極電磁石 (SX),2 台の校正用電磁石 (CM1,CM2) を持つ静電セパレーター (DC) と 4 台のスリットから構成される。スリットは、それぞれ、D1 と Q1(acceptancd slit)、Q2 と Q3(intermediate forcus slit)、DC と Q5(momentum slit)、Q6 と Q7(mass slit) の間に設置されている。

本実験では、中心運動量 1.2Gev/c を持つ π^- ビームを使用した。これは現在の K6 ビームラインの D2 電磁石の最大定格である。また、実験標的位置でのビーム強度は、高係数率によるビームスペクトロメータの計数効率及び運動量分解能の悪化をさけるため、$1.5 \sim 2.3 \times 10^6$/spill に調節された。

2.3 ビームスペクトロメータ

ビームスペクトロメータは、実験標的の直前に設置されている QQDQQ 電磁石系とその前後に設置された合計 4 組のドリフトチェンバー (BDC1,2,3,4) 及びトリガーカウンターから構成される。トリガーカウンターは、2 組のシンチレーションカウンター (BH1,BH2) とフロンガスチェレンコフカウンター (GC) から構成される。Figure 2.2 にビームスペクトロメータの概観を示す。また、その設計パラメータを Table 2.2 に示す。

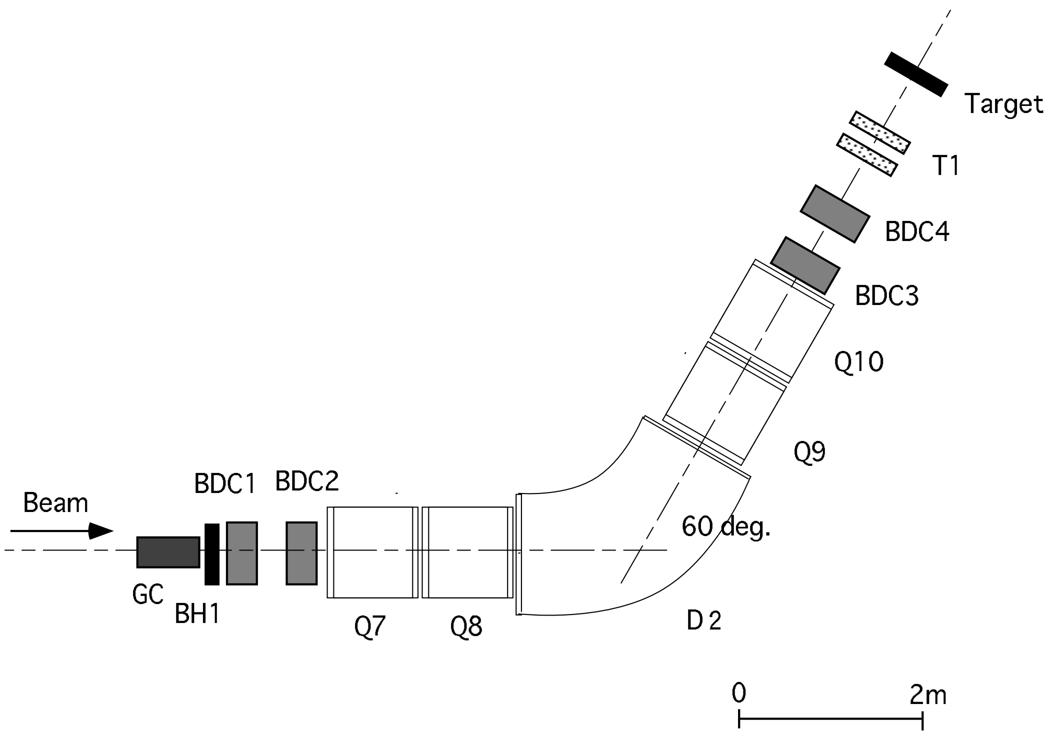

Figure 2.2: ビームスペクトロメータの概観

Momentum resolution	0.1%(FWHM)
Momentum bite	$\pm 3\%$
Maximum momentum	$1.18\mathrm{GeV}/c$
Bending angle	60°

Table 2.1: ビームスペクトロメータの設計パラメータ

Name	Sensitive area (cm)	PMT (Hamamatsu)	etc.
GC	$\phi 20 \times 29^{\mathrm{L}}$	R1584-02×1	Freon-12, n=1.00245
BH1	$19^{\mathrm{W}} \times 9^{\mathrm{H}} \times 0.5^{\mathrm{T}}$	R1450×14	7-segments, 3-stage-booster
BH2	$14.8^{\mathrm{W}} \times 10^{\mathrm{H}} \times 0.3^{\mathrm{T}}$	H5010×10	5-segments, 2-stage-booster
TOF	$105^{\mathrm{W}} \times 100^{\mathrm{H}} \times 3^{\mathrm{T}}$	R1949×30	15-segments
AC1	$105^{\mathrm{W}} \times 120^{\mathrm{H}} \times 9^{\mathrm{T}}$	R1584-02×18	n=1.06
AC2	$140^{\mathrm{W}} \times 140^{\mathrm{H}} \times 12^{\mathrm{T}}$	R1584-02×20	n=1.06
LC	$140^{\mathrm{W}} \times 140^{\mathrm{H}} \times 4^{\mathrm{T}}$	H1949×28	14-segments, n=1.49

Table 2.2: トリガーカウンターの特性

GC は、質量スリットの直後に設置されている。このカウンターは、ビーム中に含まれる電子をトリガー段階で識別し排除するためのものである。

BH1 は、GC の直後に設置されている。その概観を Figure 2.4に示す。高計数率による時間分解能の悪化を避けるために、7 セグメントに分けられている。また、そのセグメントの大きさは、計数率が一様になるように設計されている。各セグメントには、3 段ブースター付の光電子増倍管が両端に取り付けられている。BH2 は、実験標的の直前に設置されている。その概観を Figure 2.3に示す。これは、トリガー系の時間原点を決めるカウンターである。このカウンターは、ビームスペクトロメータと散乱粒子スペクトロメータの間に設置されているので、π^- ビームのエネルギー損失のストラグリングを最小限におさえるために、薄く (3mm) 作られている。

Table 2.3にドリフトチェンバーの特性を示す。4 組のビームラインドリフトチェンバーは、すべて同じ構造を持っている。その構造を Figure 2.5に示す。ビームラインドリフトチェンバーは、高計数率のもとで使用するため、各センスワイヤーは、短い間隔 (5mm) で張られている。ビームラインドリフトチェンバーのセル構造を Figure 2.6に示す。各ビームラインドリフトチェンバーは、6 層のセンスワイヤー面 (xx', uu', vv') から構成される。x, u, v は、それぞれ、ワイヤー面の垂直からの傾き (0, $\pm 15°$) を示している。$'$ 面のワイヤーはドリフト方向の左/右の任意性を解くために、半セル (2.5mm) ずらして張られている。センスワイヤーには、金メッキしたタングステンワイヤー ($\phi 12.5\mu$m) を、フィールドワイヤーには、金メッキした銅ベリリウムワイヤー ($\phi 50\mu$m) を、それぞれ使用している。カソード面には、7.5μm 厚のカプトン膜を 0.1μm 厚のアルミニウムで覆い、さらに、アルミニウムの酸化防止のために、0.0025μm 厚でクロミウムメッキしたものを使用している。ドリフトチェンバーの物質量は、クーロン多重散乱による運動量分解能の悪化を避けるために、最小限に抑えられている。実験期間中、ビームラインドリフトチェンバーには、常温、1 気圧のもとで、Ar(76%)+C_4H_{10}(20%)+Methylal(4%) の混合ガスを流した。

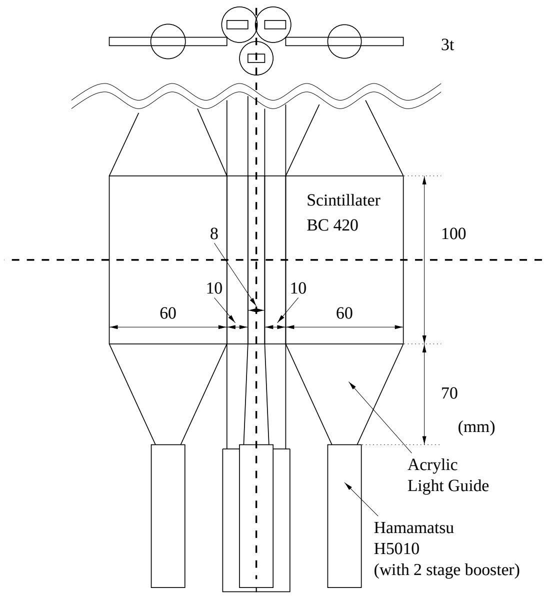

Figure 2.3: BH2 の概観

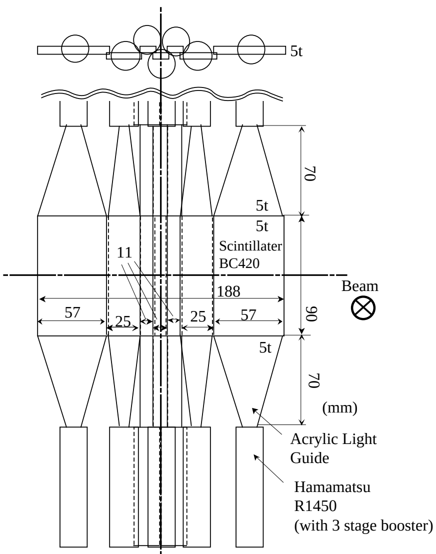

Figure 2.4: BH1 の概観

Name	Area	Drift space	Wires	Thickness	Resolution
	(cm)	(mm)		(in $\mathrm{L_R}$)	(μm in r.m.s.)
BDC1–4	$24^{\mathrm{W}}\times 15^{\mathrm{H}}$	2.5	$xx'uu'vv'$	1.79×10^{-3}	300
SDC1	$40^{\mathrm{W}}\times 15^{\mathrm{H}}$	2.5	$uu'vv'$	1.79×10^{-3}	300
SDC2	$56^{\mathrm{W}}\times 15^{\mathrm{H}}$	2.5	$xx'uu'vv'$	1.79×10^{-3}	300
SDC3	$100^{\mathrm{W}}\times 100^{\mathrm{H}}$	21	$xx'yy'$	0.53×10^{-3}	250
SDC4X	$100^{\mathrm{W}}\times 100^{\mathrm{H}}$	21	$x\times 6$	1.05×10^{-3}	250
SDC4Y	$100^{\mathrm{W}}\times 100^{\mathrm{H}}$	21	$y\times 6$	1.05×10^{-3}	250

