修士論文

閾値領域における光重陽子反応による Λ生成過程の研究

東北大学大学院　理学研究科
物理学専攻

寺田 宜弘

平成19年

概 要

電磁相互作用によるストレンジネス生成反応は、メソン-バリオン間相互作用やハドロンの構造を解明する上で非常に重要な研究である。その中でも $n(\gamma,K^0)\Lambda$ 反応は始状態·終状態での電荷の関与が無いユニークな反応である。しかしこの反応を測定することは実験的に困難であった。

そこで我々は中性 K 中間子スペクトロメータ (NKS) を建設し、$n(\gamma,K^0)\Lambda$ 反応測定に成功したが、前方でのアクセプタンスが極端に小さいなどの問題点があったため、新しい NKS2 を建設·設置した。NKS2 は $n(\gamma,K^0)\Lambda$ 反応に特化した中性 K 中間子スペクトロメータである。K^0 中間子の運動学的領域をほぼ全て覆い、モデルと比較する上でのアクセプタンスの制約を解除できるように検出器を最適化して配置してある。これにより、K^0 の運動学的領域のほぼ全てを覆い、実験データでのエラーを小さくすることが出来る。また、NKS2 は NKS に対して Λ に対するアクセプタンスが拡がっている。

本論文では 2006 年 11 月から 2007 年 6 月にかけて行われた NKS2 実験で得られたデータに関する、Λ の微分断面積の解析についてまでを述べる。$d(\gamma,\Lambda)X$ 反応の解析から不変質量を導出し、Geant4 で計算したアクセプタンスから微分断面積とエネルギー依存による全断面積の導出を行なった。

これにより、Λ の微分断面積は Decay Volume Selection によるバイアスがないことがわかった。また、今回の解析を通して、NKS2 に Λ の解析能力があることも確認された。

目次

第 1 章　序章 **1**

1.1　電磁相互作用によるストレンジネス生成反応 1

1.2　中性 K 中間子スペクトロメータ　NKS 3

1.3　本研究の目的 4

第 2 章　NKS2 実験 **5**

2.1　核理研の標識化光子ビーム 6

2.2　液体重水素標的 10

2.3　TOF (Time Of Flight) カウンタ 10

2.3.1　Inner Hodoscope (IH) 10

2.3.2　Outer Hodoscope (OH) 11

2.4　双極電磁石 15

2.5　ドリフトチェンバー 17

2.5.1　Straw Drift Chamber (SDC) 17

2.5.2　Cylindrical Drift Chamber (CDC) 19

2.6　トリガー計数率の抑制 19

2.6.1　スイープマグネット 19

2.6.2　真空チェンバー 21

2.6.3　Electron Veto Counter (EV) 21

第 3 章　解析 **23**

3.1　解析の概要 23

3.2　不変質量の同定 23

3.2.1　トラッキング 23

3.2.2　粒子識別 25

3.2.3　崩壊点の再構成 25

3.2.4　不変質量の計算 26

3.2.5　カット条件 29

3.3　Λ の分布 31

3.3.1　Λ 粒子の分布 33

3.3.2　バックグラウンドの除去 37

3.4　モンテカルロシミュレーション 37

3.4.1　Λ 粒子のアクセプタンスの分布 37

3.5 断面積 38
3.5.1 Efficiency 38

第 4 章 結果 **48**
4.1 微分断面積 48
4.2 全断面積のエネルギー依存性 48

第 5 章 まとめ **56**

図目次

1.1 電磁相互作用によるストレンジネス生成反応素過程の全断面積 2
1.2 電磁相互作用による Λ 生成素過程断面積の理論モデルの比較 3

2.1 東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設の第二実験室の概略図 5
2.2 NKS2 の検出器群 6
2.3 NKS2 の俯瞰図 7
2.4 タガーの概略図 8
2.5 加速器のビームサイクルの典型例 9
2.6 液体重水素標的の模式図 10
2.7 IH の模式図 11
2.8 PMT の違い 12
2.9 OH の模式図 14
2.10 680 双極電磁石の磁場 16
2.11 電子のドリフト速度と電場の相関 17
2.12 SDC の写真 18
2.13 CDC のレイアウトと写真 20
2.14 スイープマグネットと真空チェンバー 21
2.15 EV の配置図 22

3.1 チェンバー内で 2 つの荷電粒子をトラッキングした図 24
3.2 p と π^- の運動量分布 (左) と角度分布 (右) 24
3.3 荷電粒子の速さ β と運動量 p の相関 25
3.4 崩壊バーテックスの概念図 26
3.5 崩壊バーテックスの分布 27
3.6 シミュレーションによる Λ の崩壊位置の分布 28
3.7 標的内の崩壊バーテックスを含めた不変質量分布 28
3.8 $T_{IH} - T_{Tag}$ の分布 29
3.9 Timing Cut を掛けたときの $p\pi^-$ の 不変質量 30
3.10 Opening Angle の概念図 30
3.11 Opening Angle Cut を掛けたときの不変質量 31
3.12 Distance Cut を掛けたときの不変質量 32
3.13 χ^2 Cut を掛けたときの不変質量 32
3.14 二つの崩壊のし方 33

3.15 それぞれの場合のピークの違い 34
3.16 γ 線エネルギーごとの不変質量分布 34
3.17 角度領域ごとの不変質量分布 35
3.18 運動量と角度分布 36
3.19 不変質量分布 37
3.20 バックグラウンドの除去 40
3.21 バックグラウンドの除去 Decay Volume Selection 41
3.22 バックグラウンドの除去。運動量分布と角度分布 42
3.23 バックグラウンドの除去。運動量分布と角度分布 Decay Volume Selection . 43
3.24 バックグラウンドを引いた p と π^- の運動量分布 (左) と角度分布 (右) . . . 43
3.25 Geant4 で見積もった NKS2 の Λ に対するアクセプタンス 44
3.26 Geant4 で求めた Decay Volume Seluction での NKS2 の Λ に対するアクセプタンス 45
3.27 アクセプタンスを運動量側に射影した図 46
3.28 TagF segsegment - Lead Grass ADC 47

4.1 エネルギーごとの Λ の微分断面積 49
4.2 エネルギーごとの Λ の微分断面積 Decay Volume Selection 50
4.3 $0.8 \leq E_\gamma$ GeV < 0.9 での微分断面積 51
4.4 全断面積のエネルギー依存 52
4.5 不変質量のピークとバックグラウンドの個数分布 53
4.6 エネルギーごとの不変質量分布 54
4.7 エネルギーごとの不変質量分布 Decay Volume Selection 55

表目次

1.1 電磁相互作用によるストレンジネス生成反応とその閾値 1
1.2 電磁相互作用によるストレンジネス生成反応の代表的な研究機関 2

2.1 IH の設置位置やサイズ 13
2.2 OHV の設置位置やサイズ 15
2.3 OHH の設置位置やサイズ 15
2.4 SDC のワイヤー位置やサイズ 18
2.5 CDC のワイヤー位置やサイズ 19

3.1 シミュレーションに用いた各パラメータの値 38
3.2 2007 年 1 月実験における微分断面積を求めるためのパラメータ群 39

第1章　序章

1.1　電磁相互作用によるストレンジネス生成反応

電磁相互作用によるストレンジネス生成反応はメソン-バリオン間相互作用や、ハドロンの構造、またストレンジネス生成機構の解明のための重要な研究である。1950 年の後半から理論と実験の両面から研究が行われてきた。1 GeV 領域の電磁相互作用によるストレンジネス生成は表 1.1 に示すように 6 つの素過程がある。

表 1.2 に示すように陽子標的による K^+ 中間子生成反応実験は多くの研究機関で行われてきた。しかし、K^0 中間子生成反応は、電荷を持たない K^0 中間子を高分解能で収集することが困難であるため、東北大学の NKS グループによる実験 [1, 2, 3] が行われるまで本格的な実験は行われなかった。

図 1.1 に SAPHIR の実験値 [4] と Kaon-MAID の理論値 [8] の比較を示す。K^+ 中間子の生成反応データ点は豊富にあり、理論モデルと大きな違いはないが、一方の K^0 中間子の生成反応データは γ p の限られたエネルギー領域にあるだけである。図 1.2 に 2 つの理論モデルにおける Λ 生成反応の全断面積の入射エネルギー依存性 (A) と E_γ = 1.05 [GeV] においての微分断面積の角度依存性 (B) を示す。

閾値近傍のエネルギー領域では、理論的には主にアイソバー模型を元に研究されてきた。アイソバー模型ではファインマン · ダイアグラムの結合定数を、実験データを再現するようにパラメータとしてフィットすることで決定している。考慮する共鳴状態の数と種類、またはフィッティングに用いたデータなどがモデルごとに異なる。そのために実験データが多くフィッティングに用いられた K^+ 生成過程においては、計算結果はモデルによらずよく一致するが、しかし一方で実験データがほとんど得られていない K^0 生成過程はモデ

表 1.1: 電磁相互作用によるストレンジネス生成反応とその閾値

生成反応	閾値 [MeV]
$\gamma\, p \to K^+\, \Lambda$	911.1
$\gamma\, p \to K^+\, \Sigma^0$	1046.2
$\gamma\, p \to K^0\, \Sigma^+$	1047.5
$\gamma\, n \to K^0\, \Lambda$	915.3
$\gamma\, n \to K^0\, \Sigma^0$	1050.6
$\gamma\, n \to K^+\, \Sigma^-$	1052.1

表 1.2: 電磁相互作用によるストレンジネス生成反応の代表的な研究機関

加速器/検出器	標的	ビーム	生成	エネルギー [GeV]
ELSA/SAPHIR[4]	p	γ	$K^+\Lambda$, $K^+\Sigma^0$, $K^0\Sigma^0$	～2.6
JLab/CLAS[5]	p	$\vec{\gamma}$, $\vec{e}$	$K^+\Lambda$, $K^+\Sigma^0$	0.5～6.0
SPring-8/LEPS[6]	p	$\vec{\gamma}$	$K^+\Lambda$, $K^+\Sigma^0$	1.5～2.4
ESRF/GRAAL[7]	p	$\vec{\gamma}$	$K^+\Lambda$	0.5～1.5
LNS/NKS	n	γ	$K^0\Lambda$	0.9～1.1

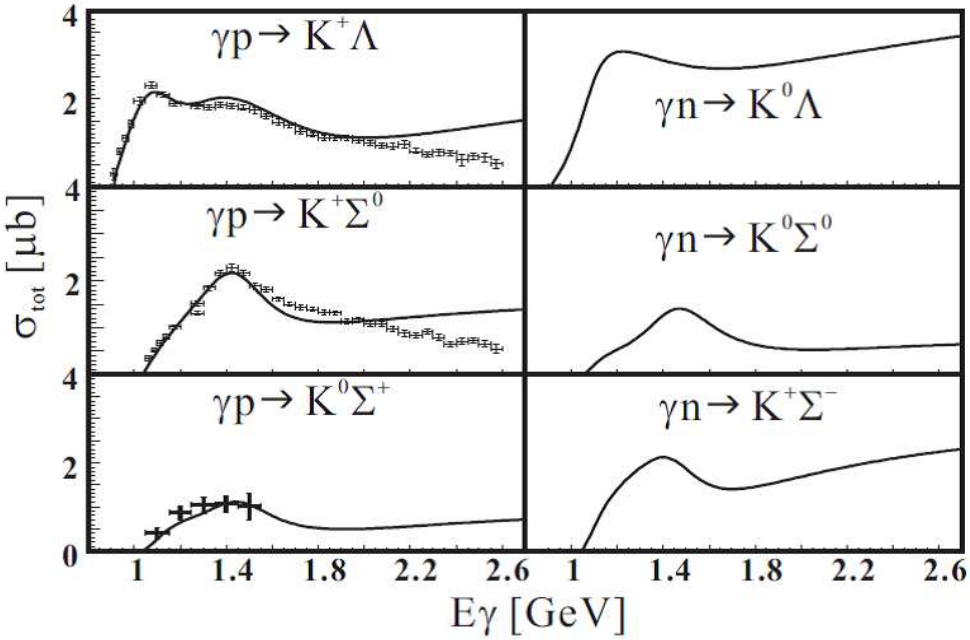


図 1.1: 電磁相互作用によるストレンジネス生成反応素過程の全断面積の、SAPHIR による実験値 (点)[4] と Kaon-MAID による理論値 (実線)[8] との比較。$p(\gamma, K^0)\Sigma^+$ に関してはデータ点が少ないく、統計エラーも大きい。