Table 2.3: ドリフトチェンバーの特性

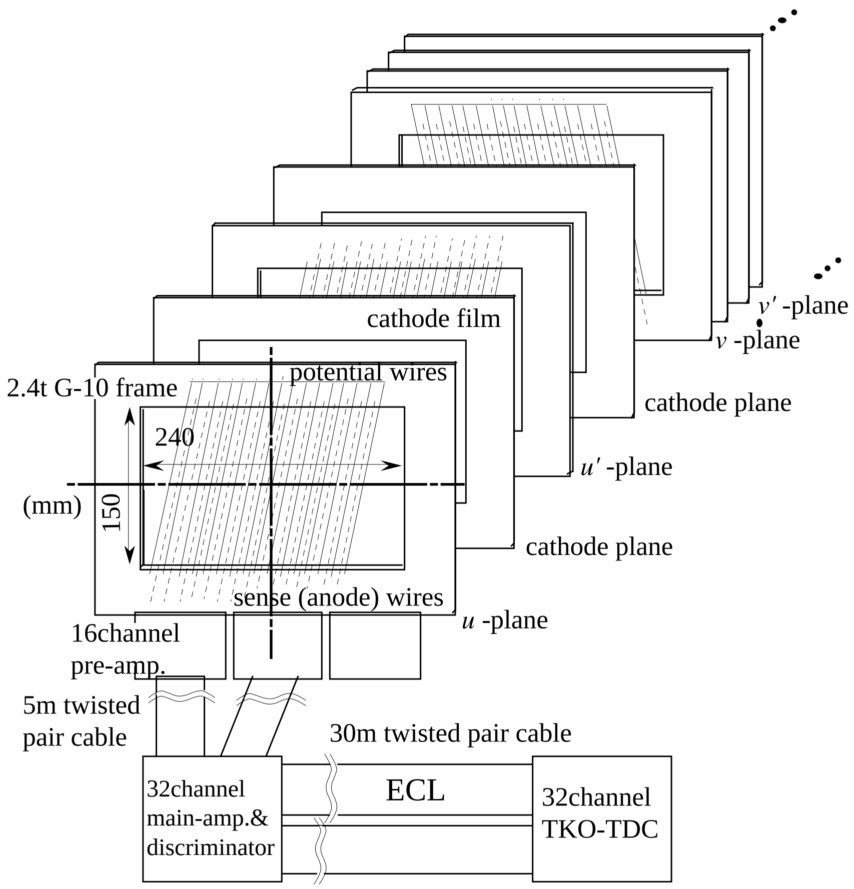

Figure 2.5: BDC 及び読み出し回路系の概観

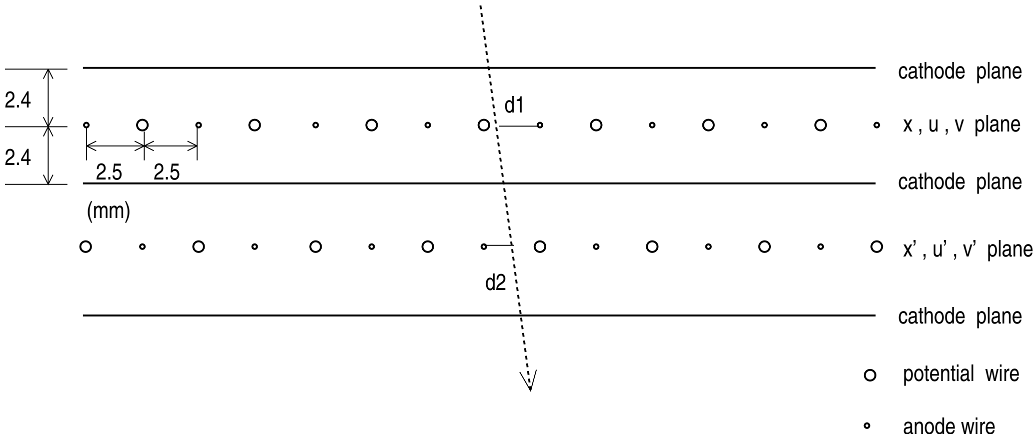

Figure 2.6: ビームラインドリフトチェンバーのセル構造

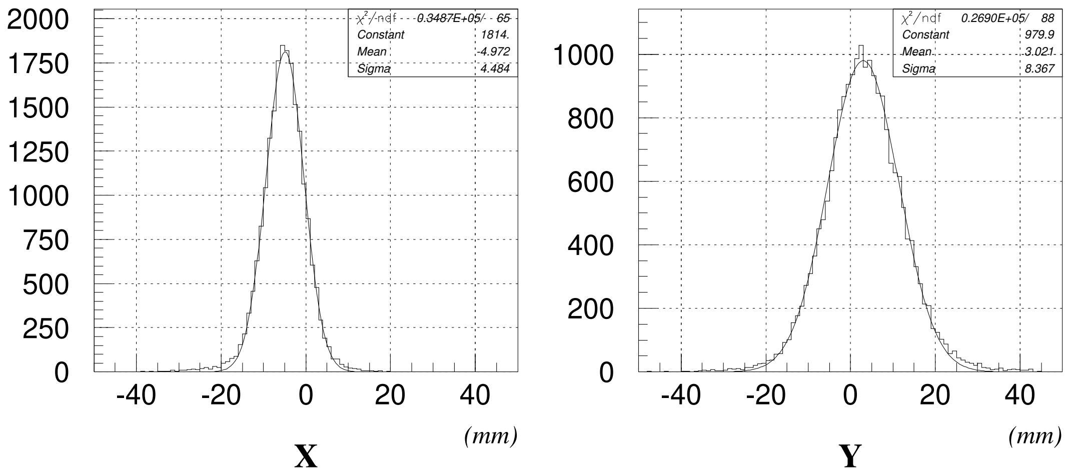

Figure 2.7: 実験標的の位置でのビーム分布の水平 (x)、鉛直 (y) 成分

入射ビームの運動量は、$\pm3\%$の幅を持っている。そのため、入射粒子毎に入射運動量を測定しなければならない。このために、ビームラインの出口に近いQ7Q8D2Q9Q10電磁石系をビームスペクトロメータとして使用している。この系は、ビームトラッキング検出器による電磁多重散乱を最小限に抑えるために、ビーム輸送行列の$< x \mid \theta >$項を小さくするように設計されている。また、D2の磁場変動は、30秒ごとに10^{-3}の精度を持つホール素子によって監視されており、データ解析時にビームの運動量の中心値に対して補正を行っている。Figure 2.7に実験標的位置でのビーム分布を示す。

2.4 散乱粒子スペクトロメータ (SKS)

SKS(Superconducting Kaon Spectrometer) の概観を Figure 2.8に示す。また、主要な設計パラメータを Table 2.4と Table 2.5に示す。SKS の最大の特徴は、1GeV/c 領域において、0.1%(FWHM) の運動量分解能と 100msr の大立体角を両立していることである。また、K 中間子の崩壊を最小限におさえるために、スペクトロメータの全長 (中心軌道) は、5m に抑えられている。SKS は、大型の扇型双極電磁石と粒子の通過位置を測定するための合計 5 組のドリフトチェンバー (SDC1,SDC2,SDC3,SDC4X,SDC4Y) 及び粒子識別のためのトリガーカウンターから構成される。トリガーカウンターは、シンチレーションカウンター (TOF)、2 台のシリカエアロジェルチェレンコフカウンター (AC1,AC2)、及びルサイトチェレンコフカウンター (LC) から構成される。Table 2.2にトリガーカウンターの特性を示す。TOF は、すべての荷電粒子に反応する。AC は、π 中間子のみに有感である。LC は、陽子に反応しない。この 3 種類のトリガーカウンターの特性の違いにより、π 中間子、K 中間子、陽子をトリガー段階で識別する。

Momentum resolution	0.1% FWHM at 720 MeV/c
Maximum central momentum	1.1 GeV/c
Momentum bite	$\pm$10%
Bending angle	100° for the central trajectory
Solid angle	100 msr
Flight path	$\sim$5 m for the central trajectory

Table 2.4: SKS のパラメータ

Maximum magnetic field	3 T
Stored energy	10.6 MJ
Pole gap	49.75 cm
Conductor	NbTi/Cu
Ampere turns	2.1 MA·T
Maximum current	500 A
Total Weight	280 t
Heat leak	5 W (4 K)
Content of Liq. He	156 ℓ

Table 2.5: SKS 電磁石のパラメータ

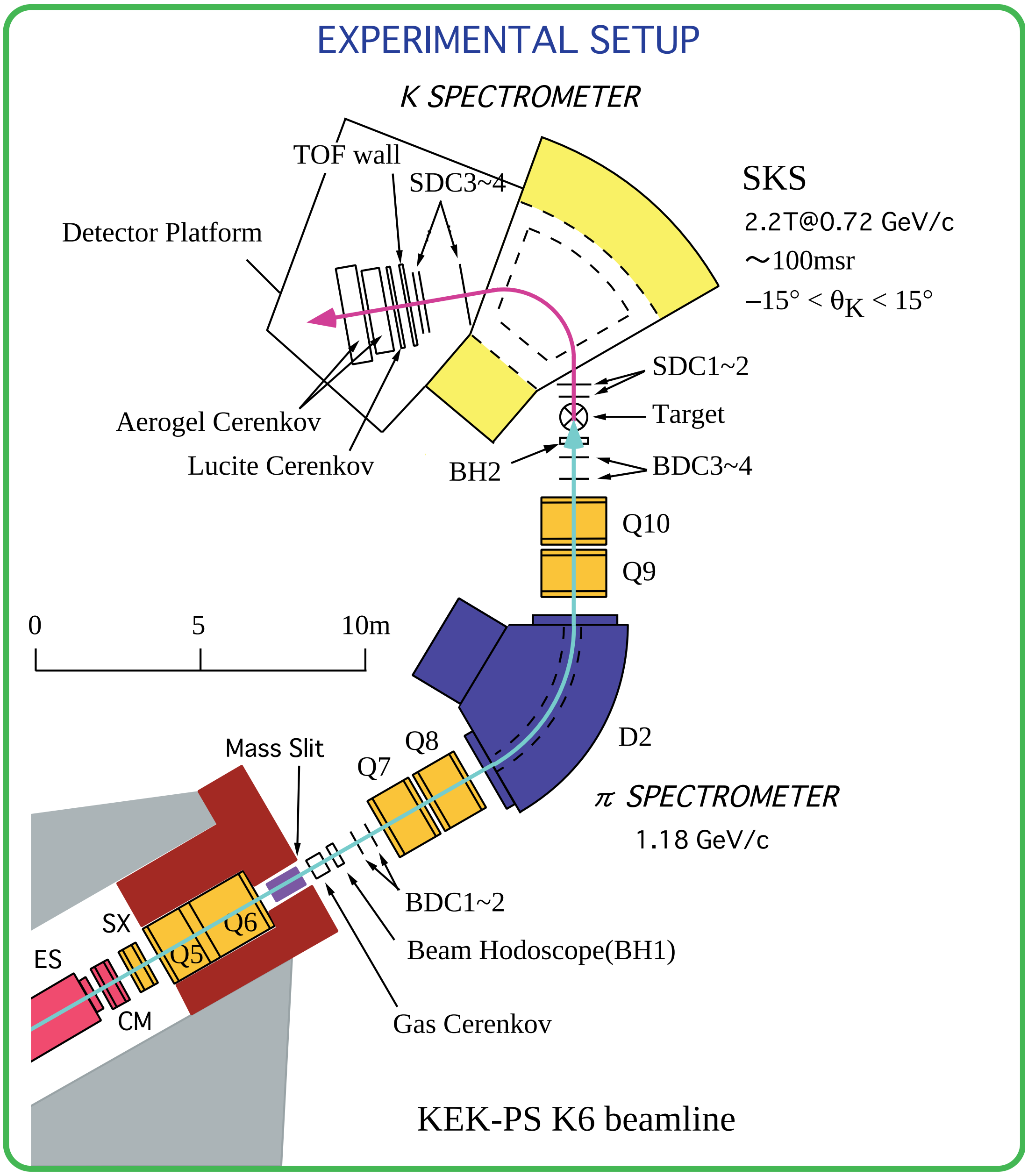

Figure 2.8: K6 と SKS ビームラインの概観

Figure 2.9に TOF の概観を示す。TOF は、15 セグメントから成るプラスチックシンチレションカウンターである。各セグメントは ($7\times100\times3\mathrm{cm}^3$) の両端には、光電子増倍管が取り付けられている。

Figure 2.10に AC1 の概観を示す。AC2 も、その大きさを除けば、AC1 と同じ構造を持つ。AC は、屈折率 n=1.06 のシリカエアロジェルを発光体とする閾値型のチェレンコフカウンターである。Figure 2.11に示されるように、π 中間子に対して $0.4\mathrm{GeV}/c$ の閾値を持っている。一般に、$1\mathrm{GeV}/c$ 領域で π 中間子と K 中間子を区別するためには、ちょうど気体と固体のはざまの低屈折率の発光体が必要となる。液体水素等も適当な屈折率を持つが、取扱いの面から考えると、シリカエアロジェルは、他に代わるもののない物質である。

Figure 2.12に LC の概観を示す。LC は、14 セグメントから成るルサイトを発光体として用いた閾値型のチェレンコフカウンターである。各セグメント ($10\times140\times4\mathrm{cm}^3$) の上下には、光電子増倍管が取り付けられている。Figure 2.11に示されるように、ルサイトは、陽子に対して $0.85\mathrm{GeV}/c$ の閾値を持つので、π 中間子や K 中間子には発光するが、陽子に対しては発光しない。

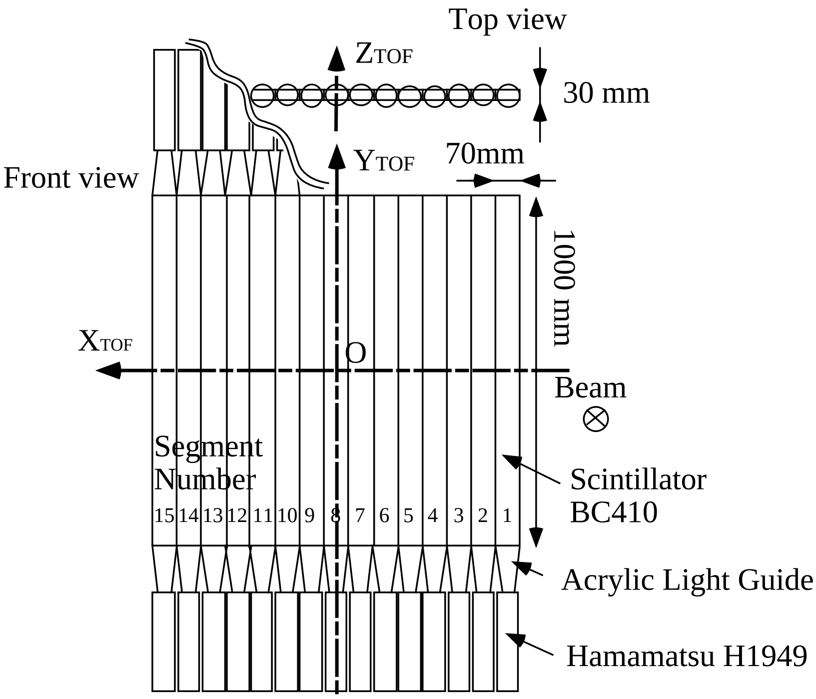

Figure 2.9: TOF の概観

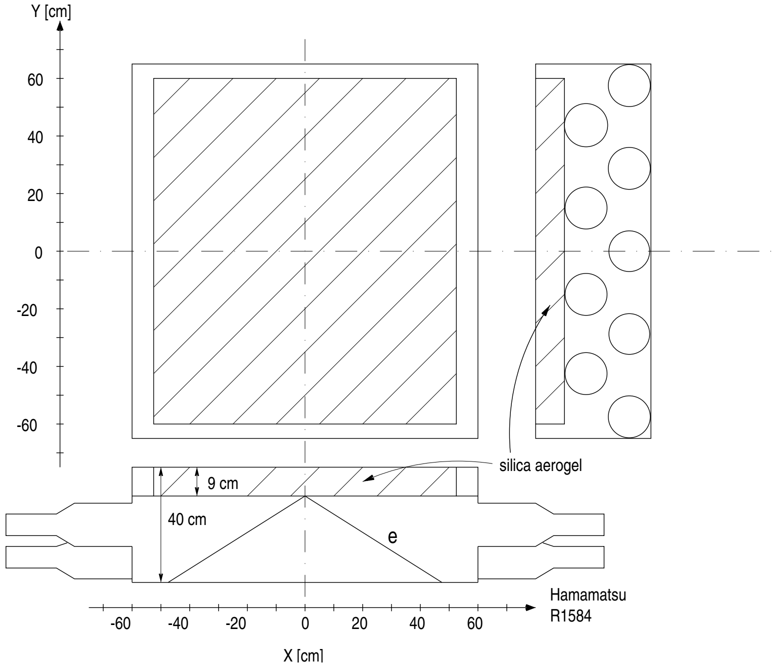

Figure 2.10: AC1 の概観

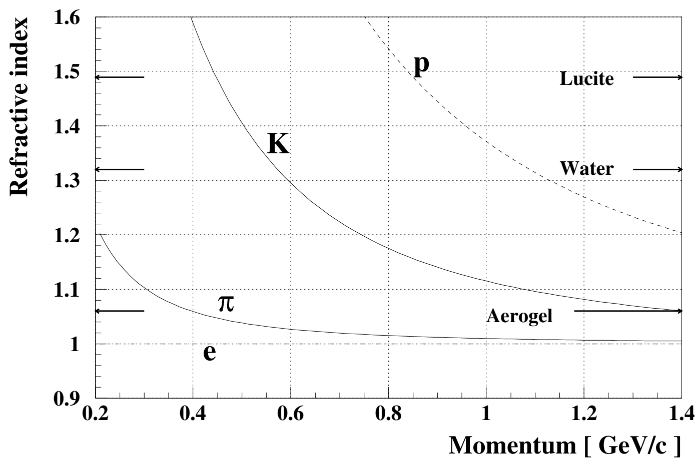

Figure 2.11: チェレンコフ放射の閾値曲線

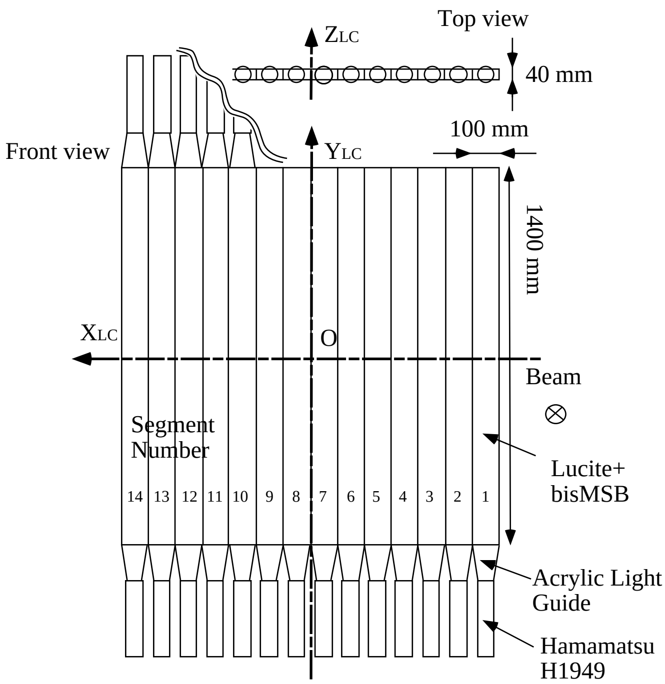

Figure 2.12: LC の概観

Table 2.3にドリフトチェンバーの特性を示す。SKS の入口側の SDC1,2 は、実験標的の直後に置かれているので、大強度の π 中間子ビームに直接当たる。従って、高計数率に耐えうることが要求される。そのため、SDC1,2 は、ビームラインチェンバーと同じ構造を持つ。

SDC3,4X,4Y は、SKS の出口側に設置されている。それらは、21mm の広いドリフトスペースを持っている。SDC3 は、(XX', YY') の 4 層構造を持っている。$'$ 面のワイヤーは、ドリフト方向の左/右の任意性を解くために、半セルずらして張られている。SDC4X,4Y のドリフトセルの構造を Figure 2.13 に示す。SDC4X,4Y は、1 つのドリフトセルに 6 本のセンスワイヤーを持つ。各センスワイヤーは、ドリフト方向の左/右の任意性を解くために、$\pm 200\mu$m だけ交互にずらして張られている。センスワイヤーには、金メッキしたタングステンワイヤー ($\phi 20\mu$m) を、フィールドワイヤーには、金メッキした、アルミニウムワイヤー ($\phi 80\mu$m) を、それぞれ、使用している。実験期間中、SDC3,4X,4Y には、常温、1 気圧のもとで Ar(50%)+C_2H_6(50%) の混合ガスを流した。

(π^-, K^+) 反応実験のもとで、SKS は、2.2T(272A) に励磁される。この場合、中心運動量は、0.72GeV/c に相当する。散乱粒子の運動量は、測定した磁場分布を用いて、運動方程式をルンゲクッタ法で解くことにより、各粒子毎に決定される。磁場分布はあらかじめ 10^{-4} の精度で測定された磁場マップが作られている。また、実験中の磁場変動は、30 秒ごとに NMR プローブにより監視されており、本実験での磁場変動は ± 0.003 % 以内であった。一方、スペクトロメータ中の物質による電磁多重散乱も運動量分解能に影響を及ぼすが、ドリフトチェンバーの物質量は、少なくなるよ

う工夫されており、磁極間等には、He バックが設置され、その影響をできる限り抑えている。

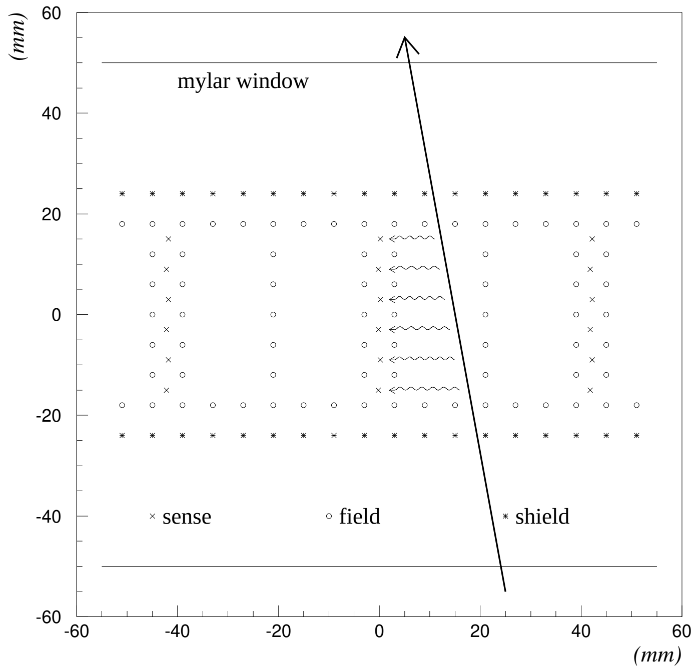

Figure 2.13: SDC4X, SDC4Y のセルの構造

2.5 トリガー

(π^-, K^+) 反応実験では、π^- ビームと実験標的との反応による (π^-, p) などのバックグラウンド粒子が生成される。実験データの収集能力は限られているので (1 秒あたり数 100 事象程度)、データ収集の段階で粒子識別を行い、これらのバックグラウンド事象の大部分を排除し、反応断面積の小さい K 中間子事象を確実に選別する必要がある。このため、ビームスペクトロメータ (BH1,BH2,GC) と SKS(TOF,AC,LC) にそれぞれ、3 タイプのトリガーカウンターが設置されている。

本実験では、以下に定義する 3 タイプのトリガーを混ぜてデータ収集を行った。

BEAM トリガーは以下のように定義される。

$$BEAM \equiv BH1 \times BH2 \times \overline{GC}.$$

(π^-, K^+) トリガーは、以下のように定義される。

$$PIK \equiv BEAM \times TOF \times LC \times \overline{AC1} \times \overline{AC2}.$$

(π^-,π^+) トリガーは以下のように定義される。

$$PIPI \equiv BEAM \times TOF \times LC.$$

このデータは検出器系の校正に使用される。

トリガー率は 1 スピルあたり約 400 カウントであった。

2.6 実験標的

Table 2.6に本実験で使用した実験標的と x、y、z 方向の厚さ (cm) と密度 (g/cm^2) を示す。ここで x は床に水平でビームに垂直な方向、y は床に鉛直な方向、z は床とビームに水平な方向を示す。

本実験では運動量の絶対値を決定するために素過程反応の $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ を用る。そのため、CH_2 ターゲットと目的のターゲットをビームに対して並行に設置してデータを取った。CH_2 ターゲットとその他の Si などのターゲットは 3.5 で示す反応点分布で十分識別できるように約 20cm の間隔をあけて設置された。

Target	x (cm)	y (cm)	z (cm)	density (g/cm^2)
Si	9.98	7.47	2.80	6.62
Bi	9.98	10.00	0.983	9.76
Ni	10.10	10.05	0.80	7.12
In	10.05	10.00	1.10	7.93
CH_2	19.98	9.95	1.00	1.00

Table 2.6: 本実験で使用した実験標的とその厚さ

2.7 実験データ

Table 2.7に本実験における各実験標的での SKS の条件と照射された π^- ビームの総数を示す。照射 π^- ビームの総数はそれぞれの実験標的、Si, Bi, Ni, In について、非束縛領域でのピーク 1 MeV 当たり 200 カウントになるように決められた。CH_2 のみのデータは運動量スケールの校正に用いるためにとった。照射 π^- ビームの総数は素過程 $p(\pi^-, K^+)\Sigma$ の 0 度方向の微分断面積が 80 μb/sr であることを考慮し、校正に使用するのに十分なイベントが得られるように決められた。異なる SKS の条件での Si のデータは、スペクトロメータの中心運動量を変えて、Si の (π^-, K^+) スペクトルをより広い運動量領域で調べるためにとられた。照射 π^- ビームの総数は通常の SKS の条件のデータの半分のイベント数となるよう決められた。

Targets	Current of SKS (A)	Central momentum of SKS (MeV/c)	N_π ($\times 10^9\ \pi^-$)
Si,CH_2	272	720	230.8
Bi,CH_2	272	720	352.3
Ni,CH_2	272	720	257.5
In,CH_2	272	720	351.5
CH_2	272	720	141.6
Si,CH_2	210	630	99.1
Si,CH_2	320	780	101.6

Table 2.7: 各実験標的での SKS の条件と照射された π^+ ビームの総数

Chapter 3

データ解析

3.1　概要

本章では、解析過程について述べる。

Σ ハイパー核の質量は、(π^-, K^+) 反応に対する以下の運動学的な関係式を用いて計算される。

$$M_{HY} = \sqrt{(E_\pi + M_A - E_K)^2 - (p_\pi^2 + p_K^2 - 2p_\pi p_K cos\theta)} \qquad (3.1)$$

ここで、M_A は、実験標的核の質量を示している。θ は散乱角である。(p_π, E_π) と (p_K, E_K) は、π^- 中間子と K^+ 中間子の運動量とエネルギーを示している。本実験では、(p_π, p_K, θ) を測定した。運動量及び散乱角の決定については、3.2, 3.3, 3.4 で述べる。粒子識別は、解析の中で、最も本質的な部分にあたる。粒子識別については、3.5 で述べる。3.6 で、検出器系の校正用に収集した π^+ 中間子ビームのデータの解析結果を述べる。トラッキングによる運動量の決定は、磁場分布とドリフトチェンバーの幾何学的位置のずれからくる系統的なずれを持ち得る。これに対する運動量の補正については、3.7 で述べる。3.8 で、エネルギースケールの精度について述べる。3.9 で本実験で反応断面積の計算方法について述べる。3.10 で本実験の実験効率について述べる。

3.2 ビームスペクトロメータの解析

ビーム粒子の運動量は、以下に示す手順でドリフトチェンバー (BDC1,2,3,4) の飛跡データから計算される。

まず、QQDQQ 電磁石系の入口及び出口にそれぞれ設置されている BDC1,2 と BDC3,4 で、最小二乗法を用いて、部分的に入口と出口での直線トラックを決定する。このとき、ペアプレーンヒットの条件がそれぞれに課せられている。これは、ドリフト方向の左/右の任意性を各プレーン毎に解くことに相当している。

次に、QQDQQ 電磁石系の入出口で、それぞれ、部分的に決定された直線トラックの組合せについて、3 次のビーム輸送行列を用いて最も良い組合せを選別する。3 次のビーム輸送行列は、ORBIT で計算されたものである。このとき、以下に定義される χ^2 値が最小値を与えるように運動量を含む 5 つのトラックパラメータ $(\vec{X}_{in},\delta)$ が決定され、最小の χ^2 が最も小さくなる直線トラックの組合せが採用される。

χ^2 は、以下のように定義される。

$$
\begin{aligned}
\chi^2_{K6} &\equiv \frac{1}{n-5}\left(\sum_{i=1}^{12} H_i\left(\frac{P_i - f_i(\vec{X}_{in})}{w_i}\right)^2 + \sum_{i=13}^{24} H_i\left(\frac{P_i - g_i(\vec{X}_{out})}{w_i}\right)^2\right) \\
n &= \sum_{i=1}^{24} H_i \\
H_i &= \begin{cases} 1 & \text{if } i\text{th plane has a hit.} \\ 0 & \text{if } i\text{th plane has no hit.} \end{cases} \\
\vec{X}_{out} &= \mathcal{M}(\vec{X}_{in},\delta)
\end{aligned}
$$

ここで、P_i と w_i は、それぞれ、i 番目のセンスワイヤー面 (BDC1,2,3,4) における粒子の通過位置とその位置分解能を示している。$f_i(x_{in})$, $g_j(x_j)$ は、ビーム輸送行列を用いて推定された粒子の通過位置を示す。Figure 3.1と Figure 3.2に 1.2GeV/c の π^- ビームの χ^2 分布とその運動量分布を示す。

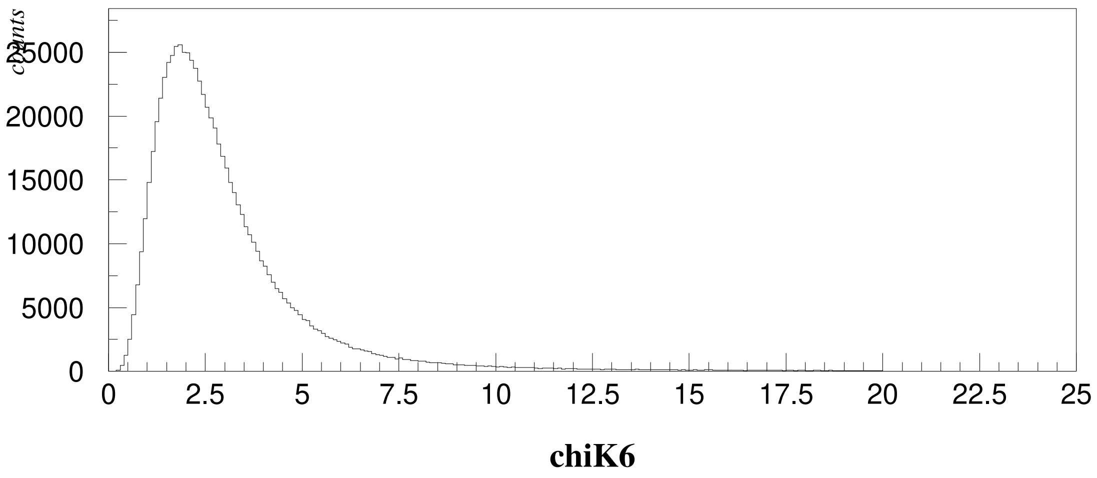

Figure 3.1: 1.2GeV/c π^- ビームの χ^2 分布

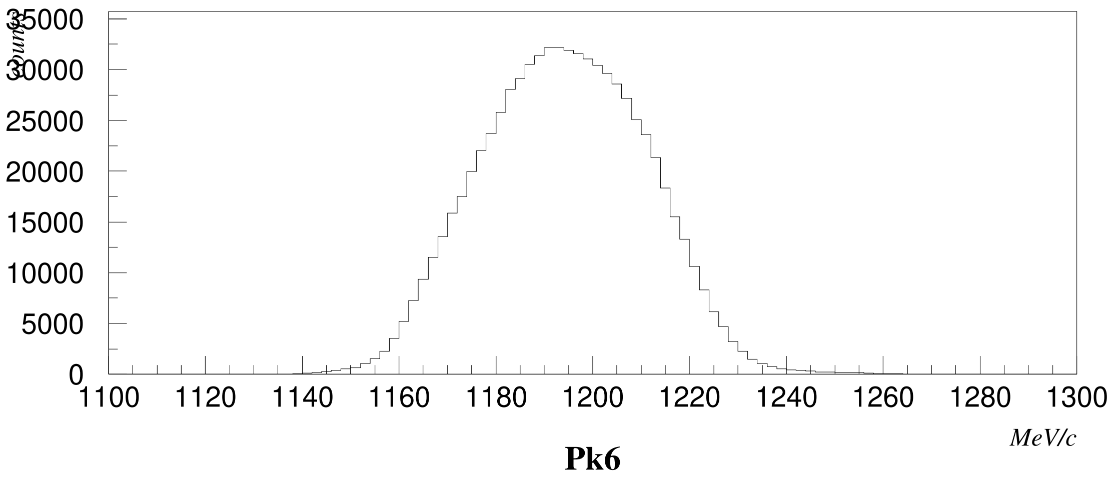

Figure 3.2: 1.2GeV/c π^- ビームの運動量分布

3.3 粒子散乱スペクトロメータの解析 (SKS)