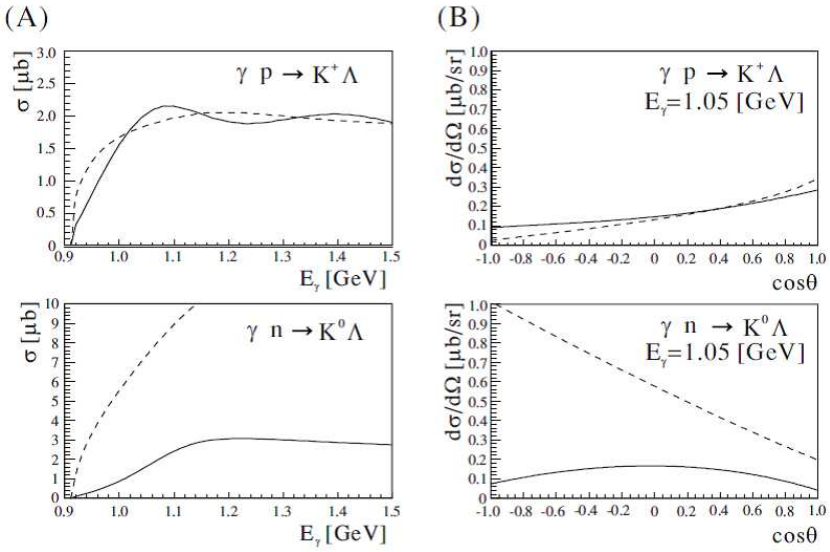


図 1.2: 電磁相互作用による Λ 生成反応断面積の理論モデルの比較
実線は Kaon-MAID[8] 、点線は SLA[9] による計算である。左図は全断面積のエネルギー依存性、右図は E_γ =1.05 [GeV] での微分断面積の角度依存性を示す。

ルごとの計算結果が大きく異なっている。その中で NKS2 実験で測定する $n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応はユニークな反応で、主に 3 つの特徴がある。

- 始状態と終状態で電荷が関与しないため、 Born 項での t-channel 交換項が寄与しない。
- $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応とアイソスピン鏡映の関係にあり、 Born 項での u-channel の Σ^0 交換項では SU(2) 対称性により、寄与する結合定数が 2 つの反応で逆符号になる。
- 閾値領域においては、 s-channel における核子共鳴状態の寄与が少ない。

これまでの K^+ 中間子生成反応の測定だけではフィッティングパラメータの数に対して実験データが少なく、それぞれの寄与を分離することができなかった。しかし、上記の特徴から、閾値領域での $n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応を測定することは、K^+ 生成過程とは別の側面からの情報を提供することが出来る。

1.2 中性 K 中間子スペクトロメータ NKS

中性 K 中間子生成実験は、東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設 (核理研) の 0.8〜1.1 GeV の標識化実光子ビームを用いて大立体角中性 K 中間子スペクトロメータ (Neutral Kaon Spectrometer : NKS) を用いて、2003 年〜2004 年にかけて行われた。$n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応によって生成される K^0 は K^0_s と K^0_L の混合状態であり、 K^0_s は $\pi\pi$ に 2 体

崩壊をする。そのうち $\pi^+\pi^-$ に崩壊したイベントを磁気スペクトロメータを用いて測定する。K^0 中間子の生成断面積は小さく、他のハドロニックなイベントとの分離が重要となってくる。そこで、K^0_s の寿命が $c\tau = 2.68$ [cm] と、他のバックグラウンドイベントの寿命より長いことを利用して、2 つの $\pi^+\pi^-$ の飛跡から求めた崩壊点が標的領域の外にあるイベントを選ぶことで他のイベントと分離することを可能とした。得られた生成断面積の大きさは理論計算値とほぼ一致し、重心系での角度分布が後方にピークを持つことが分かった。

しかし、NKS は高運動量領域の K^0 のアクセプタンスが非常に小さいため、高運動量領域での実験データはエラーが大きかった。さらに、ストレンジネス生成反応の解明に必要不可欠な Λ 粒子のアクセプタンスも非常に小さかった。

1.3 本研究の目的

そこで我々は NKS に代わる Neutron Kaon Spectrometer 2 (NKS2) の設計・建設を行い、実験を遂行した。NKS2 は閾値領域での $n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応に特化した中性 K 中間子スペクトロメータで、検出器の配置を最適化することでほぼ全ての K^0 の運動学的領域をほぼ全て覆うことが出来る。その結果、アクセプタンスの制約が排除でき、NKS では行えなかった領域での理論との比較が可能となる。また、NKS では前方に検出器を配置していなかったため Λ の崩壊で生じる陽子を効率良く検出することが出来なかった。しかし NKS2 では前方にも検出器を配置することにより、陽子と π^- を効率良く測定することが可能となった。

本論文では第 2 章で NKS2 の実験装置を説明した後、第 3 章で実験データから陽子と π^- の不変質量を求め Λ の解析を示す。また、第 4 章で、得られた断面積について議論し、まとめを第 5 章で述べる。

第2章　NKS2実験

NKS2 実験は図 2.1 に示す東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設 (核理研) の第二実験室で行われた。

電子は電子線形加速器 (LINAC) で 200 MeV まで加速される。その電子はストレッチャー・ブースタリング (STB リング) に入射され 1.2 GeV まで加速される。この STB リングの中に直径 11 μm のカーボンファイバー (ラジエータ) を挿入することにより制動放射による実光子ビームを生成する。この実光子ビームを NKS2 の中心に置かれた液体重水素標的にあてることで n(γ, K^0)Λ 反応実験を行なう。また d(γ,Λ)X 反応によって生成された Λ は p と π^- に崩壊する。この 2 つの荷電粒子を図 2.2 のような NKS2 で測定し、不変質量を求めて Λ を同定する。

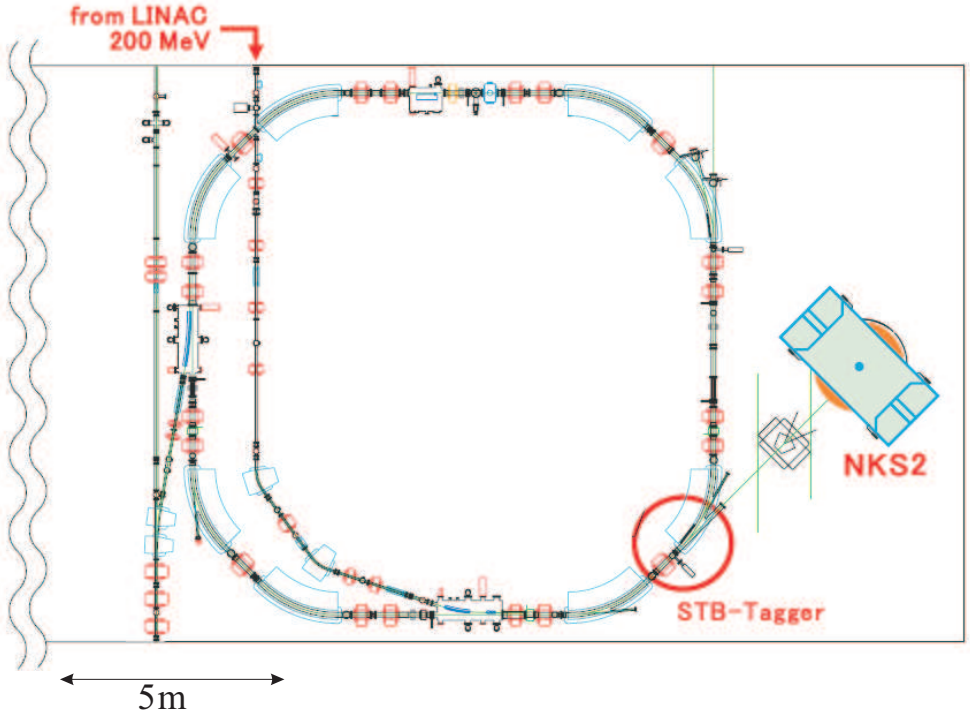


図 2.1: 東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設の第二実験室の概略図。LINAC で加速された電子を受けて STB リングで 1.2 GeV まで加速し、制動放射により光子ビームを生成する。それを NKS2 の中心に置いた標的に照射させる。制動放射後の反跳電子をタガーで検出することで光子ビームのエネルギーを標識化する。

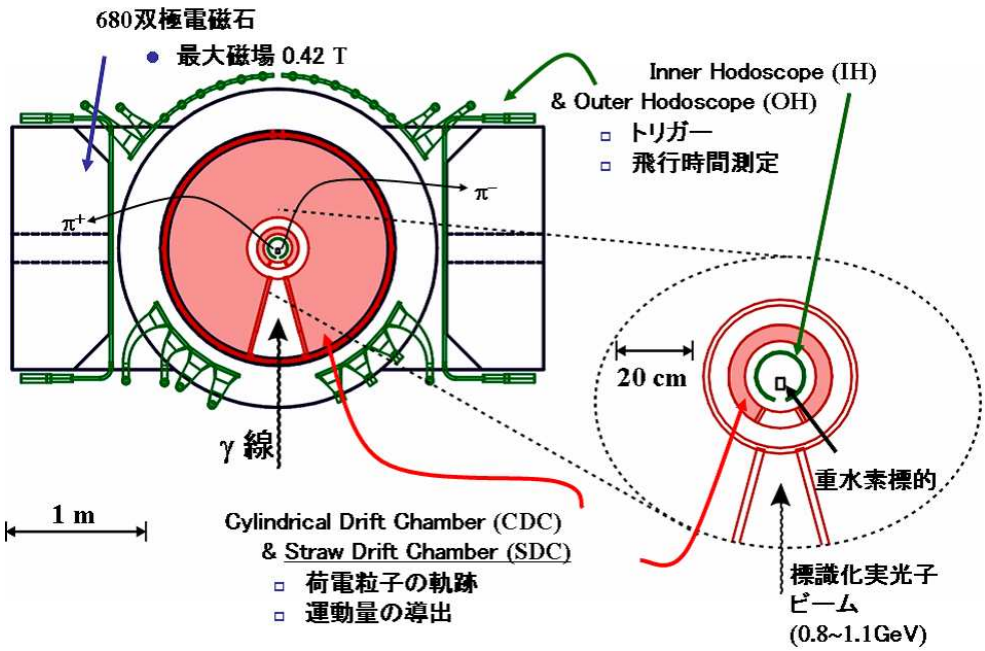


図 2.2: NKS2 の検出器群

図 2.3 に NKS2 の俯瞰図を示す。なお、座標の定義は 680 双極電磁石の中心を原点として左手系でビーム方向を x 軸、高さ方向を z 軸とし、右手系を構成するように y 軸を定義した。また、ビーム上流から見た方向で左右を定義した。

2.1 核理研の標識化光子ビーム

電子は STB リングで 1.2 GeV まで加速され、そのままリング内に保持されている。保持期間中に電子の周回軌道の外側から直径 11 μm のラジエータを挿入し、制動放射によって実光子ビームを生成する。制動放射による実光子ビームの強度が一定になるように周回電流が少なくなるにつれてラジエータを電子軌道の中心に向かって移動するように計算機で制御する。制動放射を起こしエネルギーを失った電子はラジエータの下流にある偏向電磁石 BM4 によって曲げられ、BM4 のヨークと真空チェンバーとの間に設置されたプラスチックシンチレーションカウンタ (タガー) によって測定される。測定されたタガーの配置やタイミングから実光子の一個一個を標識化する。

タガーは 48 本の Tagger Finger (TagF) と 12 本の Tagger Backup (TagB) から構成される。TagF は厚さ 5 mm、高さ 20 mm で、幅は入射電子のエネルギーが 1.2 GeV のときにエネルギーアクセプタンスが 6 MeV になるように 5〜8mm に調節されている。バックグラウンドを減らすために TagF の後ろに TagB が置いてあり、TagF4 本に対して TagB1 本がコインシデンスをとる。コインシデンスをとった TagF4 本の OR を取ったものを SUM と呼び、SUM1〜SUM12 までの OR を取ったものを SUMOR と呼んでいる。SUMOR の定義式は以下のようになる。

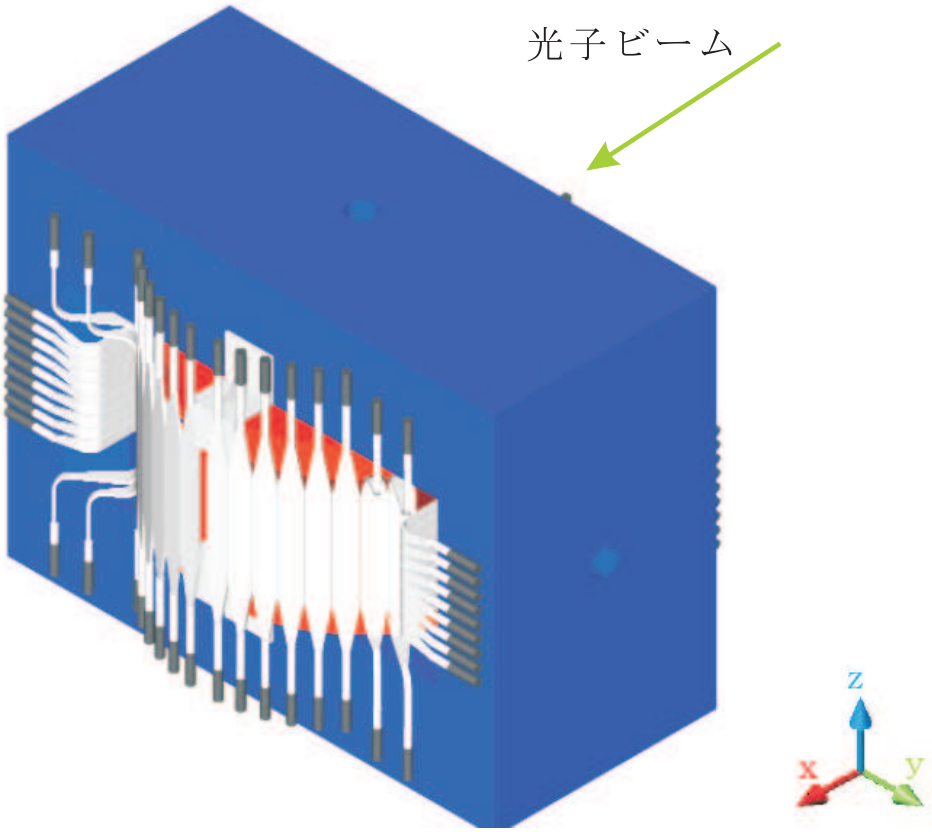


図 2.3: NKS2 の俯瞰図

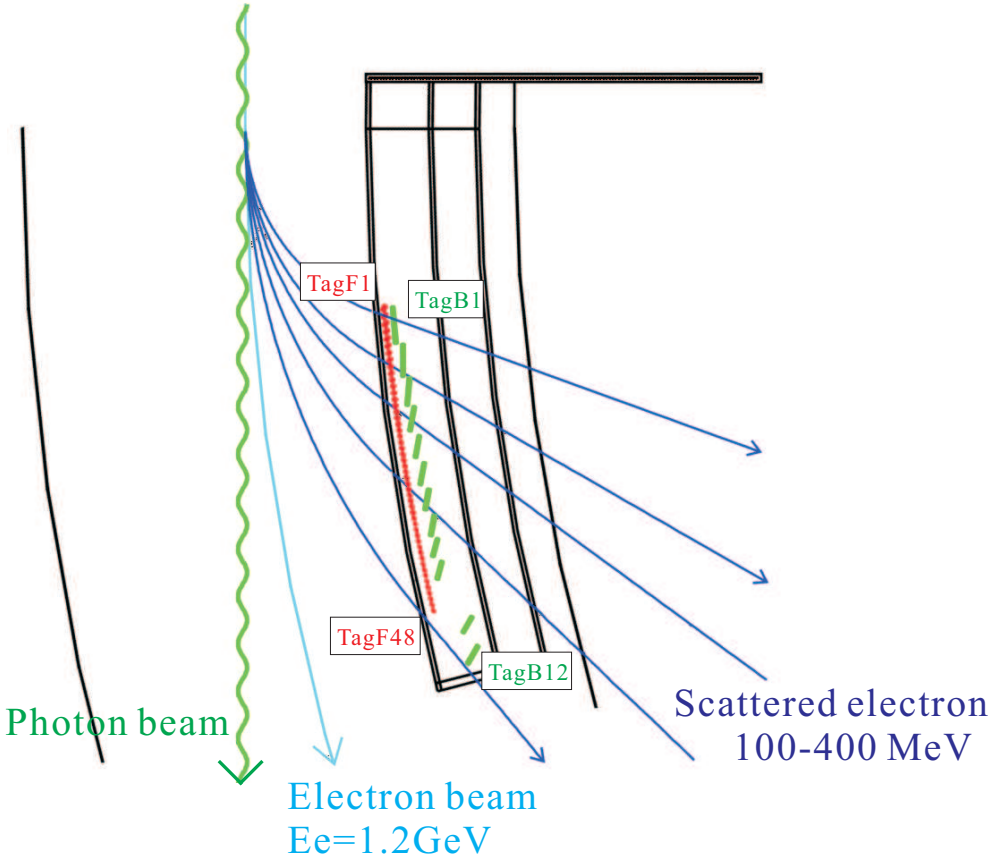


図 2.4: タガーの概略図
タギング · カウンタは偏向電磁石のヨークと真空チェンバーの間の箱の中に設置されている。矢印は STB リング内で周回する電子、制動放射で生成された光子ビーム、複数のエネルギーの反跳電子の軌跡を表している。TagF は 48 本、TagB は 12 本ありそれぞれのコインシデンスを取ることでノイズ等によるバックグラウンドを減らしている。

$$\mathrm{SUM1} = (\mathrm{TagF1} \oplus \mathrm{TagF2} \oplus \mathrm{TagF3} \oplus \mathrm{TagF4}) \otimes \mathrm{TagB1} \tag{2.1}$$

$$\mathrm{SUMOR} = \mathrm{SUM1} \oplus \mathrm{SUM2} \oplus \cdots \oplus \mathrm{SUM12} \tag{2.2}$$

また、図 2.5 にビームサイクルの典型例を示す。ビームサイクルは以下のようなパターンにわけることが出来る。

1. LINAC から 200MeV の電子を STB リングに入射する。
2. 200MeV の電子を 1.2GeV まで加速する。 (1.2 秒)
3. 加速した電子を STB リング内に保持する。(約 40 秒)
4. 電場 · 磁場をオフにする (0.1 秒)
5. 次のサイクルまでの待つ (2.5 秒以上)

なお、2 と 4 番は実験の要求で変更することが出来る。

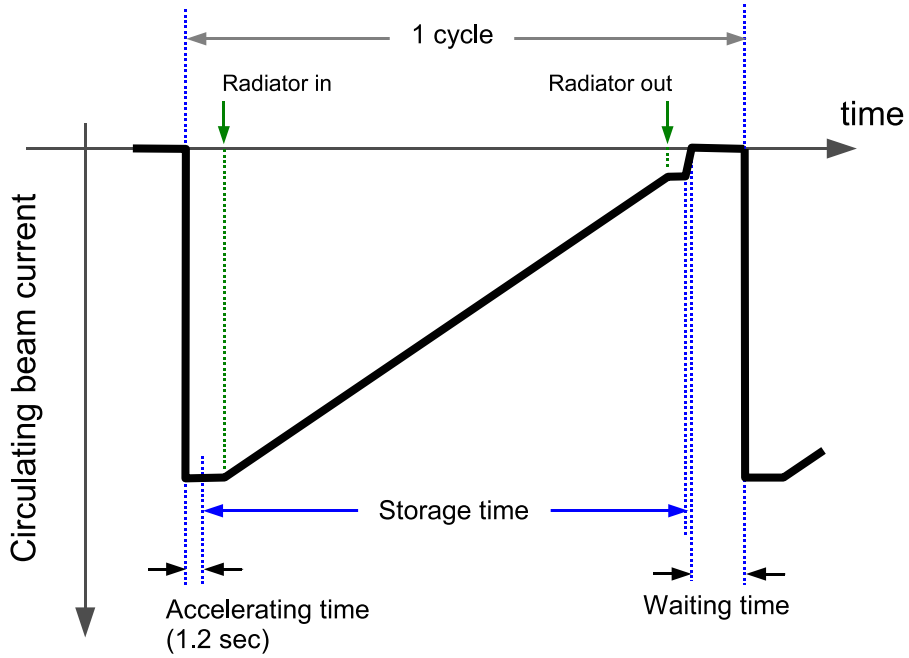


図 2.5: 加速器のビーム強度の時間構造。LINAC から入射された電子は 1.2 秒後に 1.2 GeV まで加速される。それの状態は約 40 秒間保持され、その間にラジエータを入射することにより光子を生成することが可能になる。その後 0.1 秒で磁場を下げて次の入射に備える。

2.2　液体重水素標的

本実験では光子と中性子の反応によるストレンジネス生成過程の研究が目的である。標的には中性子のみの物質であることが理想だが、現実的に不可能なので中性子 1 個と陽子 1 個の単純な構成をした原子核である重水素を中性子標的の代わりに用いる (図 2.6)。

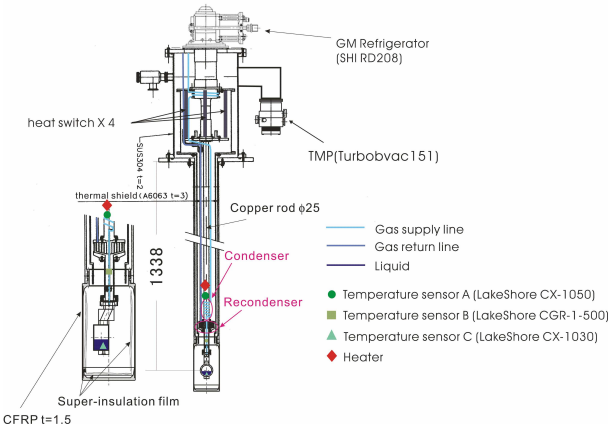


図 2.6: 液体重水素標的の模式図

重水素は核子間の束縛状態の波動関数が理論的に良く知られているという利点を持つ。従って理論モデル (素過程) に重水素での中性子のフェルミ運動量の効果を加味することで、実験データとの比較が行なえる。さらに液体にすることで密度を高めると共に不均一性を減らしている。液体重水素が溜っている所は直径 50 mm、厚さ 30 mm の円筒形をしており、双極電磁石から 15 mm 上流のところに配置されている。

2.3　TOF (Time Of Flight) カウンタ

TOF カウンタ及びデータ収集時のトリガーを生成するための検出器として、プラスチックシンチレータと光電子増倍管 (PMT) を組み合わせたホドスコープを用いている。スタートを決めるホドスコープは IH (Inner Hodoscope)[10] と呼ばれ、ストップを決めているホドスコープは OH (Outer Hodoscope)[11] と呼ばれている。荷電粒子が通過したそれぞれの検出器の検出時間差から粒子の飛行時間を求め、さらにドリフトチェンバーで得られた飛跡から運動量を求め、粒子を識別する。

2.3.1　Inner Hodoscope (IH)

IH は液体重水素標的の外側に設置されているホドスコープである。図 2.7 に IH の模式図を示す。IH は厚さ 5 mm のシンチレータ 16 枚が円形に組んであり平面散乱角度で −165° ～ +165° を覆っている。ただし、ビームが出て行くところには窓を開けてあり、上側の

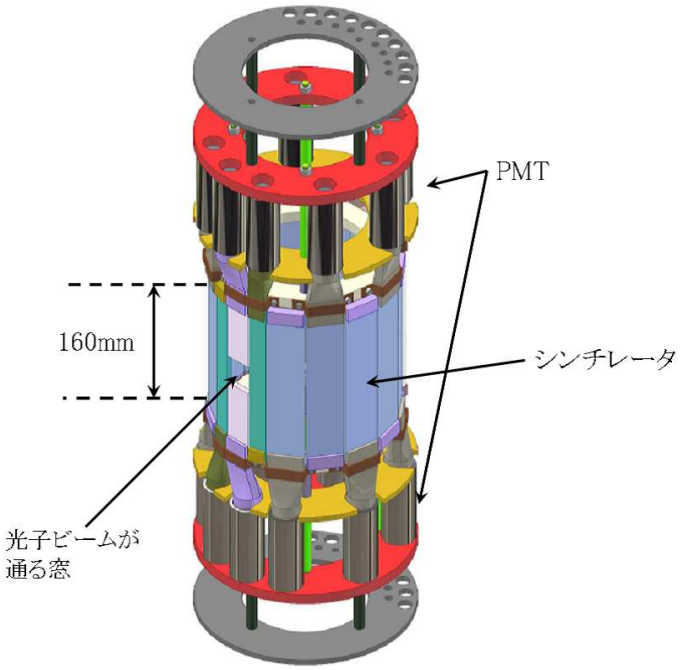


図 2.7: IH の模式図

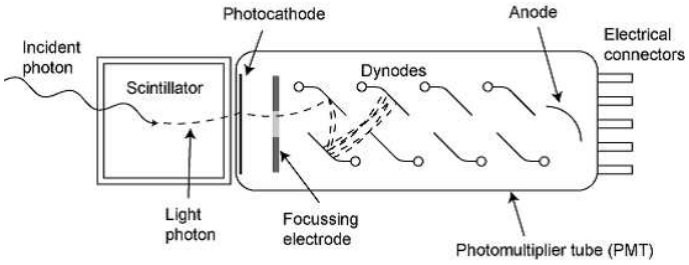
シンチレータを IHL1、下側を IHR1 と定義してある。またそれぞれ、ビーム上流から見て左側の下流側から IHL2、IHL3、···、IHL8 として右側も同様に IHR2、···、IHR8 と定義してある。特に計数率の高い IHL2 と IHR2 は他のシンチレータよりも細く設計してある。また、シンチレータを台形にして隙間が少なくなるように設計されている。