散乱粒子の運動量は、以下に示す手順でドリフトチェンバー (SDC1, 2, 3, 4X, 4Y) の飛跡データから計算される。

まず、SKS の入口及び出口にそれぞれ設置されている SDC1,2 と、SDC3,4X,4Y で、部分的に直線トラックを決定する。散乱粒子は、ドリフトチェンバー面に対して大きい角度を持って入射してくる可能性があるので、SDC1,2 で直線トラックを決定するときは、各イベントに対して全ての可能な組合せが調べられる。また、SDC3,4X,4Y で引かれた直線トラックと TOF,LC のヒットセグメントの一致度がチェックされる。

散乱粒子の運動量は、各ドリフトチェンバーの位置座標からその軌道を再構成することにより決定される。散乱粒子の軌道は、測定された磁場分布を用いて、運動方程式をルンゲクッタ法で解くことにより、各粒子毎に決定される。このとき、以下に示す χ^2 値が最小値をとるように、散乱粒子の運動量とその軌道が反復法により決定される。
χ^2 は以下のように定義される。

$$\chi^2_{SKS} = \frac{1}{n-5}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{x_i^{tracking} - x_i^{data}}{w_i}\right)^2 \tag{3.2}$$

ここで、n は、ヒットを持つセンスワイヤー面の数を示している。x_i^{data} は、i 番目のセンスワイヤー面での位置座標を示す。x_i^{tra} は、再構成された軌道から求まる粒子の通過位置を示す。ω_i は、各センスワイヤー面の位置分解能を示す。このときの反復の収束基準は、$d\chi^2 = (\chi^2_{i+1} - \chi^2_i)/\chi^2_i < 10^{-3}$ である。ここで、χ_i は、i 回目の反復における χ^2 値を示す。Figure 3.3にデータの χ^2_{SKS} 分布を示す。K 中間子が途中で崩壊した事象は、大きい χ^2 値を持つ。そのため、χ^2_{SKS} 分布は、長いテイル構造を持つ。χ^2_{SKS} 分布は SKS 側のチェンバー (SDC1,2,3,4X,4Y) の位置パラメータに依るところが大きい。今回は、実験終了後、解析に当てられる時間が短かく、チェンバーの位置パラメータを正確に決定するための時間があまりかったので、χ^2_{SKS} 分布はかなり悪くなっている。よって、本解析では、$\chi^2_{SKS} < 100$ の事象を選別した。

3.4 粒子識別

散乱粒子の質量は、以下の運動学的な関係式を用いて計算される。

$$M_{scattered} = \frac{p}{\beta}\sqrt{1-\beta^2} \tag{3.3}$$

ここで、β は、BH2-TOF 間で time-of-flight 法を用いた測定から求まる散乱粒子の速度である。p は、SKS で測定した散乱粒子の運動量を示している。Figure 3.4に Si と CH_2 ターゲットデータより求めた散乱粒子の質量分布と K^+ 中間子選別領域を示す。K^+ 中間子が、陽子、π^- 中間子と明確に分離されていることがわかる。π 中間子については、AC1 及び AC2 により、データ収集の段階でその大部分が排除されている。

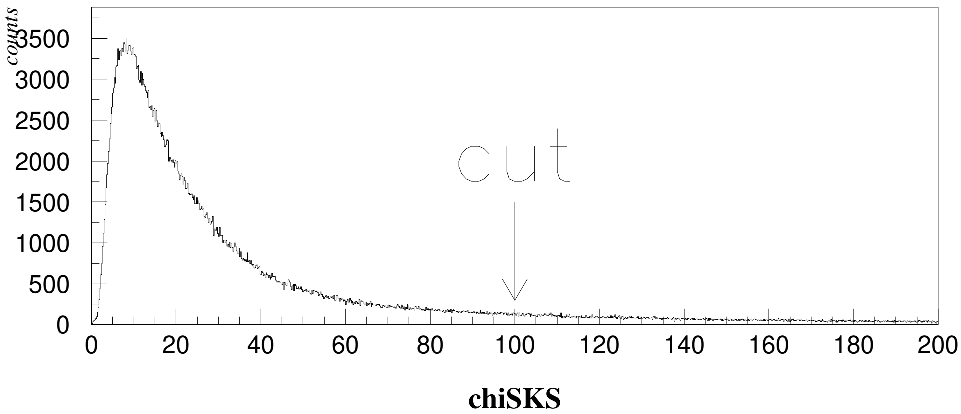

Figure 3.3: Si と CH_2 ターゲットデータの χ^2_{SKS} 分布

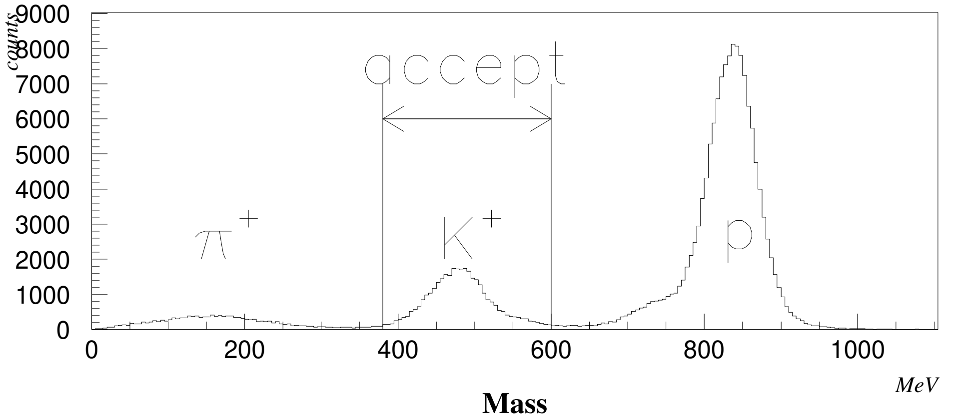

Figure 3.4: Si と CH_2 ターゲットデータの散乱粒子の質量分布

3.5 散乱角

散乱角とバーテックス (反応点) は、BDC3,4 で部分的に決定された直線トラックと SKS で最終的に再構成された散乱粒子のトラックから決定される。Figure 3.6に Si と CH_2 ターゲットデータの散乱角分布を示す。散乱角 θ が $0°$ に近くなればなるほど、バーテックスの分解能は悪くなる。このため、標的以外ののバックグラウンド事象の混入を招くことになる。このようなバックグラウンドを取り除くため散乱角で事象選別をある程度おこなう。

本解析では、散乱角 θ に対して $\theta > 4°$ の事象選別を行った。Figure 3.5に散乱角に対する事象選択の前後での素過程 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のバーテックス分布を示す。

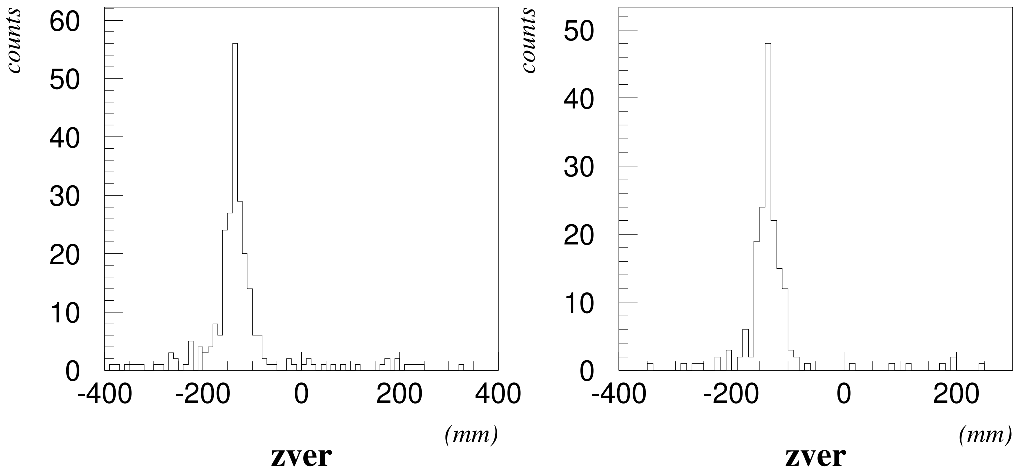

Figure 3.5: 事象選別の前後のバーテックス分布。左は事象選別前、右は事象選別後。

このように散乱角に関する事象選別のあとでは、バックグラウンドイベントが減少し、バーテックスの分解能が向上していることがわかる。

Figure 3.7にバーテックス (反応点) の z 成分を示す。z 軸は、ビーム方向にとってある。CH_2 ターゲットと Si ターゲットで散乱した粒子が明確に分離されていることがこの図から見てとることができる。本解析では、CH_2 と Si ターゲットそれぞれでおこった事象を Figure 3.7の矢印の範囲内で事象選択を行った。

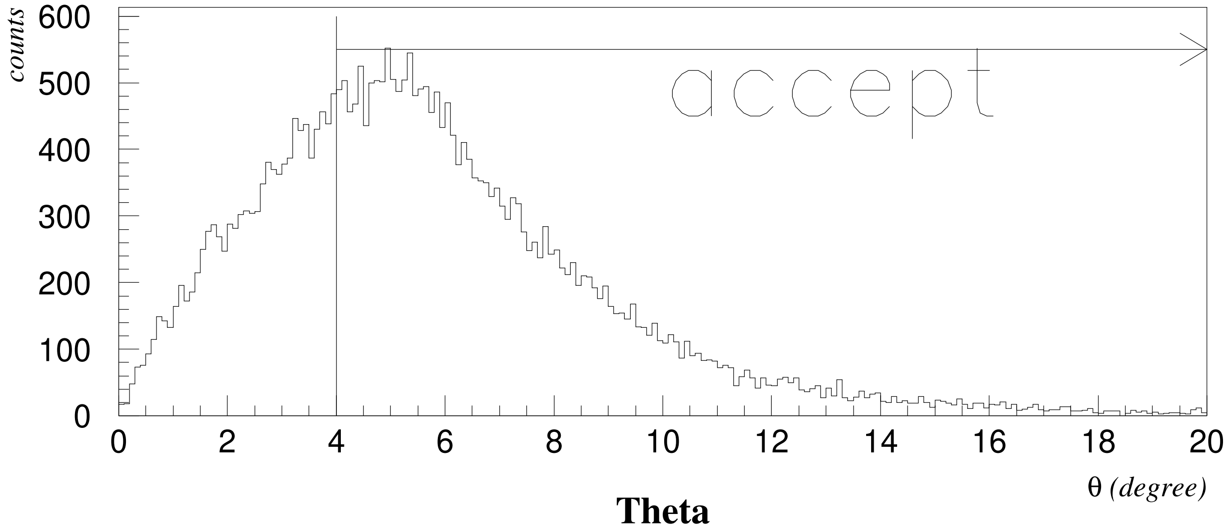

Figure 3.6: Si と CH_2 ターゲットデータの散乱角分布

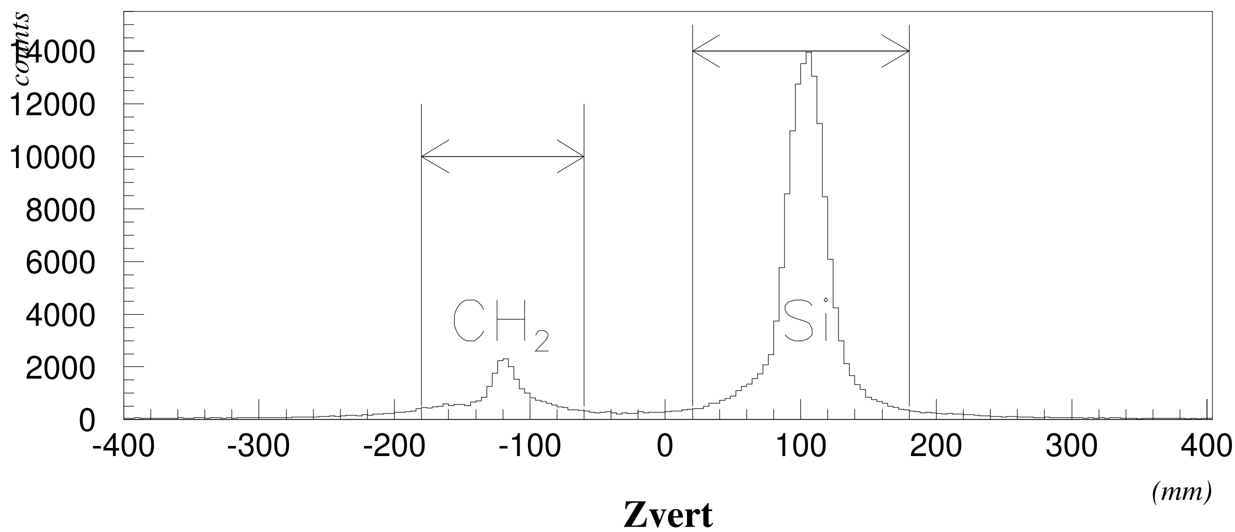

Figure 3.7: Si と CH_2 ターゲットデータのバーテックスの z 成分 (ビーム方向)

3.6 π^+ ビームの解析

SKS とビームスペクトロメータの運動量分解能及び実験標的位置でのバーテックス分解能をチェックするため、ターゲットを置かずに π^+ ビームを SKS に入射させたデータ (ビームスルーデータ) を収集した。

このデータは π^+ ビーム運動量 0.72GeV/c, 0.90GeV/c の 2 種類収集され、このときの SKS の磁場はそれぞれ 2.2T, 2.7T である。

SKS とビームスペクトロメータの運動量分解能は SKS 側での測定運動量 P_{SKS} と、K6 ビームライン側での測定運動量 P_{K6} との差 $dP = P_{K6} - P_{SKS}$ の分布の幅によって求められる。0.90GeV/c の π^+ ビームに対する dP の幅は、実験期間を通して、$\sim$0.46%(FWHM) であった。Figure 3.8に 0.9GeV/c の π^+ ビームに対する dP 分布を示す。