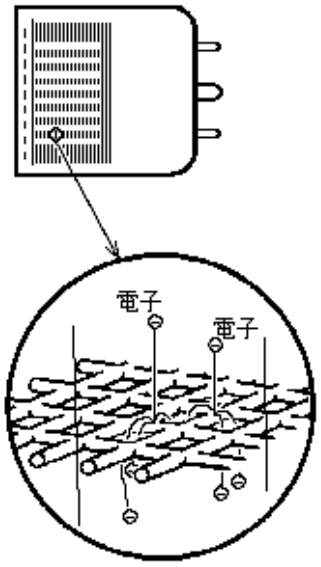
NKS2 実験において IH は磁場中に設置されるため、磁場中でも動作するファインメッシュダイノード型の光電子増倍管 (浜松ホトニクス製、H6152-01B、直径 1 inch) が用いられている。通常の PMT ではダイノードに衝突した電子が次のダイノードに衝突することで電子雪崩が起き電子増幅を行うが、磁場中ではローレンツ力の影響により、ダイノードに到達する電子の数が減少してしまう。そのため光電面-ダイノード間、ダイノード-ダイノード間の距離が大きい一般的な光電子増倍管では増幅率が小さくなるだけではなく動作しない。ファインメッシュ型の PMT はダイノードが網目状で直線的な移動を行なうこと、またダイノード間の距離が小さいことにより、電子が磁場中でもダイノードに入射しやすくなっているので磁場の影響を受けにくい。(図 2.8)

また、PMT の設置スペースの都合上、各シンチレータの片側にのみ PMT を取り付けて読み出している。

2.3.2 Outer Hodoscope (OH)

OH は厚さが 20 mm のシンチレータの両端にライトガイドと PMT を付けて両読みにさせたプラスチックシンチレーションカウンタを組み合わせたホドスコープである。この OH





ファインメッシュ型

図 2.8: PMT の違い。通常の PMT (上) での電子はダイノード間の電位差から力を受け、加速と増加を繰り返す。その際、電子はダイノードの配置から複雑な軌道をとる。一方でファインメッシュPMTは網目状のダイノードが光電面から読み出しまで一直線にある (下)。従って電子の流れも一直線に動き、この方向に磁場があったとしてもローレンツ力を受けない。

ID	幅 [mm]	中心からの距離 [mm]	角度 [deg]	長さ [mm]
IH1	24.55	81	-9.0〜9.0	66
IH2	16.30	81	9.0〜21.0	160
IH3	32.95	81	21.0〜45.0	160
IH4	32.95	81	45.0〜69.0	160
IH5	32.95	81	69.0〜93.0	160
IH6	32.95	81	93.0〜117.0	160
IH7	32.95	81	117.0〜141.0	160
IH8	32.95	81	141.0〜165.0	160

表 2.1: IH の設置位置やサイズ

も飛行する粒子に対する隙間を減少させるため、IH と同じようにシンチレータを台形に加工して隙間を埋めるように作られている。OH は配置の仕方から縦置き (vertival) と横置き (horizontal) の二種類設置してある (図 2.9)。2 種類の OH の設置位置やサイズを表 2.2、表 2.3 にしめす。ビームの上流から見て左側を縦置きが OHVL12 本、横置きが OHHL9 本、右側を縦置きが OHVR12 本、横置きが OHHR9 本とそれぞれ定義される。OH はすべて両側に PMT を付けている。図 2.9 に配置図を示す。

OHV1〜8

縦置きの OHV1〜8 はビームラインの下流側から番号が順次付けられている。中心から 1200mm の位置に設置されて、平面散乱角度のそれぞれ $-59°$〜$-1.4°$、$+1.4°$〜$+59°$、また鉛直方向で ±374mm を覆っている。

OHV9〜12

縦置きの OHV9〜12 はビーム後方の設置された中心から 920mm の位置に設置された OH である。OHVR10〜12 はそのままライトガイドと PMT を付けようとすると 680 双極電磁石の電源ケーブルと接触してしまう。これを避けるために、磁場中に PMT を設置する必要があるので、ファインメッシュ型の PMT(浜松ホトニクス R5924-70、直径 2 inch) を用いている。

OHH1〜9

横置きの OH は上から左側は OHHL1、OHHL2、$\cdots$、OHHHL9 右側は、OHHR1、$\cdots$、OHHR9 と定義されている。また OHHL5 と OHHR5 はビーム平面上にあるために他の横置きのシンチレータよりも計数率が高くなるので幅を小さく。

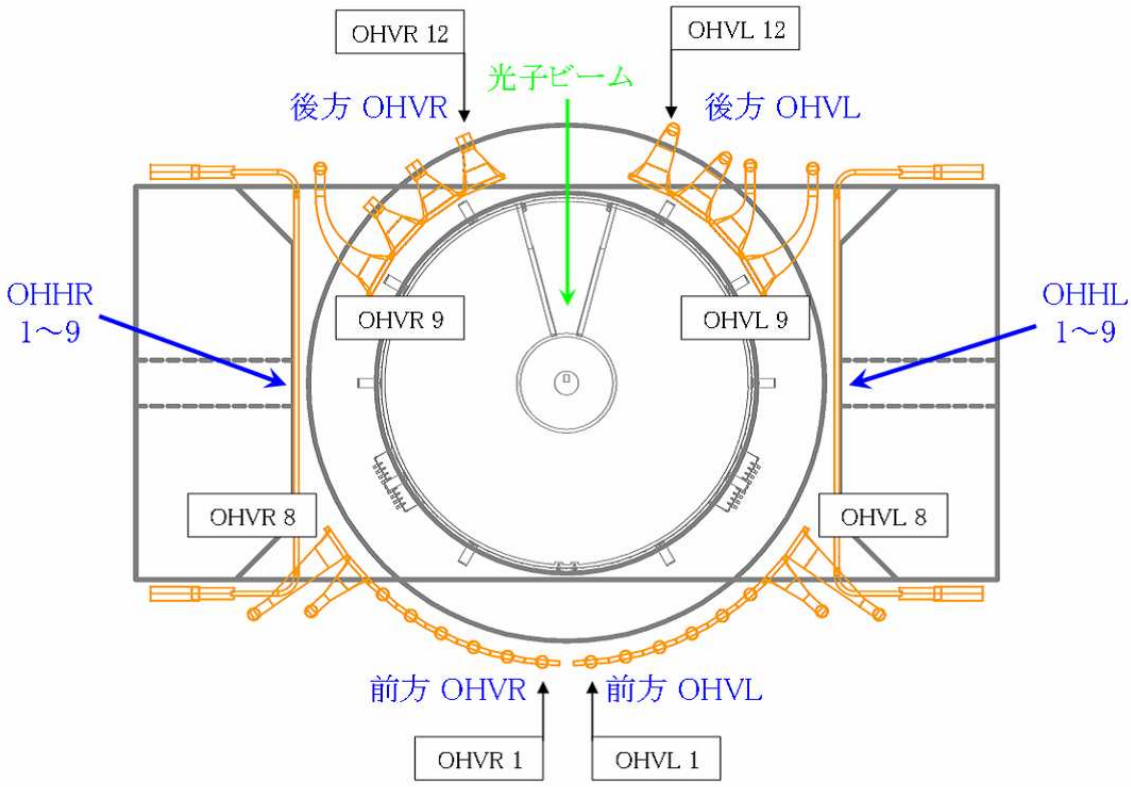

OHVR 12
OHVL 12
光子ビーム
後方 OHVR
後方 OHVL
OHHR
1～9
OHHL
1～9
OHVR 9
OHVL 9
OHVR 8
OHVL 8
前方 OHVR
前方 OHVL
OHVR 1
OHVL 1

図 2.9: OH の模式図

ID	幅 [mm]	中心からの距離 [mm]	角度 [deg]	長さ [mm]
OHV1	150	1200	1.4〜8.6	748
OHV2	150	1200	8.6〜15.8	748
OHV3	150	1200	15.8〜23.0	748
OHV4	150	1200	23.0〜30.2	748
OHV5	150	1200	30.2〜37.4	748
OHV6	150	1200	37.4〜44.6	748
OHV7	150	1200	44.6〜51.8	748
OHV8	150	1200	51.8〜59.0	748
OHV9	200	930	113.8〜126.2	500
OHV10	200	930	126.2〜138.6	500
OHV11	200	930	138.6〜151.0	500
OHV12	200	930	151.0〜163.4	500

表 2.2: OHV の設置位置やサイズ

ID	幅 [mm]	長さ [mm]	中心の高さ [mm]
OHH1	82.5	1600	310.5
OHH2	80.0	1600	228.5
OHH3	80.0	1600	146.5
OHH4	80.0	1600	64.5
OHH5	45.0	1600	0.0
OHH6	80.0	1600	-64.5
OHH7	80.0	1600	-146.5
OHH8	80.0	1600	-228.5
OHH9	82.5	1600	-310.5

表 2.3: OHH の設置位置やサイズ

2.4 双極電磁石

NKS2 実験で用いられる双極電磁石は、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) でサイクロトロン電磁石として用いられていたものを NKS2 用に改造した。この磁石は磁極半径が 800mm、磁極間距離が 680mm である。有限要素法を用いた 3 次元磁場計算プログラム (TOSCA) によるシミュレーションは図 2.10 のようになった。25000AT の電流密度を適用した際に電磁石中心の磁場の強さは約 0.42T であった。

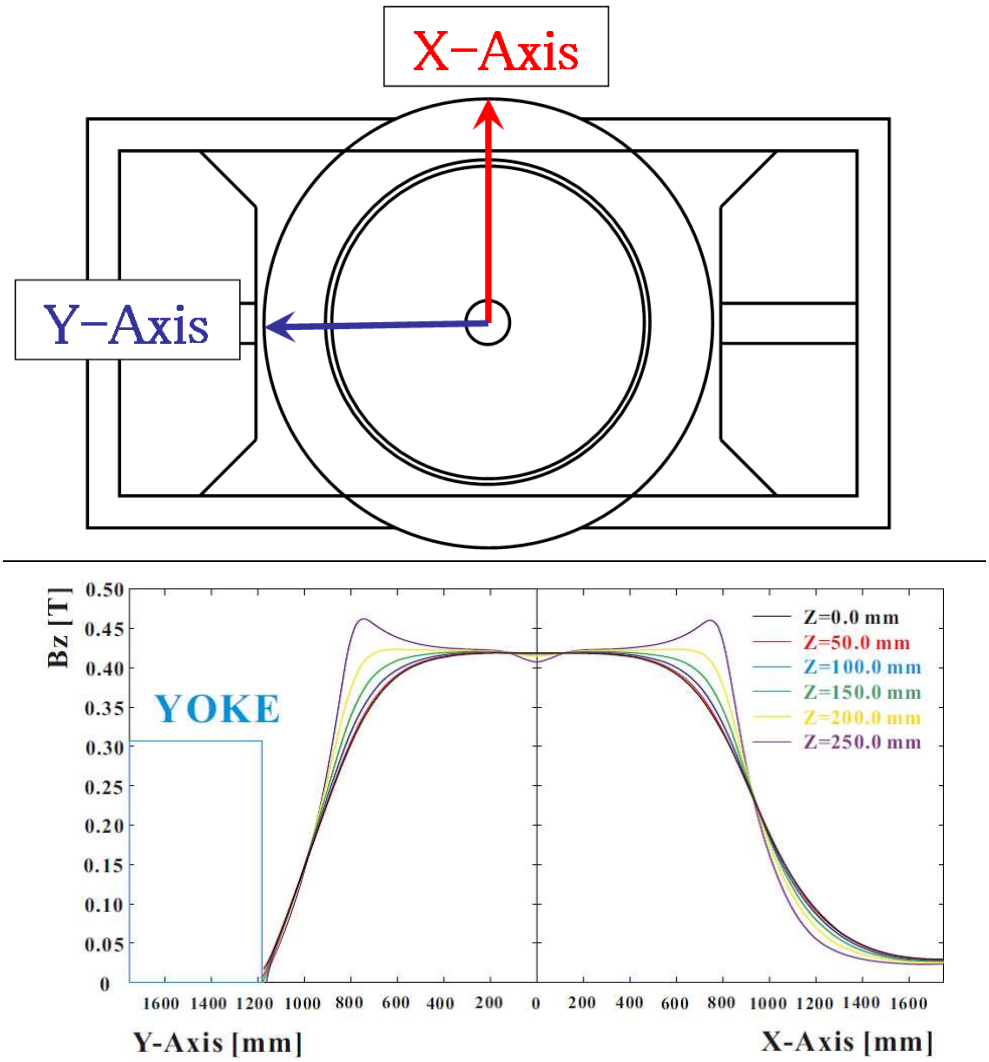


図 2.10: 有限要素法を用いた 3 次元磁場計算プログラム (TOSCA) によって求められた双極電磁石の磁場の鉛直方向成分。680 双極電磁石の中心を原点として Z 方向の磁場の強さを求めた。下のグラフの左側は Y 軸方向、右側は X 軸方向である。

2.5 ドリフトチェンバー

ドリフトチェンバーの動作原理は次のようになる。荷電粒子がガス中を通過する際にエネルギーを損失し、ガスをイオンと電子に電離させる。電離した電子はドリフトチェンバー内の電場によってアノードワイヤーへドリフトする。アノードワイヤー付近で電子は急激に加速され、ガス分子と衝突して電離させる。このように電子の加速、ガス分子と衝突、電離を繰り返し、10^4〜10^6 個まで雪崩式に増幅された電子をアノードワイヤーで検出する。

NKS2 では Straw Drift Chamber (SDC)[12] と Cylindrical Drift Chamber (CDC)[13] を使用した。