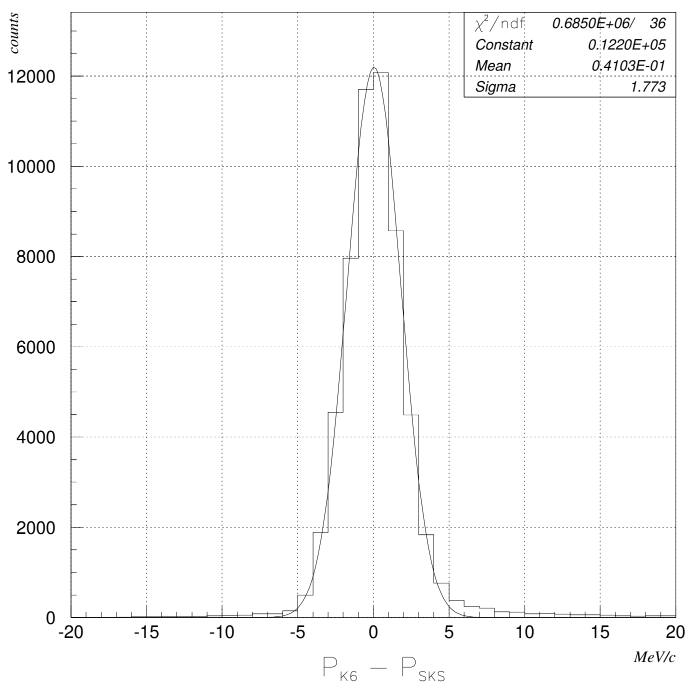

Figure 3.8: 0.90GeV/c π^+ ビームの $dP(P_{K6} - P_{SKS})$ 分布

バーテックス分解能は、ビームスルーデータにおける K6 ビームライン側の BDC3,4 で部分的に引かれた π^+ ビームの直線トラックと、SKS 側で最終的に再構成した粒子の軌道のターゲット位置での情報から求められる。

位置分解能はターゲット位置での各軌道に対する位置 (x,y) の差から得られ、角度分解能はターゲット位置での各軌道の勾配 $(dx/dz,dy/dz)$ の差から得られる。ここで (x,y,z) はターゲット位置を原点としたときの、粒子の軌道の水平成分、鉛直成分、

ビーム方向成分ををそれぞれ表している。ビームスルーデータに対しては位置の差、勾配の差はどちらも 0 になるはずである。Figure 3.9に 0.90GeV/c の π^+ ビームスルーデータによる位置分解能、$dx = x_{BDC34} - x_{SKS}$(水平成分) と $dy = y_{BDC34} - y_{SKS}$(鉛直成分) 分布を示す。Figure 3.10に角度分解能 $(dx/dz)_{BDC34} - (dx/dz)_{SKS}$(水平成分) と $(dy/dz)_{BDC34} - (dy/dz)_{SKS}$(鉛直成分) 分布を示す。位置分解能は水平成分、鉛直成分それぞれ、$\sim$ 3.8mm (FWHM)、$\sim$ 10.6mm (FWHM) であった。角度分解能は水平成分、鉛直成分それぞれ、$\sim$ 0.0069rad (FWHM)、$\sim$ 0.013rad (FWHM) であった。鉛直成分の分解能が水平成分の分解能より悪いのは、ドリフトチェンバーのワイヤーコンフィグレーションによるものである。

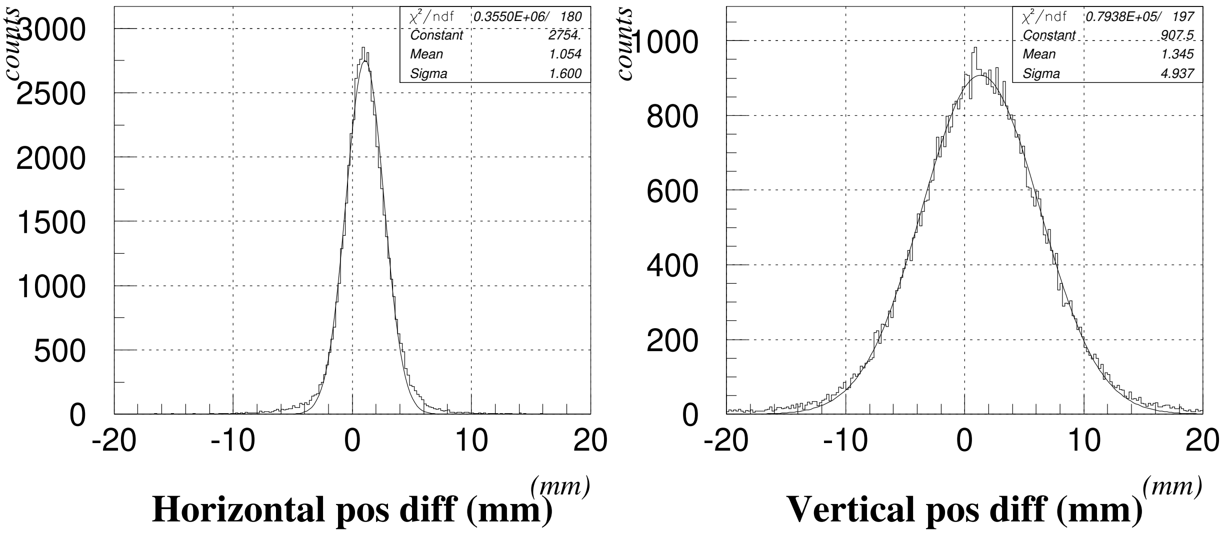

Figure 3.9: 位置分解能 dx(水平成分)、dy(鉛直成分)

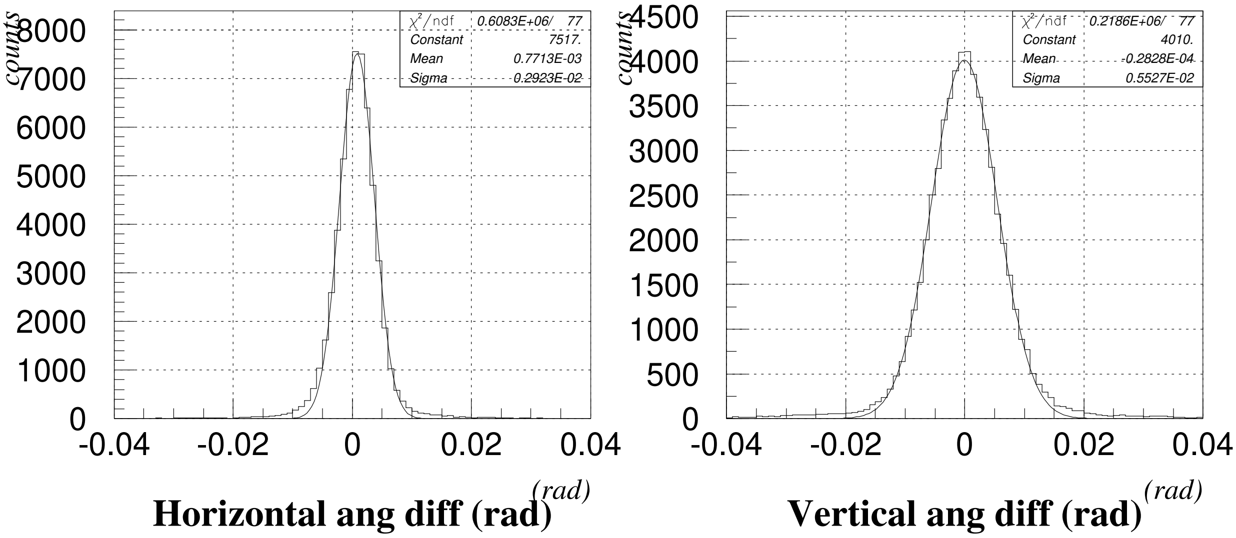

Figure 3.10:角度分解能 $(dx/dz)_{BDC34}$-$(dx/dz)_{SKS}$(水平成分)、$(dy/dz)_{BDC34}$-$(dy/dz)_{SKS}$(鉛直成分)

(π^-, K^+) 反応実験において、ビームスペクトロメータ及び SKS で測定された運動量に対して、π^-、K^+ 粒子がターゲットを通過する際のエネルギー損失の補正をおこなわなければならない。そこで、各ターゲット毎に 0.72GeV/c の π^- ビームを用いてその量を測定し、補正をおこなった。Figure 3.11に 0.72GeV/c の π^- ビームをもちいた Si ターゲット (6.62 g/cm^2) に対する運動量損失 ($dP = P_{K6} - P_{SKS}$) 分布を示す。Table 3.1に測定した各ターゲットに対する運動量損失の値を示す。運動量損失は dP 分布のピーク部分をガウス分布でフィットして、その中心値から求める。散乱 K^+ 中間子についてはそのデータが測定できないので、Bethe-Bloch の式を用いて計算した π^- 中間子と K^+ 中間子のエネルギー損失の比をもちいて、その値を推定した。

Target (Thickness)		Momentum loss (MeV) 0.72GeV/c π^- beam
Si	(6.62 g/cm^2)	10.59
Bi	(9.76 g/cm^2)	11.25
Ni	(7.12 g/cm^2)	10.32
In	(1.10 g/cm^2)	9.72
CH_2	(1.00 g/cm^2)	1.93

Table 3.1:0.72GeV/c の π^- ビームをもちいて測定した各実験標的に対する運動量損失。誤差は統計誤差を示す。

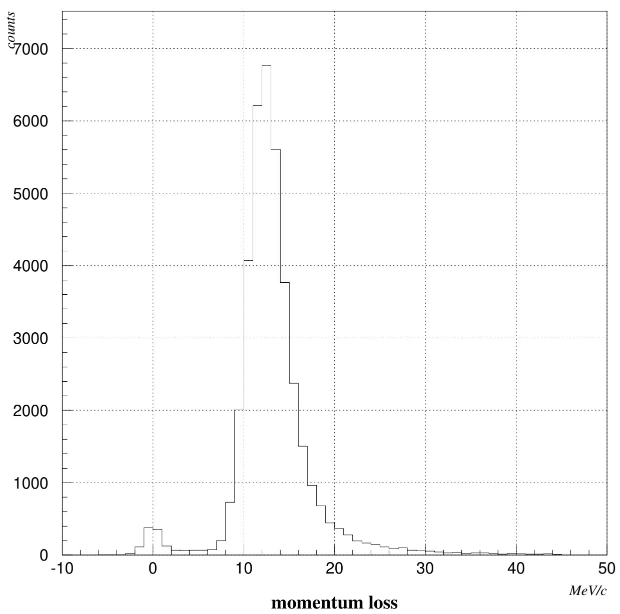

Figure 3.11:0.72GeV/c の π^- ビームを用いた Si ターゲット (6.62 g/cm^2) に対する運動量損失 ($dP = P_{K6} - P_{SKS}$) 分布

3.7 運動量スケールの校正

トラッキングによる運動量の測定は磁場分布の誤差とドリフトチェンバーの幾何学的位置の誤差からくる系統誤差を持っているので、ビームスペクトロメータ及び SKS で測定された運動量に対して補正を行う必要がある。ここでは測定運動量の補正による運動量スケールの原点の決定、運動量スケールの一様性についての議論、その際に生じる系統誤差から実験的エネルギースケールの精度を評価する。

ハイパー核の質量のシフト δM_{HY} は (3.1) 式より以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
\delta M_{HY} &= \left(\frac{\partial M_{HY}}{\partial p_\pi}\right)\cdot\delta p_\pi + \left(\frac{\partial M_{HY}}{\partial p_K}\right)\cdot\delta p_K + \left(\frac{\partial M_{HY}}{\partial \theta}\right)\cdot\delta\theta \\
&\sim \beta_\pi\cdot\delta p_\pi - \beta_K\cdot\delta p_K - \frac{p_\pi\cdot p_K}{M_{HY}}\cdot\sin\theta\cdot\delta\theta \\
&\sim \beta_\pi\cdot\delta p_\pi - \beta_K\cdot\delta p_K \qquad (3.4)
\end{aligned}$$

上式は、ビームスペクトロメータ側の運動量スケールのシフトが、近似的に、SKS 側の運動量スケールのシフトと同等であることを示している。本解析では、ビームスペクトロメータの運動量スケールを固定して、SKS 側の運動量スケールを校正した。本実験で用いた (π^-, K^+) 反応では、SKS は 2.2T に励磁された。このときの中心運動量は 0.72GeV/cである。一方、QQDQQ 電磁石系は、π^- ビームが 1.2GeV/cの中心運動量を持つように設定された。この条件下で、SKS 側の運動量スケールの原点を決定するために、素過程 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ データを使用した。素過程 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のスペクトルでは、$M_{HY} - M_A$ =256.164MeV にピークが立たなくてはならないので、これを満たすように、SKS 側の運動量スケールの原点を決定した。Figure 3.12(運動量補正前) と Figure 3.13(運動量補正後) に素過程 $p(\pi^-,K^+)\Sigma^-$ のエネルギーと散乱粒子の軌道の勾配である dx/dz, dy/dz の scatter plot を示す。ここで、(x, y, z) は、実験標的位置に原点を持つ座標系から見た散乱粒子の軌道の水平成分、鉛直成分、及びビーム方向成分をそれぞれ示している。運動量スケール校正前の素過程 $p(\pi^-,K^+)\Sigma^-$ のエネルギーは dx/dz, dy/dz に対して相関を持っている。エネルギー分解能を悪化させているこの相関を取り除くために、dx/dz,dy/dz の 2 次の多項式、$p_{SKS}+a\cdot\left(\frac{dx}{dz}\right)+b\cdot\left(\frac{dy}{dz}\right)+c\cdot\left(\frac{dx}{dz}\right)^2+d\cdot\left(\frac{dy}{dz}\right)^2+e$ を用いて、運動量スケールを校正した。校正パラメータ (a, b, c, d) は、実験期間を通して安定していたが、定数項部分 e は 7.5 ± 0.4MeV/c の幅で変動していた。この値が運動量スケールの原点の決定の時に生じる系統的な誤差 (δp_{origin}) と見積もられる。Figure 3.14と Figure 3.15 に運動量補正前と運動量補正後の素過程 $p(\pi^-,K^+)\Sigma^-$ のスペクトルを示す。運動量補正前の $p(\pi^-,K^+)\Sigma^-$ のスペクトルピークの幅は、3.0MeV (FWHM) だが、補正後は 2.2MeV (FWHM) となった。