2.5.1 Straw Drift Chamber (SDC)

Straw Drift Chamber(SDC)(図 2.12) は CDC と組み合わせて粒子の軌跡を検出し、2 つの粒子の軌跡から崩壊点を再構成するために設置された検出器である。SDC はセルが円形なので、それによって形成される電場も完全な円を成し、荷電粒子の入射角に依存で検出することができる。また、セルの電場が一個一個で独立しているので、計数率に合わせてセルサイズを変えるようにすることが可能である。ただ、ストローの物質量が大きいため、光子ビームによる電子対生成や生成された荷電粒子の多重散乱を起こす。しかし他の利点が大きいので採用した。

ストローにはアルミを片面蒸着させたマイラー (Lamina 社、厚さ 30 μm) を使用し、ストローの内側が導通するようにした。アノードワイヤーは金でコーティングされたタングステンワイヤー (直径 20 mm) を用いた。

また、ガスは Ar:C_2H_6 = 50%:50%を使用した。このガス中では電子のドリフト速度は約 5 cm/μsec であり (図 2.11)、最大ストローの半径が 2.5 mm なのでドリフト時間は 50 nsec 程度となる。

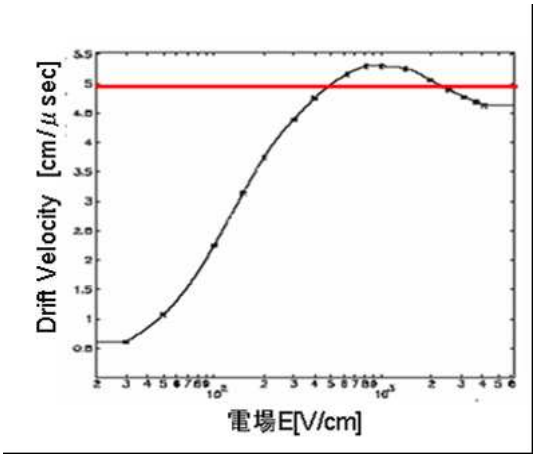


図 2.11: Ar:C_2H_6 = 50%:50% のときの電子のドリフト速度と電場の相関図。

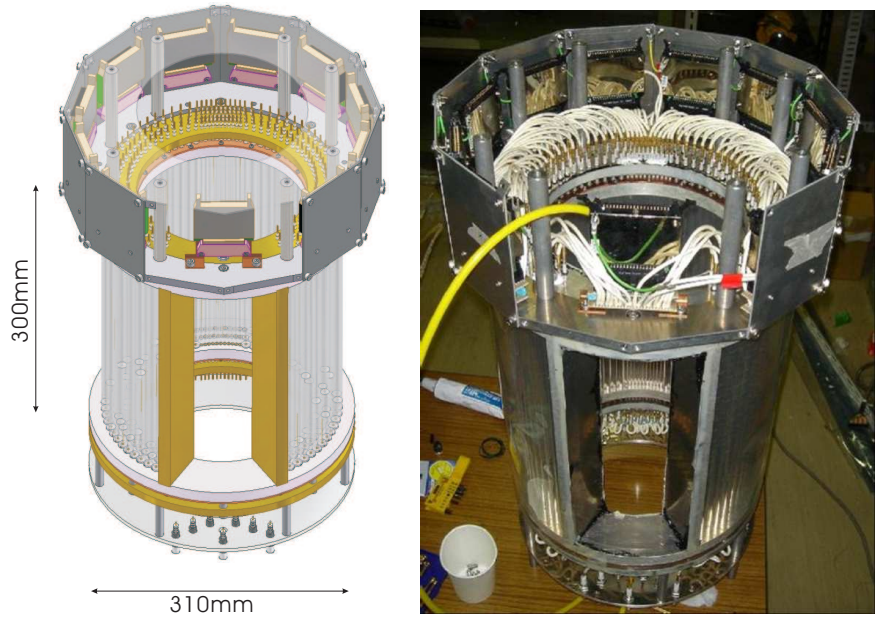


図 2.12: SDC の写真

SDC はストローを同心円上に並べて配置し、どの層でも同じだけの角度を覆うようにレイヤーごとにセルのサイズを変えてある。また前方部分は電子対生成によるバックグラウンドで高計数率になるため、セルの大きさを半分にしてある。第二層は他の層に対して半セルだけずらして並べてある。そのために大セルと小セルを密に並べることが出来ないので間に中セルをはさんだ。読みだし数は 202 チャンネルである。表 2.4 に SDC のワイヤーの位置とセルサイズを示した。

layer	half cell size [mm]	covering angle [mm]	distance from the center [mm]	#channel
1	4.065	110	4.8	56
	2.305		2.4	11
2	5.110	122	4.8	56
	3.835		3.6	2
	2.560		2.4	10
3	5.670	135.3	4.8	56
	2.835		2.4	11
			TOTAL	202

表 2.4: SDC のワイヤー位置やサイズ

2.5.2 Cylindrical Drift Chamber (CDC)

Cylindrical Drift Chamber (CDC)(図 2.13) は荷電粒子の飛跡を検出するためのハニカム型のセルを持つドリフトチェンバーである。円筒の 10 層構造をしている。SDC が layer1 〜3 まであるので、CDC は内側から layer4、、layer13 と定義されている。特に layer6、7、10、11 は鉛直方向の情報を得るために鉛直方向から傾けてワイヤーを張ってある。

layer	half cell size [mm]	stereo angle [deg]	covering angle [deg]	distance from the center [mm]	#channel
04(X)	10.36	-	4.75	250	67
05(X′)	11.10	-	4.75	268	68
06(U)	11.30	6.4750	3.50	370	89
07(U′)	11.84	6.7900	3.50	388	90
08(X)	11.54	-	2.70	490	119
09(X′)	11.96	-	2.70	508	120
10(V)	11.71	-6.7100	2.20	610	143
11(V′)	12.05	-6.9080	2.20	628	144
12(X)	11.78	-	1.85	730	175
13(X′)	12.07	-	1.85	748	176
				TOTAL	1191

表 2.5: CDC のワイヤー位置やサイズ

CDC の大きさは外径が 800 mm、内径が 200 mm、ガス領域の高さが 530 mm、重量 250 kg、検出可能領域 1.127 π sr である。680 双極電磁石の磁場領域を覆っている。読み出しは 1191 チャンネルである。表 2.5 に CDC のワイヤーの位置とセルサイズを示した。

2.6 トリガー計数率の抑制

データ収集のトリガー条件は

$$\text{Trigger} = (\text{SUMOR} \otimes (\text{nIH} \geq 2)) \otimes (\text{nOH} \geq 2) \tag{2.3}$$

となる。光子ビームを用いたストレンジネス生成実験では電子対生成で発生した e^+e^- がトリガー条件を満たすため、主なバックグラウンドとなってしまう。そこで、スイープマグネット、真空チェンバー、Electron Veto Counter (EV) を用いてバックグラウンド対策を施した。

2.6.1 スイープマグネット

制動放射により発生した光子のビームハローを除去するためにラジエータの下流 3.8 m の位置に設置された内径 10 mm 、厚さ 250 mm の鉛コリメータを設置する。コリメータ

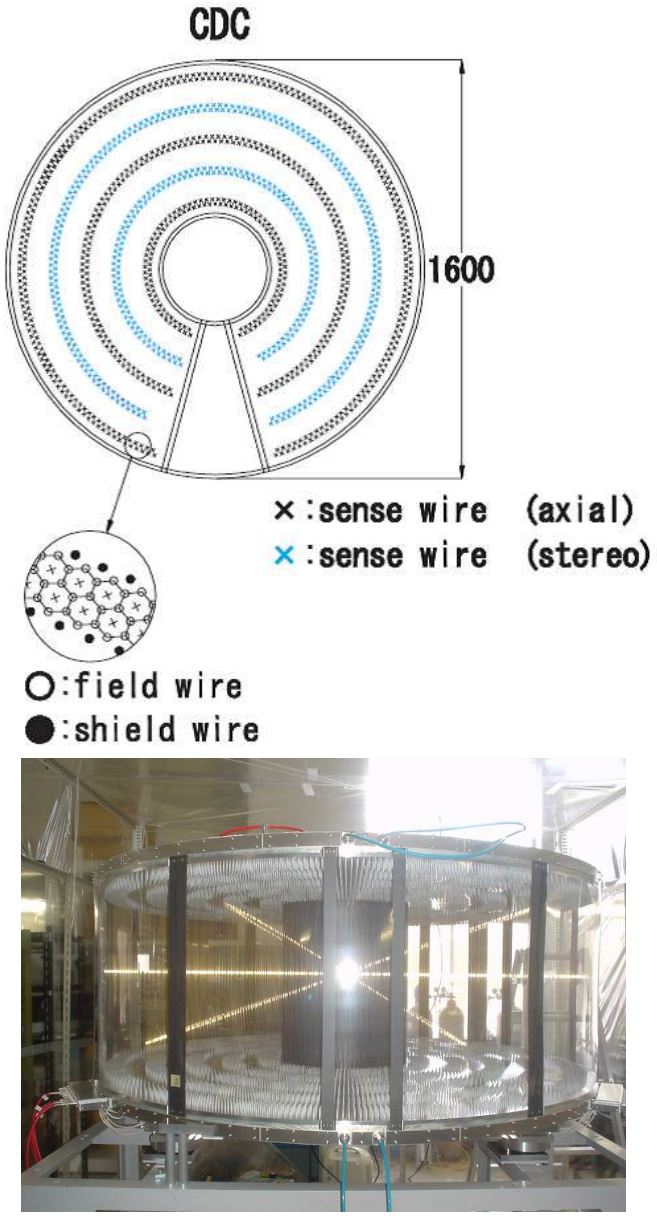


図 2.13: 上が CDC のレイアウト、下が実際の写真

のすぐ下流にスイープマグネットと呼ぶ双極電磁石を設置した。スイープマグネットにより曲げられた e^+e^- はビーム軌道から外れ、コンクリートシールドに衝突する。磁極間距離は 100 mm で、 300 A の電流を流し、その時の磁場は 1.05 T になる。

2.6.2　真空チェンバー

光子ビームライン上の物質量を減らし、電子対生成される e^+e^- を抑制する目的で真空チェンバーを設置した。コリメータから標的手前約 20 cm までを 60 Pa 程度まで真空引きする。これにより標準状態の空気と比較して発生される e^+e^- の放射長は 1/60 になる。

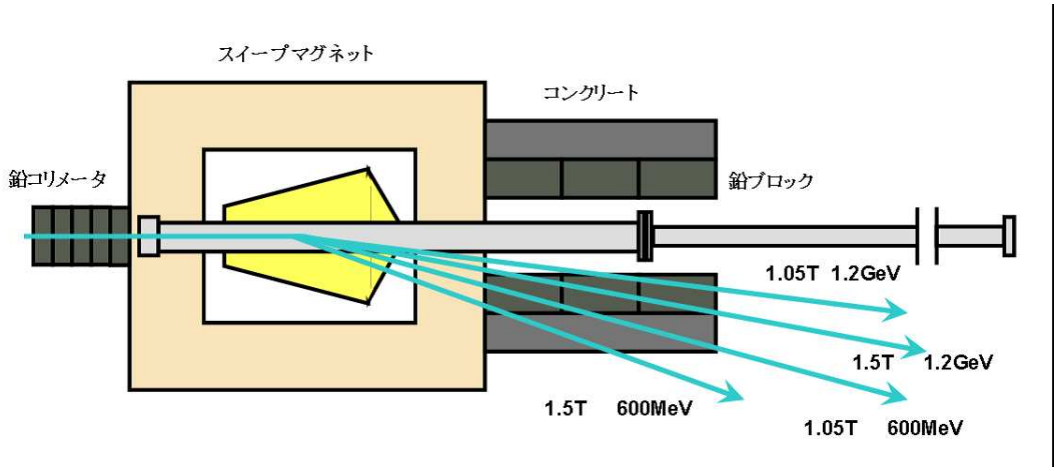


図 2.14: 図の左側から光子ビームが入射してきている。青の矢印はそれぞれエネルギーが 0.6 GeV 、1.2 GeV の時の磁場が 1.05 T 、 1.50 T の時電子の軌道である。

2.6.3　Electron Veto Counter (EV)

EV はビーム上流やターゲット領域で発生した e^+e^- のバックグラウンドを抑制するために図 2.15 のようにビーム平面上に設置されている。ビーム上流はシンチレーションカウンタのみで構成されていて、ビーム下流はシンチレーションカウンタとルサイトチェレンコフカウンタを設置している。

シンチレーションカウンタの大きさは、EVS-1,2 が幅 50 mm × 長さ 500 mm× 厚さ 20 mm、EVS-3 が幅 50 mm × 長さ 1000 mm× 厚さ 20 mm、EVS-4 が幅 200 mm × 長さ 600 mm× 厚さ 20 mm、である。ルサイトチェレンコフカウンタは厚さが EVS-1,2 の 2 倍で、EVS1,2 の上流側に設置してある。しかし、Λ から生成される陽子は前方に分布するため、EVS-1,2 は使用していない。