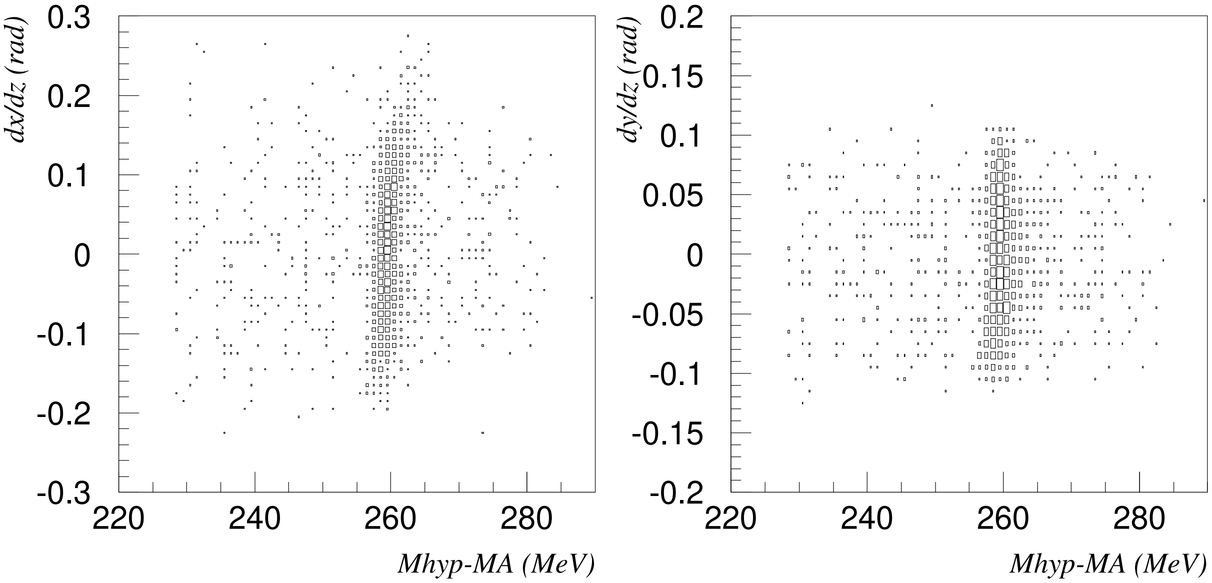

Figure 3.12: $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のエネルギーと $dx/dz, dy/dz$ の scatter plot (運動量補正前)

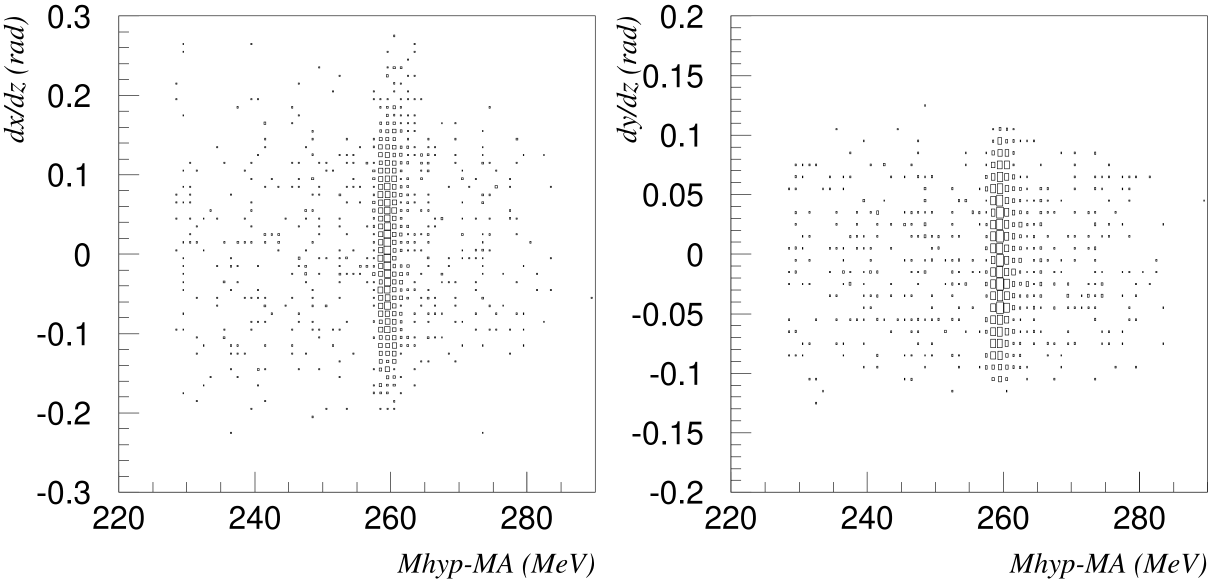

Figure 3.13: $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のエネルギーと $dx/dz, dy/dz$ の scatter plot (運動量補正後)

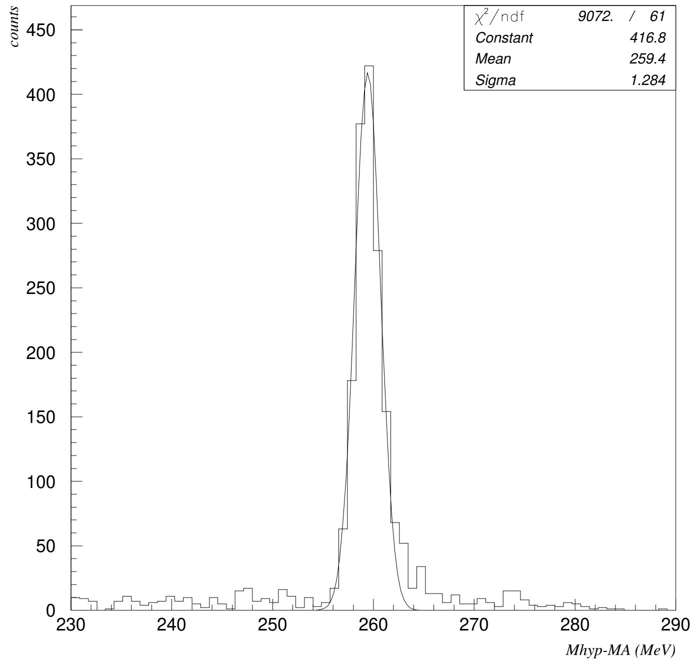

Figure 3.14: $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のスペクトル (運動量補正前)

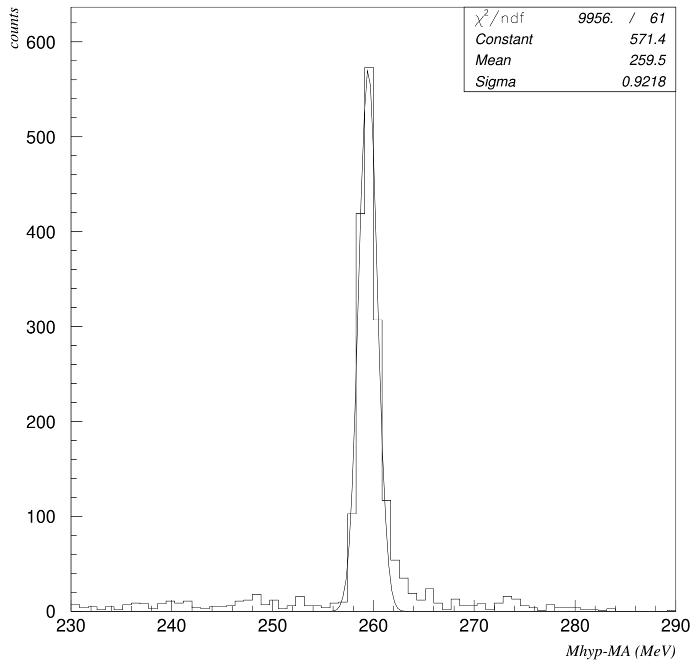

Figure 3.15: $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のスペクトル (運動量補正後)

2.2T モードでの SKS 側の運動量スケールの一様性を確かめるため、π^+ ビームの設定を変えて、0684, 0.666, 0.648, 0.630 0.612 GeV/c の中心運動量を持つ π^+ ビームを SKS に通したデータの解析を行った。この解析から、運動量スケールは ± 0.6 MeV/c の範囲内で一様性が保たれていることがわかる。この値が次節で議論する運動量スケールの一様性に関する系統誤差 (δp_{SKS}) として見積もられる。

3.8 エネルギースケールの精度

ハイパー核の質量の系統誤差 (ΔE_{total}) を (3.4) 式を用いて以下のように推定した。

$$\begin{aligned}\Delta E_{total} &\sim (\delta e_{SKS} + \delta e_{origin}) \cdot \beta_K \\ &\sim (\pm 0.4 \pm 0.6) \cdot \beta_K \\ &\sim \pm 0.8 \qquad\qquad (MeV)\end{aligned}$$

ここで、δe_{SKS} は SKS 側の運動量スケールの一様性に関する誤差であり、δe_{origin} は SKS 側の運動量スケールの原点を決定する際に生じる誤差を示す。

3.9 反応断面積

本来、反応断面積は次の様にして計算される。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{A}{(\rho x)N_A} \cdot \frac{1}{N_\pi} \cdot \sum_{i=1}^{N_K} \frac{1}{\epsilon_{exp} \cdot f_{decay} \cdot d\Omega} \tag{3.4}$$

ここで、A はターゲットの質量数、ρx はターゲットの厚さ (g/cm^2), N_A はアボガドロ数、N_π はビームトリガーで数えられたビーム数、N_K は K^+ 事象の起きた数、ϵ_{exp} は本実験に対して見積もられた検出効率である。

f_{decay} は K^+ 中間子崩壊補正である。ターゲットで生成された K^+ 中間子が検出器にたどり着く前に崩壊した場合、その事象は K^+ 中間子生成事象として検出されない。K^+ 中間子生成事象において、散乱 K^+ 中間子の速度と飛行距離から、その間に崩壊する確率 $(1 - f_{decay})$ を求めることができ、各イベント毎にその検出数に重みがつけられる。その因子が f_{decay} である。

$d\Omega$ は SKS の立体角の因子であり、K^+ 中間子の散乱角 θ と運動量の関数である。SKS の入り口は横長の長方形であるため、散乱角 θ が大きくなるにつれ、ビームに対し鉛直方向に散乱された粒子は SKS に入ることができなくなる。また、運動量 p によって SKS の磁石を通り抜けて出口側にある検出器系に入る確率が変わる。$d\Omega$ はこの効果を考慮した上で、θ、p に対して各イベント毎に求められる。

しかし、本論文では、このような厳密な方法を用いる時間がなかったので、中間子崩壊補正と立体角補正に関しては以下に示すような方法でおこなった。

散乱 K^+ の平均運動量は解析から知ることができる。さらに散乱 K^+ の平均飛行距離も解析から知ることができる。よって、本解析ではこの 2 つの平均値での K^+ 中間子の崩壊の割合を計算し、それを K^+ 中間子崩壊補正に採用した。

立体角 $d\Omega$ は、本来、散乱 K^+ 中間子の運動量と散乱角の関数である。これにより、イベント毎での運動量と散乱角に対応した立体角の補正が必要となってくる。

本解析においては、運動量領域に関して SKS の立体角が一定の領域でのみ今後の議論を行うこととして、運動量依存性を無視し、散乱角に関しては、散乱 K^+ 中間子の散乱角の平均値における立体角の値を用い、反応断面積の計算をおこなった。したがってこの領域に対応しているスペクトルのエネルギー領域 240 (MeV) $\leq M_{HY} - M_A \leq$ 350 (MeV) ではある程度の正確さを持っている。しかし、スペクトルの端の形はより厳密は補正をくわえなければその形を評価することはできない。

本解析における反応断面積の計算は次の式を用いたことになる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{A}{(\rho x)N_A} \cdot \frac{1}{N_\pi} \cdot \frac{N_K}{\epsilon_{exp} \cdot f_{decay} \cdot d\Omega} \tag{3.5}$$

Table 3.2に本解析で反応断面積の導出の際に用いたそれぞれの数値を示す。

ρx	Thickness of Si target	6.6 (g/cm^2)
N_A	Avogadro constant	6.0×10^{23} (mol^{-1})
A	Mass number of Si target	28.1
N_π	Number of π^-	$231. \times 10^9$
ϵ_{exp}	Detection efficiency	0.24
f_{decay}	K^+ survival ratio	0.45
$d\Omega$	Solid angle of SKS	0.08 (sr)

Table 3.2: 反応断面積計算に用いた数値

3.10 検出効率

本解析での検出効率は次のようにして求めた。最初に本実験でのセットアップと解析での事象選択の条件を用いて素過程反応 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ に対する GEANT シュミレーションを行い、本実験における理想的な検出効率、ϵ_{cal} を求めた。これは主に立体角と散乱 K^+ の崩壊に関する効率である。その検出効率を用いて、本実験での理想的な素過程反応のイールド Y_{cal} を次の式で計算した。

$$Y_{cal} = \sigma_{tot} \cdot N_\pi \cdot \frac{N_A(\rho x)}{A} \cdot \epsilon_{cal} \tag{3.6}$$

ここで、σ_{tot} は、素過程反応の全微分断面積、N_π は本実験での入射 π^- ビームの総数、N_A はアボガドロ数、A はターゲットの質量数、ρx は CH_2 ターゲットの厚さである。Table 3.3にこの計算に用いたそれぞれの数値を示す。計算の結果、得られた Y_{cal} の値はで π^- ビーム 10^9 あたり 210.2 ± 14.5 であった。

また、実験結果から、本実験での実際の素過程のイールド Y_{exp} を知ることができる。本実験における素過程のイールド Y_{exp} は π^- ビーム 10^9 あたり 49.8 ± 1.1 であった。

本解析では Y_{exp} と Y_{cal} の比

$$\epsilon_{exp} = \frac{Y_{exp}}{Y_{cal}} \tag{3.7}$$

を本実験の実際の検出効率 ϵ_{exp} として採用し、その値は、23.7 ± 7.3 % であった。

σ_{tot}	Total cross section	235 ± 17 (μb)
N_π	Number of π^-	10^9
ρx	Thickness of the target	1.00 (g/cm^2)
ϵ_{cal}	Calculated efficiency	1.04 (%)

Table 3.3: 検出効率計算に使用した数値

Chapter 4

実験結果と考察

この章では、本実験で得られた素過程反応 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ スペクトルと $\mathrm{Si}(\pi^-, K^+)$ スペクトルを示す。その後、理論のポテンシャルモデルを仮定してシミュレーションから得られた $\mathrm{Si}(\pi^-, K^+)$ スペクトルと本実験で得られたスペクトルを比較する。

4.1　$p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ スペクトル

Figure 4.1に、ターゲットが CH_2 だけのときの、Figure 4.2にターゲットが CH_2 と Si のときの素過程反応 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のスペクトルを示す。後者では、Figure 3.7 の反応点分布で CH_2 ターゲットの部分を選んでいる。