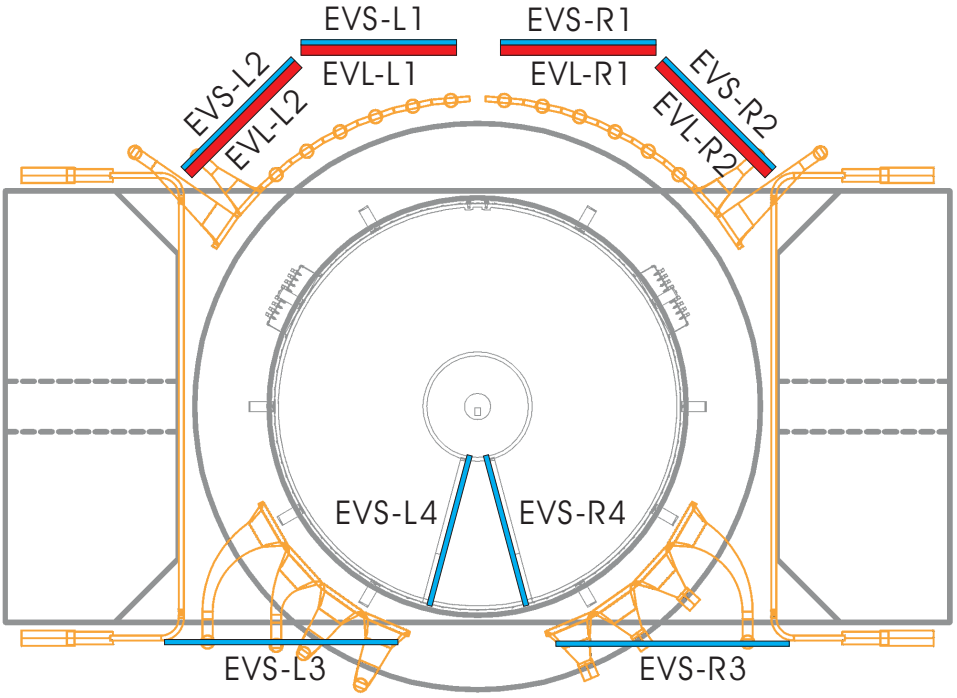

EVS-L1
EVS-R1
EVS-L2
EVL-L1
EVL-R1
EVS-R2
EVL-L2
EVL-R2
EVS-L4
EVS-R4
EVS-L3
EVS-R3

図 2.15: EV の配置図

第3章　解析

3.1　解析の概要

この章ではNKS2実験のデータにおけるΛ生成反応イベントの解析を述べる。なお、今回の解析では全収集データの約4分の1を解析した。

Λは電荷を持たず直接測定することが不可能なので、崩壊によって生成されるpとπ^-を同定することで、不変質量分布からΛを測定することが可能になる。

解析の流れは、

1. 2つの荷電粒子のトラッキングを行い運動量pと飛行距離lを求める。
2. IHとOHから荷電粒子の各粒子の飛行時間tを求める。
3. 飛行時間tと飛行距離lから 速さβを算出し、運動量pとβの関係から粒子を識別する。
4. p、π^-と識別されたイベントの崩壊バーテックスを再構成し、不変質量分布からΛを同定する。
5. Geant4を用いたシミュレーションでΛ粒子のアクセプタンスを見積もる。
6. データ収集に関するEfficiencyを見積もる。
7. 断面積を求める。

となる。

3.2　不変質量の同定

3.2.1　トラッキング

CDCとSDCを解析してpとπ^-の飛跡が求められる。磁場中で荷電粒子は円運動をするので、運動量をp、曲率半径をρ、一様な磁場の大きさをBとすると、式(3.1)からそれぞれの粒子の運動量を求めることが出来る。

$$p[\mathrm{GeV}/c] = 0.3 \cdot B[\mathrm{T}] \cdot \rho[\mathrm{m}] \tag{3.1}$$

また、p と π^- の飛跡を再構成して 1 つに交わる点、もしくは最近接点から Λ 崩壊点を求めることが出来る。図 3.1 は、あるイベントのイベントディスプレイ、図 3.2 に d(γ,Λ)X 反応による不変質量のピーク (図 3.19) を選んだときの p と π^- の運動量 p_p と p_{π^-}、角度分布 $\cos\theta_p$、$\cos\theta_{\pi^-}$ を示す。ここでの角度分布は、x 軸と定義したビームに対して、崩壊バーテックスからの荷電粒子の運動量ベクトルとの角度 θ_p,θ_{π^-} の余弦をとったものを表している。

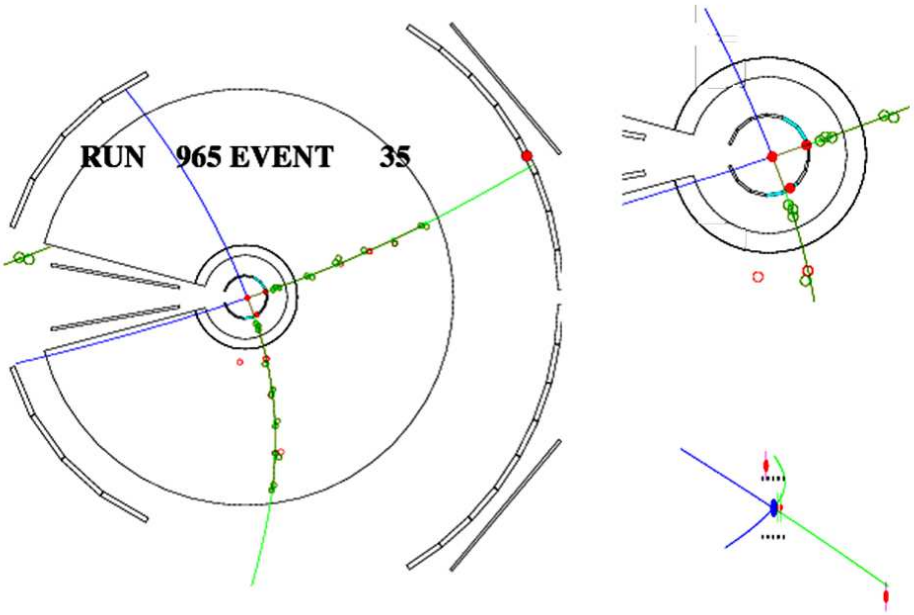


図 3.1: チェンバー内で 2 つの荷電粒子をトラッキングした図。右上は中心部 (SDC 部分) を拡大したもの、右下は z 軸方向に射影した図。

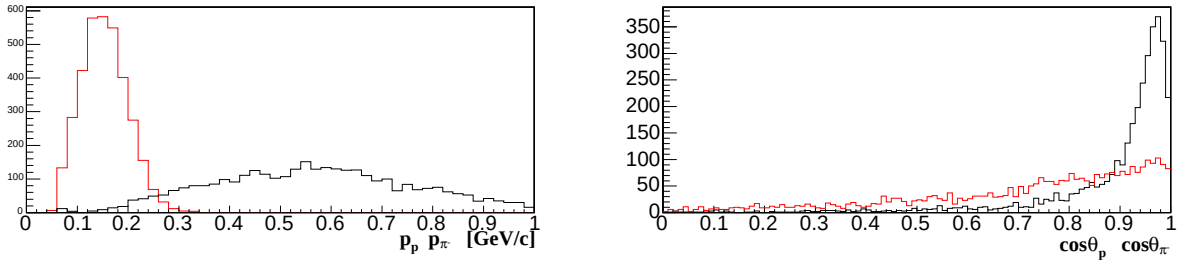


図 3.2: p と π^- の運動量分布 (左) と角度分布 (右)。黒が p で、赤が π^- を表している。

3.2.2　粒子識別

680 双極電磁石中心に置かれたドリフトチェンバーで測定された荷電粒子の飛跡を解析することで運動量 p と飛行距離 l を求めることが出来る。また、IH をスタートとし OH をストップとしてそれぞれの検出時間の差から荷電粒子の飛行時間 t を求めることが出来る。飛行距離 l と飛行時間 t から荷電粒子の速さ β の関係式は式 3.2 として計算できる。

$$\beta = \frac{l}{t} \tag{3.2}$$

と計算できる。

また荷電粒子の質量 m は

$$m^2 = p^2(\beta^{-2} - 1) \tag{3.3}$$

と計算できるため、荷電粒子の種類を識別することが出来る。

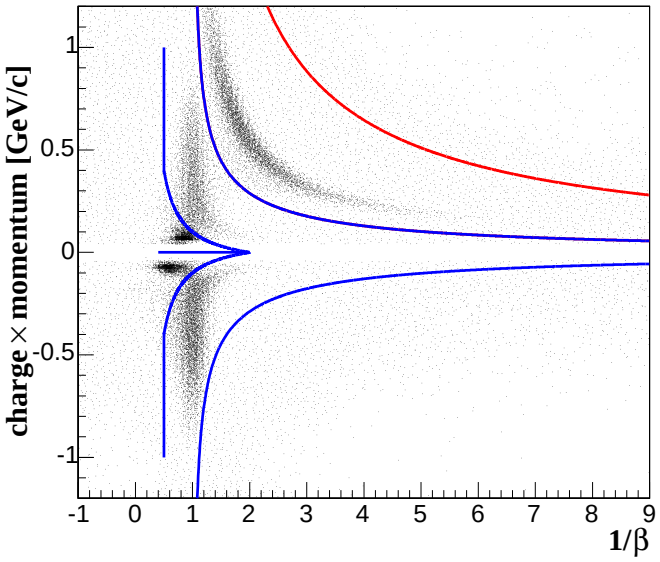


図 3.3: 荷電粒子の速さ β と運動量 p の相関。青いラインで囲まれている部分を π^+, π^-、青いラインと赤いラインで囲まれた部分を p とした。

3.2.3　崩壊点の再構成

Λ 粒子は生成した直後よりその寿命にしたがって崩壊するため崩壊バーテックスは標的内部から標的の外まで分布する。終状態に p と π^- を持つイベントのうち標的内にバーテックスを持つものには、その他のハドロン反応起因のバックグラウンドを含む。そこ

で、Λ の寿命が長い ($c\tau$ = 7.89 [cm]) ことを利用して標的の外に崩壊バーテックスを持つイベントを選ぶことにより、バックグラウンドの混入を小さくすることが可能である。ただし、シミュレーションでわかるように Λ は標的の中では全体の約 30%ほど崩壊している (図 3.6)。以下では、崩壊バーテックスが標的内部を含めるときと、標的外の場合 (Decay Volume Selection) に分けて分布を見た。図 3.4 は崩壊バーテックスの概念図を示す。また図 3.5 は崩壊バーテックス分布図を示す。さらに図 3.7 は崩壊バーテックスを全部選んだときの不変質量と、標的外だけの崩壊バーテックスを選んだときの不変質量の比較である。

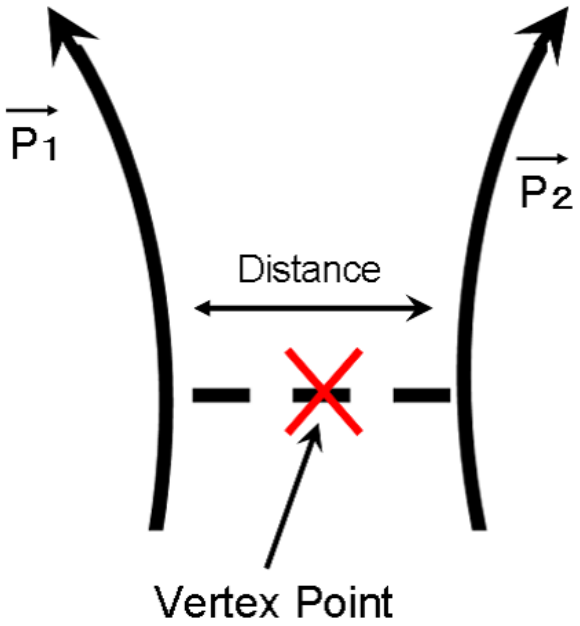


図 3.4: 崩壊バーテックスの概念図。2 つの粒子の飛跡を求めて、その飛跡の最近接点を崩壊バーテックスとした。また、2 つの飛跡の距離を Distance と定義した。

3.2.4 不変質量の計算

Λ 粒子は主に次の 2 つの反応から生成される。

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{K}^{+} + \Lambda \tag{3.4}$$

$$\gamma + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{K}^{0} + \Lambda \tag{3.5}$$

また、Λ は主に 2 つの崩壊モードがあり、

$$\Lambda \rightarrow \mathrm{p} + \pi^{-} \tag{3.6}$$

$$\Lambda \rightarrow \mathrm{n} + \pi^{0} \tag{3.7}$$

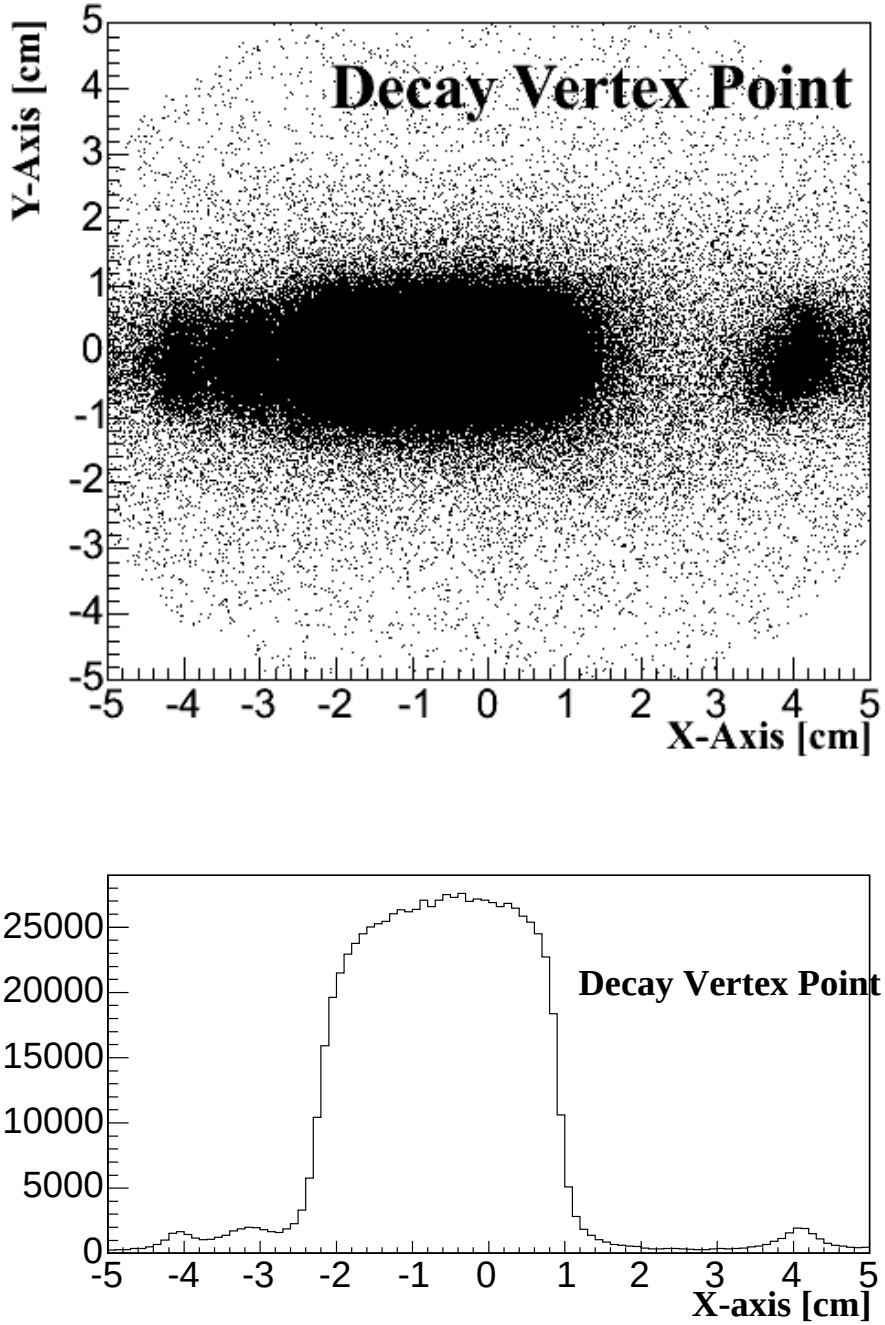


図 3.5: 崩壊バーテックスの分布。上が x 軸と y 軸に射影した崩壊バーテックスの分布。下は x 軸に射影したもの。厚さ 3 cm の標的の形が表れている。

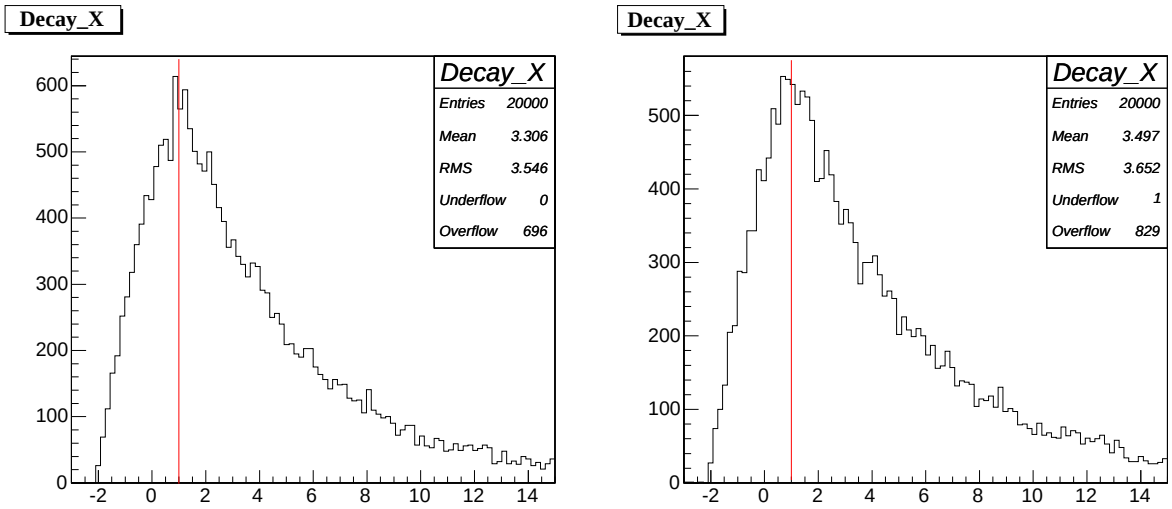


図 3.6: シミュレーションによる Λ の崩壊位置の分布。Kaon-MAID で p(γ,K$^+$)Λ 反応と n(γ,K^0)Λ 反応 のチャンネルのそれぞれでの x 軸上の崩壊バーテックスを表している。赤線の左側が標的内。標的内で約 30%崩壊している。

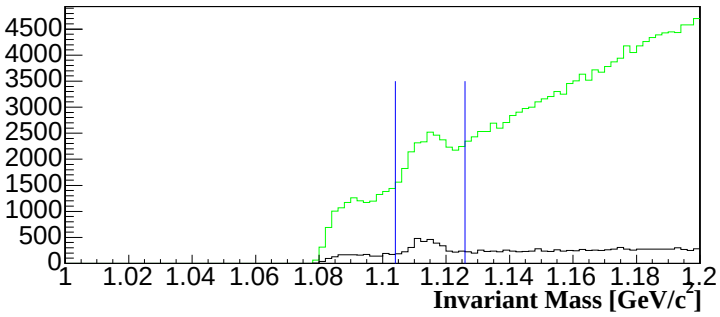


図 3.7: 標的内の崩壊バーテックスを含めた不変質量分布。緑の線がターゲット内も含めた分布。黒い線は Decay Volume Selection を行なったときの分布である。

となる。崩壊比は式 (3.6) が 64%で式 (3.7) が 36%である。本実験の検出器では電荷を持たない n と π^0 を検出することは不可能なため、p と π^- の不変質量 m_Λ を求めて、Λ を同定する。このとき、

$$\overrightarrow{p_\Lambda} = \overrightarrow{p_\mathrm{p}} + \overrightarrow{p_{\pi^-}} \tag{3.8}$$

$$m_\Lambda^2 = \left(\sqrt{\overrightarrow{p_\mathrm{p}}^2 + m_\mathrm{p}^2} + \sqrt{\overrightarrow{p_{\pi^-}}^2 + m_{\pi^-}^2}\right)^2 - (\overrightarrow{p_\mathrm{p}} + \overrightarrow{p_{\pi^-}})^2 \tag{3.9}$$

となる。$\overrightarrow{p}$、m はそれぞれ 3 次元運動量と質量で、添字は Λ と p 、π^- の粒子を表す。

3.2.5 カット条件

本論文で使用したカットを以下に示す。

Timing Cut

このカット条件は NKS2 でのイベントと γ 線との対応を取るためのカットである。STB リングを周回する電子のマイクロバンチの間隔は 2 nsec である。IH に粒子がヒットした時間を T_{IH}、Tagger が鳴った時間を T_{Tag} とする。IH と Tagger の距離が 6 cm と小さく、標的で生成された粒子の速さは考慮していないので、

$$-2[\mathrm{nsec}] < T_{IH} - T_{Tag} < 2[\mathrm{nsec}]$$

と条件付けた。

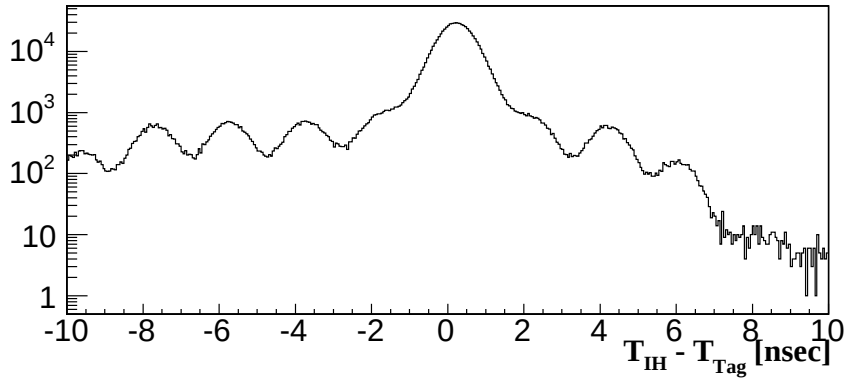


図 3.8: $T_{IH} - T_{Tag}$ の分布。 2 [nsec] ごとに電子のマイクロバンチや γ 線が IH や TagF に当たっていることがわかる。

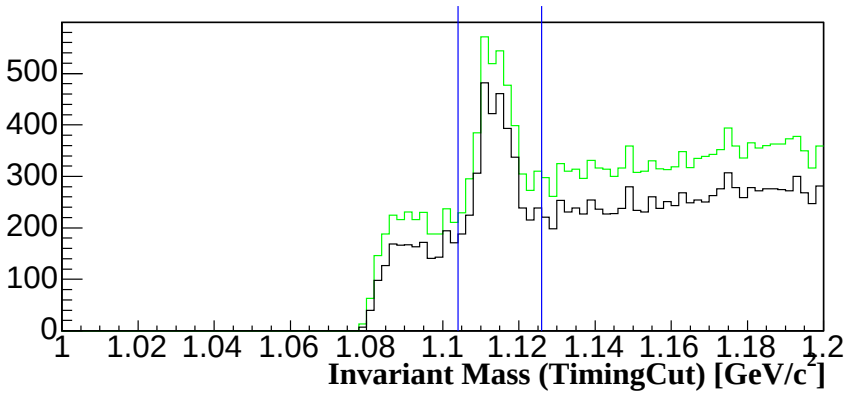


図 3.9: Timing Cut を掛けたときの $p\pi^-$ の 不変質量。緑の線が条件を掛ける前、黒い線が条件を掛けた後。

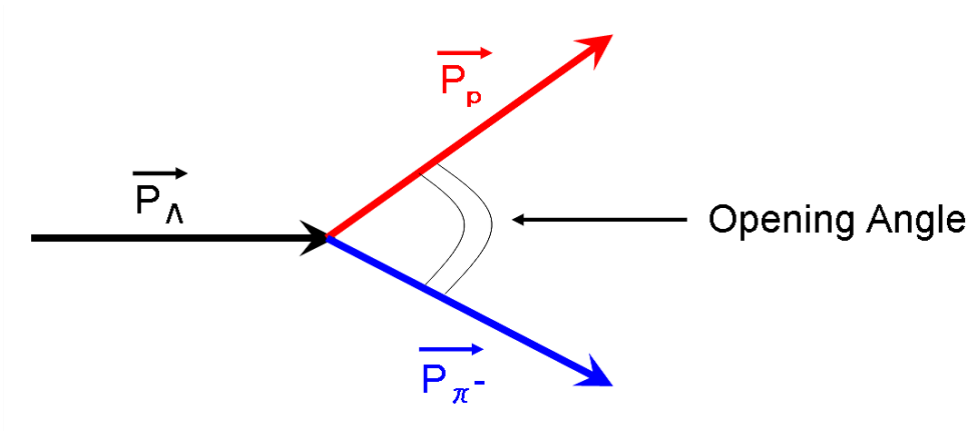


図 3.10: Opening Angle の概念図

Opening Angle Cut

Opening Angle とは 2 つの崩壊粒子の成す角度である (図 3.10)。

γ 線の電子対生成では e^+e^- の Opening Angle は非常に小さい。そこで e^+e^- によるバックグラウンドを落とすために

$$-0.9 < \cos\theta_{\mathrm{OpeningAngle}} < 0.95$$

とした。

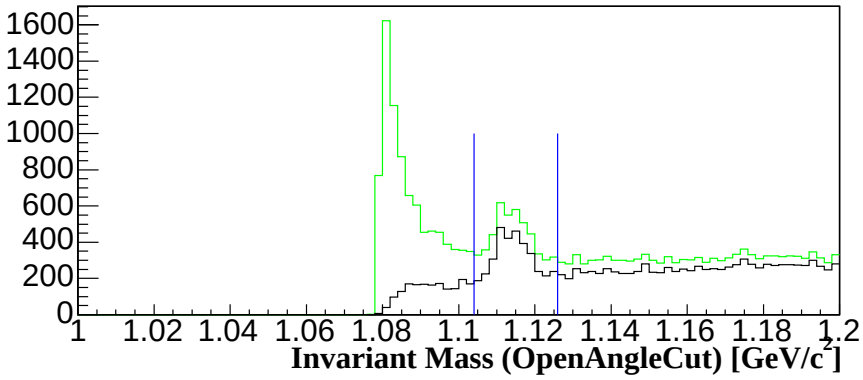


図 3.11: Opening Angle Cut を掛けたときの不変質量。緑の線が条件を掛ける前、黒い線が条件を掛けた後。1.08 GeV/c^2 付近の e^+e^- によるピークがこの Cut により除去されていることがわかる。