Table 4.1にそれぞれのピークの特徴を示す。ターゲットが CH_2 と Si の時の素過程反応 $p(\pi^-, K^+)\Sigma^-$ のピークが CH_2 だけのときのものより分解能が悪くなっているのは Si ターゲットでの運動量損失のストラグリングによるものである。また Figure 4.2 で 250MeV 付近にある小さなピークは CH_2 の中の陽子で反応した後、その下流に置かれた Si ターゲットを通らず運動量損失を受けなかった素過程反応の K^+ 中間子によるものと思われる。これは、解析時に CH_2 ターゲットからの散乱 K^+ 中間子はすべて Si ターゲットを通過すると仮定し、運動量補正を行った為、もし、CH_2 ターゲットからの散乱 K^+ 中間子が Si ターゲットを通過せずに横を通り抜けた場合、Si ターゲットでの運動量損失の分だけ多めに補正がかかってしまう。実際、Bethe-Bloch の公式において、K^+ 中間子の運動量を 650 MeV/c と仮定し、そのときの運動量損失を計算してみると、約 17MeV/c である。この数字は Figure 4.2の 2 つのピークの間隔とほぼ一致する。

Target(s)	Peak position (MeV)	FWHM (MeV)
CH_2	259.3	2.2
CH_2 , Si	258.0	3.6

Table 4.1: 素過程反応ピークの特徴

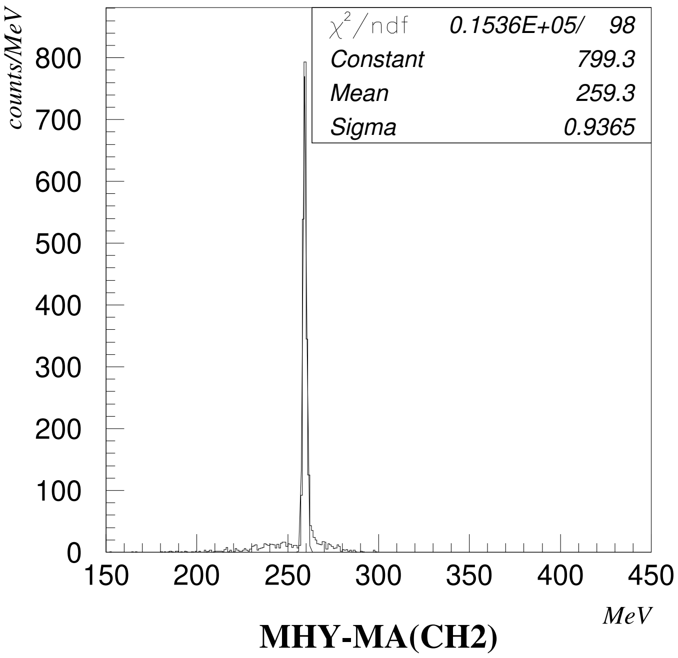

Figure 4.1: $\mathrm{CH_2}$ ターゲットのみの時の $p(\pi^-, K^+)$ スペクトル

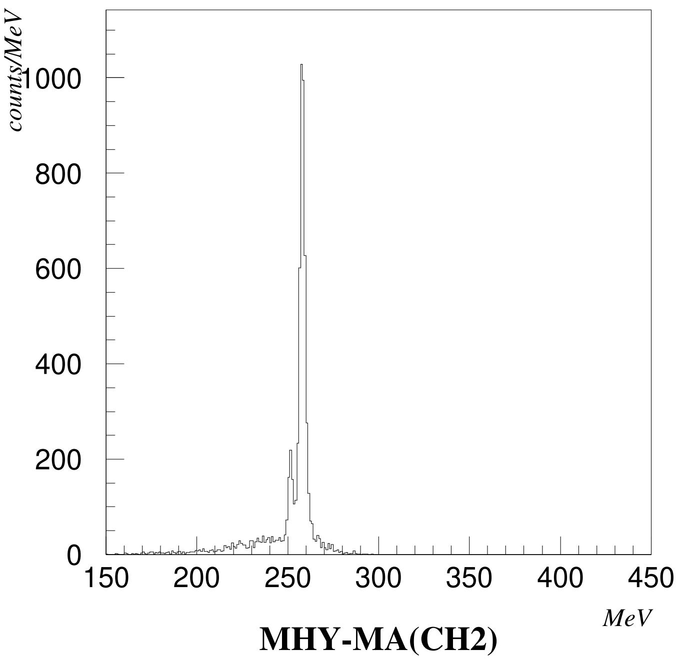

Figure 4.2: Si と $\mathrm{CH_2}$ ターゲットの時の $p(\pi^-, K^+)$ スペクトル

4.2 Si(π^-,K$^+$) スペクトル

Figure 4.3に CH_2 と Si がターゲットのときの反応点を限定していない Si(π^-, K^+) 反応と $p(\pi^-, K^+)$ 反応が混じっているスペクトルを、Figure 4.4 に反応点分布で Si ターゲットを選んだ時の Si(π^-, K^+) 反応のみのスペクトルを示す。

Figure 4.3ではすべての散乱 K^+ 中間子を Si(π^-, K^+) 反応によるものと仮定し、Si(π^-, K^+) 反応の運動学を用いて質量計算をおこなっているので、365MeV 付近に $CH_2(\pi^-, K^+)$ 反応による散乱 K^+ 中間子によるピークを見ることができる。

Figure 4.4は Si ターゲットからの散乱 K^+ 中間子によるスペクトルである。反応点を Si ターゲットの所に限定する事により、CH_2 からの散乱 K^+ 中間子の寄与を受けない純粋な Si(π^-, K^+) 反応のスペクトルを得ることができる。

本論文では、Figre 4.4のスペクトルと理論計算から導かれているポテンシャルの結果から得られた Si(π^-, K^+) 反応のスペクトルの比較をし、考察をおこなう。本論文では、SKS のアクセプタンスが一定である 240(MeV) $\leq M_{HY} - M_A \leq$ 350(MeV) の領域でのみこの議論をおこなう。

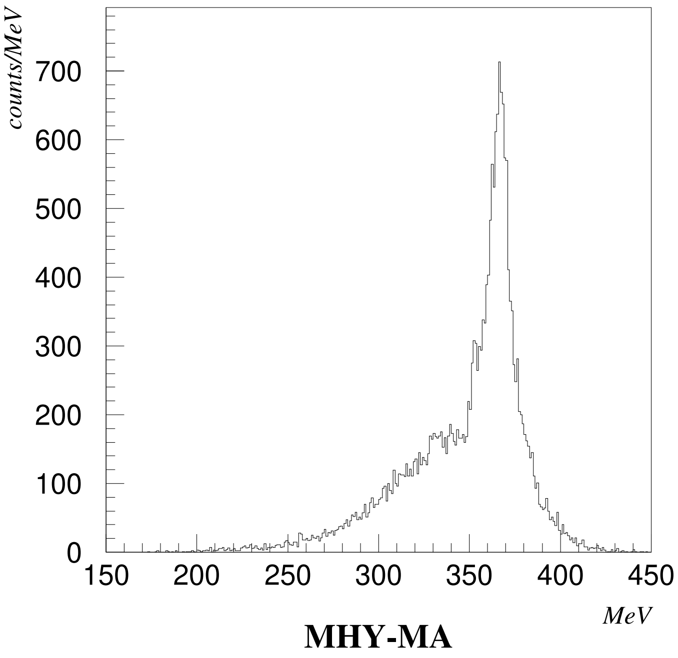

Figure 4.3: Si(π^-, K^+) と $p(\pi^-, K^+)$ スペクトル

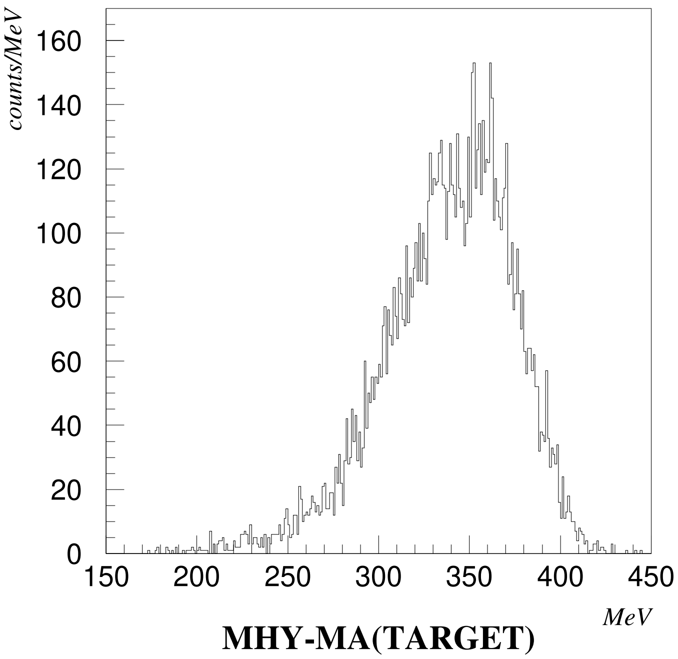

Figure 4.4: Si(π^-, K^+) スペクトル

4.3 理論の Σ の核ポテンシャルを用いたシミュレーションのスペクトルと実験結果のスペクトルの比較

ここでは、理論の ND モデルと atom モデルのポテンシャルを仮定し、それぞれポテンシャルの深さを変えてシミュレーションを行って得られたスペクトルと本実験で得られた Si(π^-, K^+) スペクトルとを比較し、考察をおこなう。以下では、SKS スペクトロメータのアクセプタンスが一定である $240\ (\mathrm{MeV}) \leq M_{HY} - M_A \leq 350\ (\mathrm{MeV})$ の領域のみを使って議論する。よって、これらの反応断面積の絶対値は数割の系統誤差を持っている。

一方、理論計算についても、現在のところ ND モデルと atom モデルのポテンシャルを用いたものしかなされていないがこれでは不十分である。

Σ の核ポテンシャルに関する最終的な議論は、厳密な解析によりスペクトルの最終結果を出し、これを今後行われるさまざまな Σ の核ポテンシャルを仮定した理論計算と比較することによって得られることになる。

4.3.1 atom モデルポテンシャルとの比較

Figure 4.5 に本実験で得られた Si(π^-, K^+) スペクトルと atom モデルポテンシャルを仮定したシミュレーションの結果のスペクトルを示す。

ポテンシャルの虚部 W を $-$ 7 MeV と仮定した場合、非束縛領域でのスペクトルの形は非常に似ているが束縛領域でのイールドが足りていない。しかも、本実験での束縛領域は、SKS の立体角のアクセプタンスの端になるので、より厳密に実験スペクトルを補正すると、今よりもイールドが増えるはずである。

ポテンシャルの虚部 W を $-$ 14 MeV と仮定した場合、この理論計算からのスペクトルの形は束縛領域、非束縛領域どちらとも、よい一致をしている。しかし、非束縛領域での 280MeV から 330MeV の間のイールドがシミュレーションのスペクトルは本実験で得られたスペクトルと比べて多い。

ポテンシャルの虚部 W を $-$ 28MeV と仮定した場合、このモデルから得られるスペクトルの束縛領域の形は、おそらく立体角補正を厳密におこなった後の本実験から得られるスペクトルの形に近くなるであろうと思われる。しかし、非束縛領域のスペクトルの立上り方は本実験から得られたスペクトルとは異なっている。

結論としては、atom モデルのポテンシャルを仮定した場合、現時点では、ポテンシャルの虚部が深いほうが実験スペクトルをより再現している様に思われるが、スペクトルの立ち上がり方はことなっている。

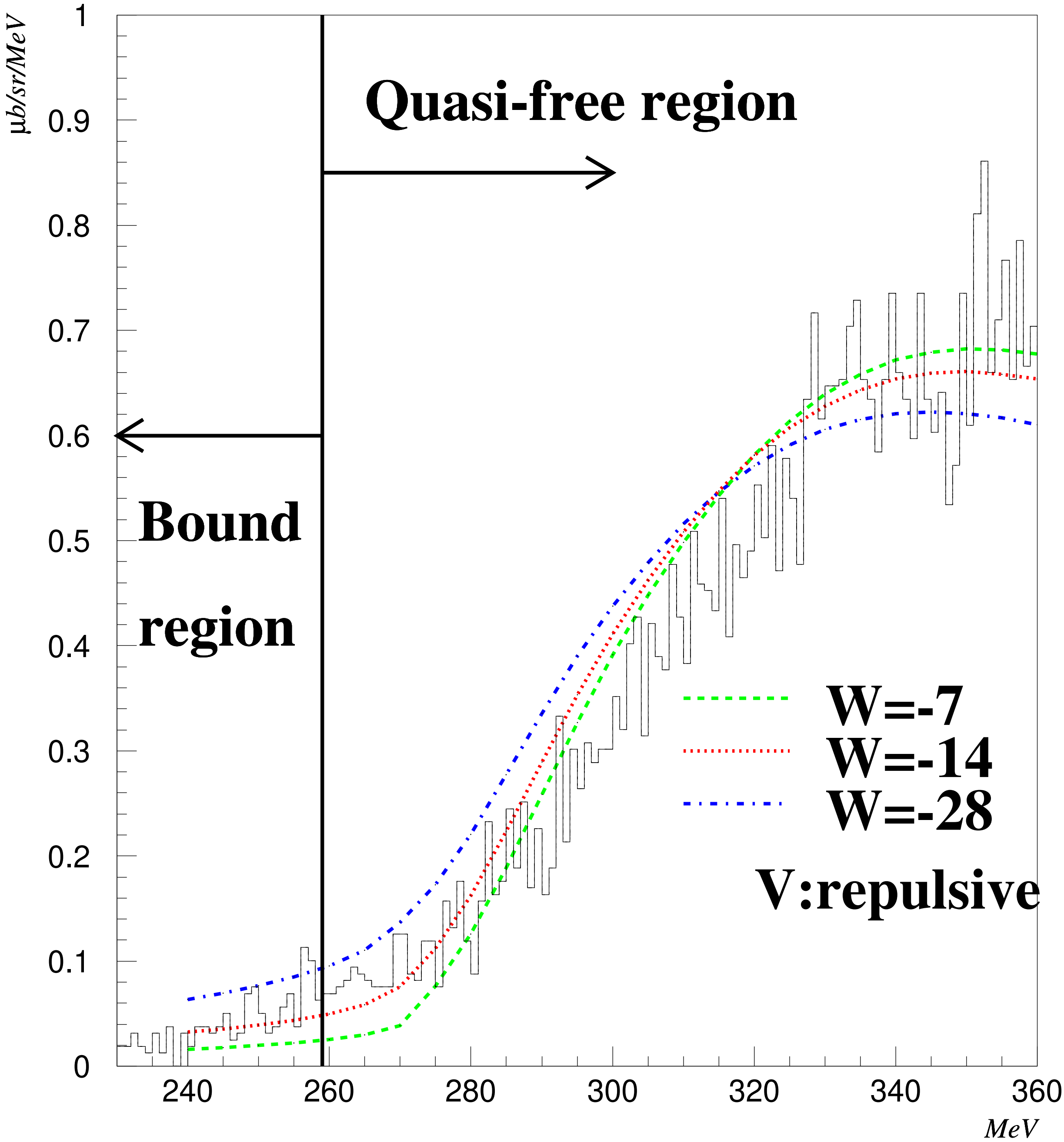

Figure 4.5: Si(π^-, K^+) スペクトルの実験結果と atom モデルポテンシャルの計算結果との比較

4.3.2 ND モデルポテンシャルとの比較

Figure 4.6 に本実験で得られた Si(π^-, K^+) スペクトルと ND モデルポテンシャルを仮定したシミュレーションの結果のスペクトルを示す。

ポテンシャルの虚部 W を -7 MeV と仮定した場合、このポテンシャルモデルから得られるスペクトルの非束縛領域の立ち上がり方は本実験から得られたスペクトルのそれと比べて、非常に急である。また非束縛領域のでのスペクトルの形も非常に異なっている。

ポテンシャルの虚部 W を -14 MeV と仮定した場合、このポテンシャルモデルから得られるスペクトルも、W$= -7$ MeV で得られるスペクトル同様に非束縛領域におけるスペクトルの形が非常にことなっていることがわかる。

ポテンシャルの虚部 W を -28 MeV と仮定した場合、このモデルのポテンシャルでは、スペクトルの立ち上がり方は本実験で得られたスペクトルに少し似て来てはいるが、まだかなり異なっており、そのイールドも異なっている。非束縛領域におけるピークの位置もずれてはいる。

結論としては、ND モデルのポテンシャルは非束縛領域でのスペクトルの形が本実験から得られたスペクトルの形を再現していない。

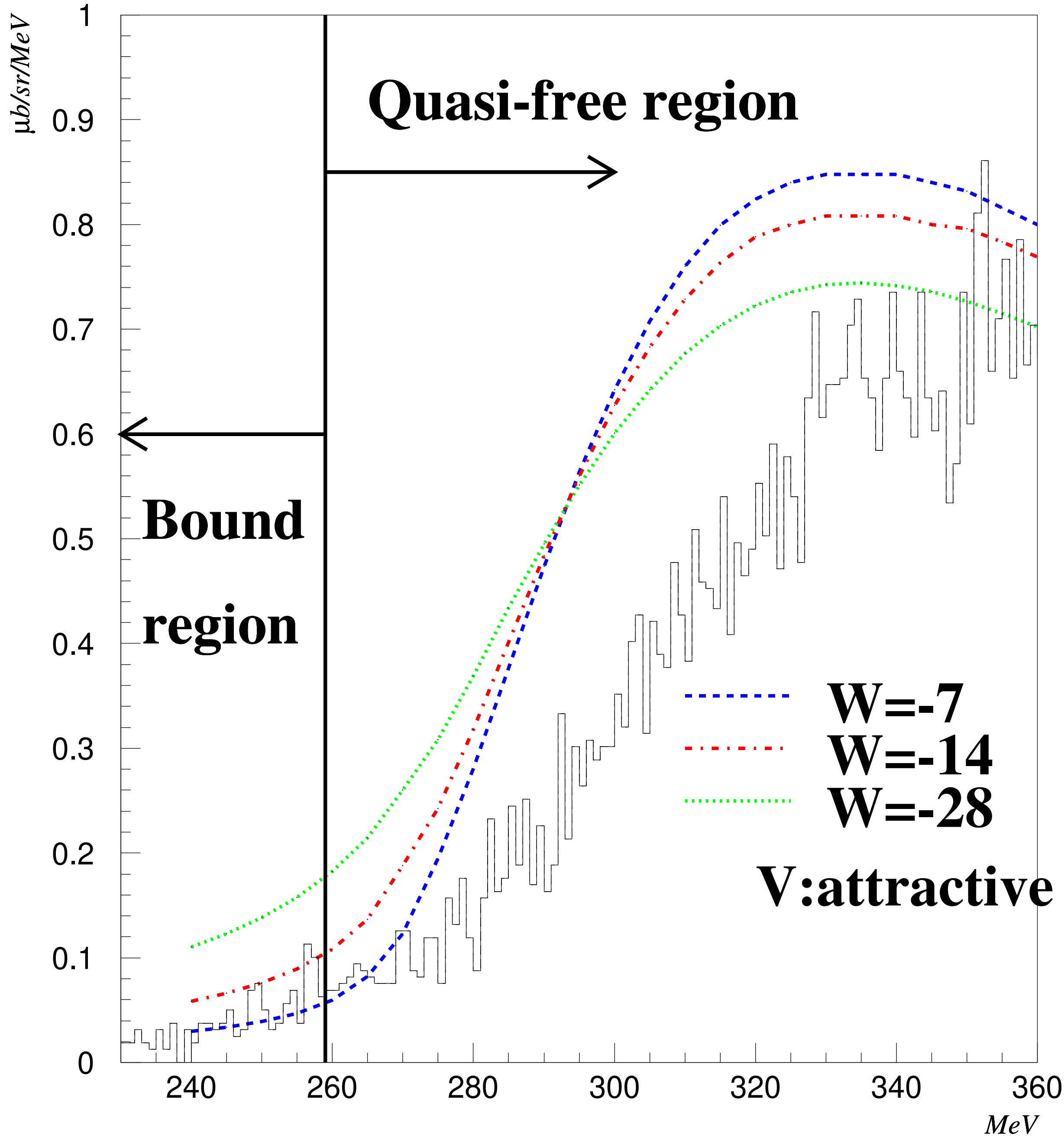

Figure 4.6: Si(π^-, K^+) スペクトルの実験結果と ND モデルポテンシャルの計算結果との比較

4.4 考察

これらの実験結果から、Si での Σ の核ポテンシャルについて次のような結果が得られた。

atom モデルのポテンシャルでは、ポテンシャルの虚部が深いものが本実験から得られた (π^-, K^+) スペクトルをよく再現している。

ND モデルのポテンシャルでは、ポテンシャルの虚部の深さにかかわらず、本実験から得られた (π^-, K^+) スペクトルを再現していない。しかし、虚部が深いポテンシャルから計算されたものは、本実験のスペクトルの形と非常に似ている。

よって、これらの結果から、現時点で Σ の核ポテンシャルの可能性としては、ポテンシャルの実部は斥力的であり、虚部は強く吸収的というのが大きい。

しかし、この Si ターゲットの結果だけで Σ の核ポテンシャルを決定するのは難しい。また、Σ の核ポテンシャルに関するデータが少なく、理論計算の方もまだあまりされていない。よって、本解析の Si ターゲットでのデータと本実験で採られた Bi, In, Ni ターゲットでのデータを用いた理論計算がなされ、それにより Σ の核ポテンシャルが決定される。

Chapter 5

まとめ

本実験は、高エネルギー物理学研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロンの K6 ビームラインから供給される 1.2GeV/c の π^- ビームを用いて (π^-, K^+) 反応により Si、Bi、Ni、In の重い核 (A $>$ 16) での Σ ハイパー核の研究を、1GeV/c 領域で $\sim$ 2MeV のエネルギー分解能と 100msr の大立体角を合わせ持つ SKS スペクトロメータを用いて、高統計、高分解能のもとで測定した。本論文では、Si ターゲット の実験結果について解析した。

本論文における最終的な Si(π^-, K^+) スペクトルにおいても、厳密な解析をすることができず、かなり粗雑な方法で見積もっている。しかしこの問題は十分に時間をかければ改善され得る所であり、それがなされれば、さらに細かい議論もできるであろう。よって本論文での解析結果は最終結果とは言いがたい。しかし、その結果をみると、ND モデルは本実験のスペクトルを再現せず、atom モデルでは、ポテンシャルの虚部が -14 MeV よりも深いと実験スペクトルを再現していると言える。また、これらのポテンシャルモデル以外にも、ポテンシャルの候補となり得るモデルがあり、それらについての理論計算はまだなされていないのが、現状である。

本実験では、Si 以外にも Bi、Ni、In ターゲットについてののデータもあり、今後、本実験のデータ解析が十分におこなわれ、それに対する理論計算もおこなわれるとすれば、これらの結果が Σ の核ポテンシャルに決定的な結果をもたらすであろう。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、大変多くの方々の御指導、御協力をいただきました。

指導教官である橋本治教授には、親切なる御指導と惜しみないご協力をいただきました。また KEK でおこなわれた本実験に参加する機会をいただき大変深く感謝致します。

本実験のスポークスパーソンである KEK の野海博之助手には本実験への参加を許可していただいただけでなく、計画からその準備、遂行、そして本論文をまとめるにあたり、データ解析、物理の議論等あらゆる面に渡り親身になって御指導していただきました。大変深く感謝致します。

KEK の応田治彦氏には検出器、データ解析、物理の議論のみならず、KEK 滞在中の生活全般の面倒をみていただきました。深く感謝致します。

KEK の永江知文助教授、福田共和助教授、関本美知子氏、青木香苗氏、垣口豊氏、東京大学の発知英明氏、谷田聖氏、東北大学の田村裕和助教授、遠藤卓哉氏、渡辺崇臣氏、土橋一夫氏、東北大学核理研の斎藤悌二郎教授、大阪大学の味村周平助手、京都大学の L. H. Zhu 氏、韓国ソウル大学の C. H. Bhang 教授、中国 CIAE の S. H. Zhou 教授、H. C. Guo 教授、H. H. Xia 助教授ロシア ITEP の A. Krutenkova 助教授には本実験全般に渡り貴重な御意見、御指導をいただきました。皆様のおかげで本研究を行う事ができました。深く感謝致します。

東京大学の中村美玲氏、総合研究大学院大学の P. K. Saha 氏、韓国ソウル大学の J. H. Kim 氏、E. H. Kim 氏、中国 CIAE の X. F. Zhu 氏には本実験の準備、遂行、データ解析、物理の議論の相手だけでなく、実験期間の合間をぬって各国文化の違いなどの日常会話や東京見物、食事の相手等をしていただきました。おかげで、KEK で大変楽しく有意義な、そして忘れられぬ貴重な日々を過ごす事ができました。大変深く感謝致します。

東北大学の田中 英二助教授、高橋俊行助手、藤井優助手、里嘉典氏には、原子核物理について貴重な御指導と助言をいただきました。深く感謝致します。

東北大学の小林俊雄教授、中川 武美教授、大津秀暁助手には原子核物理について有益な御指導と助言をいただきました。深く感謝致します。

東北大学の荒木公太氏、小沢健一郎氏、佐々尾淳一氏、氏家徹氏、奥田貴志氏、関口昌嗣氏ら理学研究科物理学専攻素粒子原子核物理学講座の院生の方々には普段の生活での助言、励ましをいただきました。心より感謝致します。

日頃から、暖かい励まし、助言をいただいた東北大学理学部原子核物理講座の加藤守男氏、理学部物理事務の川村直子氏に心より感謝致します。

最後に KEK の職員の方々の惜しみない協力に深く感謝します。

Bibliography

[1] M. Danysz *et al.*, Phil. Mag. **44**, 348 (1953).

[2] T. Hasegawa, Doctor Thesis, Univ. of Tokyo, INS-IM-15, (1994)

[3] T. Nagae *et al.*, KEK-PS Proposal E369, 1996.

[4] H. hotchi, Master Thesis, Univ. of Tokyo, (1997)

[5] H. Tamura *et al.*, KEK-PS Proposal E419, 1997.

[6] R. Bertini *et al.*, Phys. Lett. **B90**, 375 (1980).

[7] C. J. Batty *et al.*, Nucl. Phys. **A402**, 349 (1983).

[8] A. Gal and C. B. Dover, Phys. Rev. Lett. **44**, 379 (1980).

[9] H. Piekarz *et al,*. Phys. Lett. **B 110**, 428 (1982).

[10] T. Yamazaki *et al,*. Phys. Rev. Lett. **54**,428 (1985).

[11] R. Bertini *et al.*, Phys. Lett. **136B**. 29 (1984).

[12] L. G. Tang *et al.*, Phys. Rev. **C38**, 846 (1988).

[13] M. Iwasaki, Doctor Thesis, Univ. of Tokyo, 1987.

[14] R. S. Hayano *et al.*, Phys. Lett. **B231**, 355 (1989).

[15] H. Outa *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **117**, 177 (1994).

[16] T. Nagae *et al.*, Phys. Rev. Lett.**80**, 1605 (1998).

[17] Y. Shimizu, Doctor Thesis, Univ. of Tokyo, (1994).

[18] T. Harada *et al.*, Nucl. Phys.**A507**,715 (1990).

[19] T. Harada and Y. Akaishi, Prog. Theor. Phys., **96**, 145 (1996).

[20] Summary Report of the Workshop on "The Physics of Strangeness", M. J. Savage and R. P. Springer, U. Washington, Seattle, Sep.29 - Oct.2, 1998.

[21] O. Hashimoto *et al.*, KEK-PS Proposal E336, 1994.

[22] G. Backenstoss *et al.*, Z. Phys. **A273**, 137 (1975).

[23] C. J. Batty *et al.*, Phys. Lett. **74B**, 27 (1987).

[24] R. J. Powers *et al.*, Phys. Rev. **C47**, 1263 (1993).

[25] BNL-AGS E887; R. Sawafta, Nucl. Phys. **A585**,130c (1995).

[26] The review article below described well for the experimental data appeared before 1989: C. B. Dover, D. J. Millener, and A. Gal, Phys. Rept. **184**, 1 (1989).

[27] C. J. Batty *et al.*, Phys. Lett **74B**, 27 (1978).

[28] C. J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Prog. Theor. Phys. Suppl., **117**, 227 (1994).

[29] Table of Isotopes, 7th edition, A Wiley-Interscience Publication.

[30] Particle Physics Booklet, Springer, 1998.

[31] T. Yamada and Y. Ymamamoto, Prog. Theor. Phys. Suppl., **117**, 241 (1994).

[32] T. Yamasaki, R. S. Hayano, O. Morimatsu, and K. Yazaki, Phys. Lett. **B207**, 393 (1998).

[33] S. Tadokoro and Y. Akaishi, Phys. Lett., **B282**, 19 (1992).

[34] K. S. Myint, S. Tadokoro and Y. Akaishi, Prog. Theor. Phys. **82**, 112 (1989).

[35] Y. Hamano, Master Thesis, Univ of Tokyo, 1998.

[36] H. Noumi *et al.*, KEK-PS Proposal E438,1999.

[37] H. Noumi, private communication

[38] H. Tamura, private communication

[39] O. Hashimoto, private communication