Distance Cut

2 つの飛跡の距離を Distance[cm] として、

$$\mathrm{Distance} < 2.0[\mathrm{cm}]$$

とした。図 3.4 に Distance の概念を示す。

χ^2 Cut

荷電粒子の飛跡をトラッキングしたときの χ^2 である。具体的には、

$$\chi^2 < 5$$

とした。

3.3 Λ の分布

始めに、不変質量のピークが 2 つの山に分かれていることに関して述べる。Λ が崩壊して p と π^- に分かれるとき、2 つの場合が考えられる (図 3.14)。この時に、飛ぶ軌跡が変わ

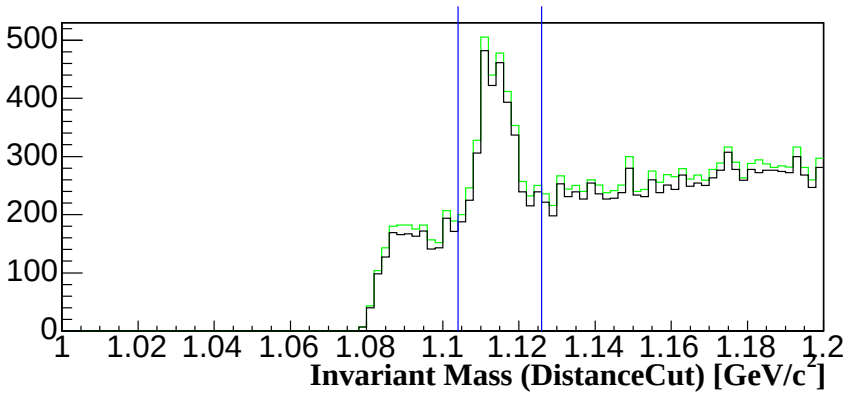


図 3.12: Distance Cut を掛けたときの不変質量。緑の線が条件を掛ける前、黒い線が条件を掛けた後。

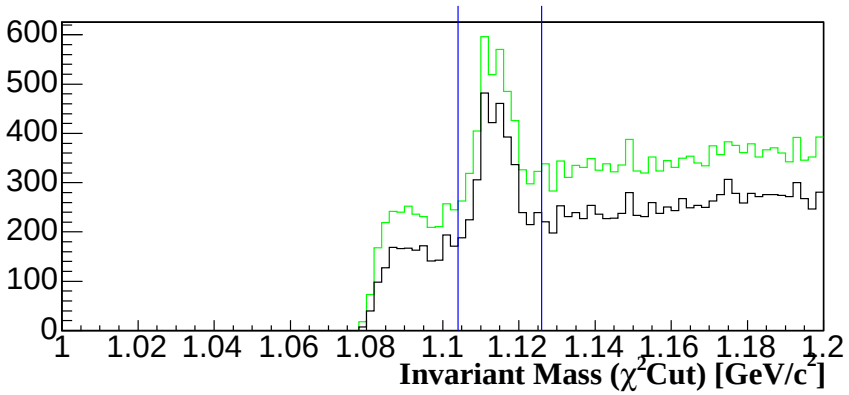


図 3.13: χ^2 Cut を掛けたときの不変質量。緑の線が条件を掛ける前、黒い線が条件を掛けた後。

ることで検出器への入射角が変わり、検出に誤差が生じるのではないかと思われる。二つを場合分けは次の条件式で求めた。

$$p_x^{\Lambda} \cdot p_y^{p} - p_y^{\Lambda} \cdot p_x^{p} > 0 \tag{3.10}$$

$$p_x^{\Lambda} \cdot p_y^{p} - p_y^{\Lambda} \cdot p_x^{p} < 0 \tag{3.11}$$

それぞれ Λ の運動量の x 成分、y 成分、p の運動量の x 成分、y 成分である。このときの不変質量分布を図 3.15 に示す。

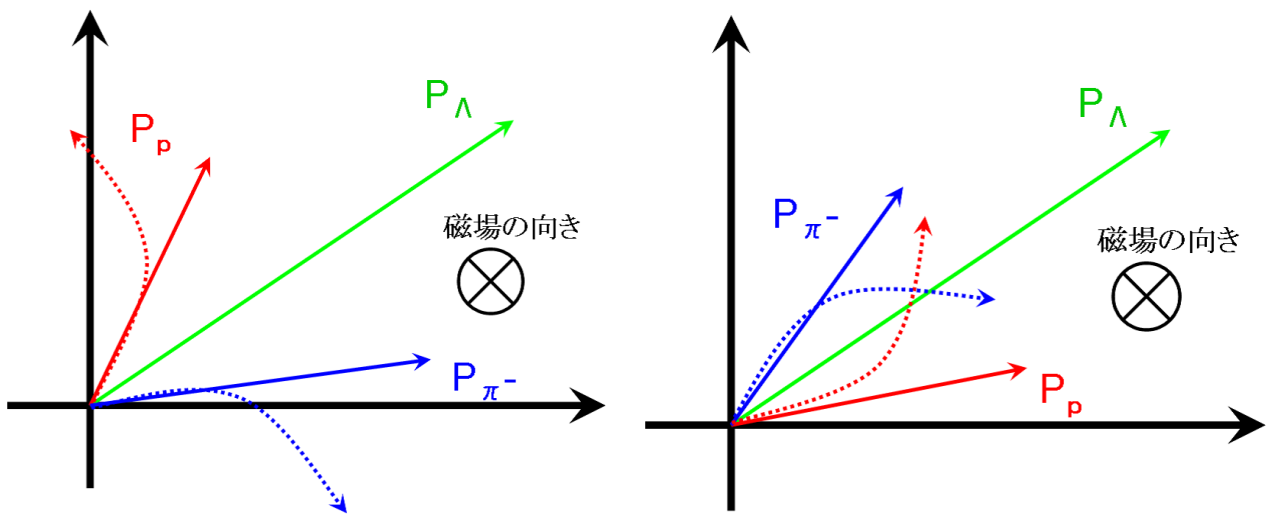


図 3.14: 二つの崩壊のし方。 左の絵が式 (3.10) で右の絵が式 (3.11) を表す

3.3.1 Λ 粒子の分布

まず、図 3.16 にそれぞれの γ 線のエネルギー ($0.8 \leq E_\gamma < 0.9$、$0.9 \leq E_\gamma < 1.0$、$1.0 \leq E_\gamma \leq 1.1$) ごとに示す。

表 1.1 からわかるように、 p(γ,K$^+$)Λ 反応と n(γ,K^0)Λ 反応の γ 線エネルギー閾値は 900MeV より大きいので、$0.8 \leq E_\gamma < 0.9$ では Λ のピークを見ることはできない。

次に、図 3.17 に $\cos\theta_\Lambda$ を 3 つの領域 ($0.8 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.9$、$0.9 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.95$、$0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$) で示す。このヒストグラム見てみると $\cos\theta_\Lambda < 0.9$ では、ほとんど Λ のピークは見られない。Λ の生成分布が実験室系で前方であることが分かる。

また、運動量と $\cos\theta_\Lambda$ の分布も見てみると、図 3.18 のようになった。これ以降は 2 つの γ 線のエネルギー領域 ($0.9 \leq E_\gamma < 1.0$、$1.0 \leq E_\gamma \leq 1.1$) について議論する。

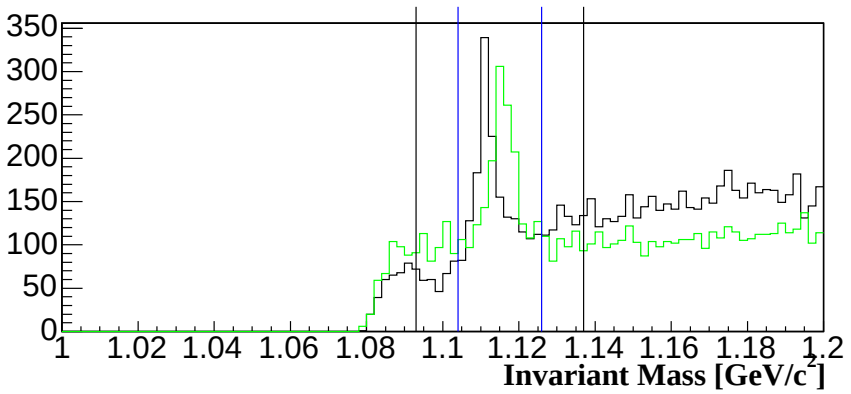


図 3.15: それぞれの場合のピークの違い 式 (3.10) が緑、式 (3.11) が黒

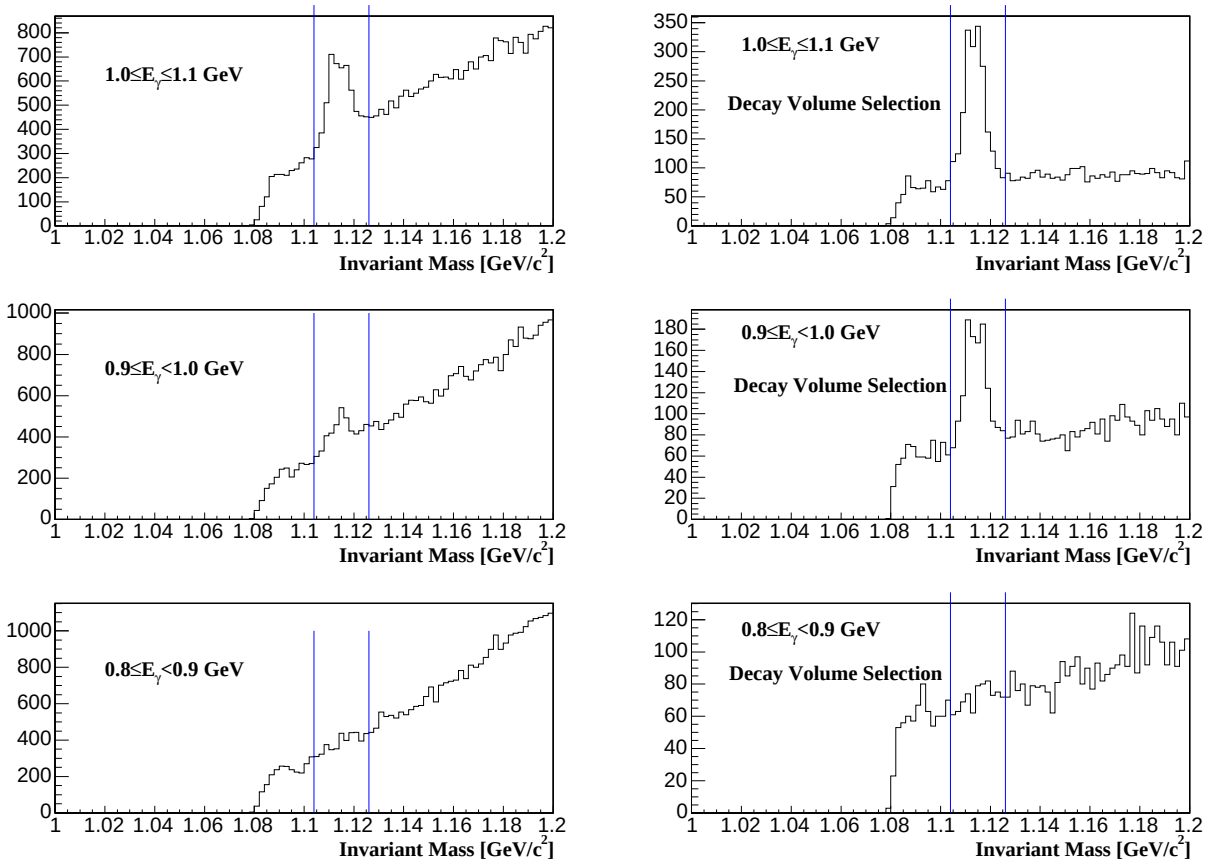


図 3.16: γ 線エネルギーごとの不変質量分布。右が Decay Volume Selection を施している。下から $0.8 \leq E_\gamma < 0.9$、$0.9 \leq E_\gamma < 1.0$、$1.0 \leq E_\gamma \leq 1.1$ で分けている。

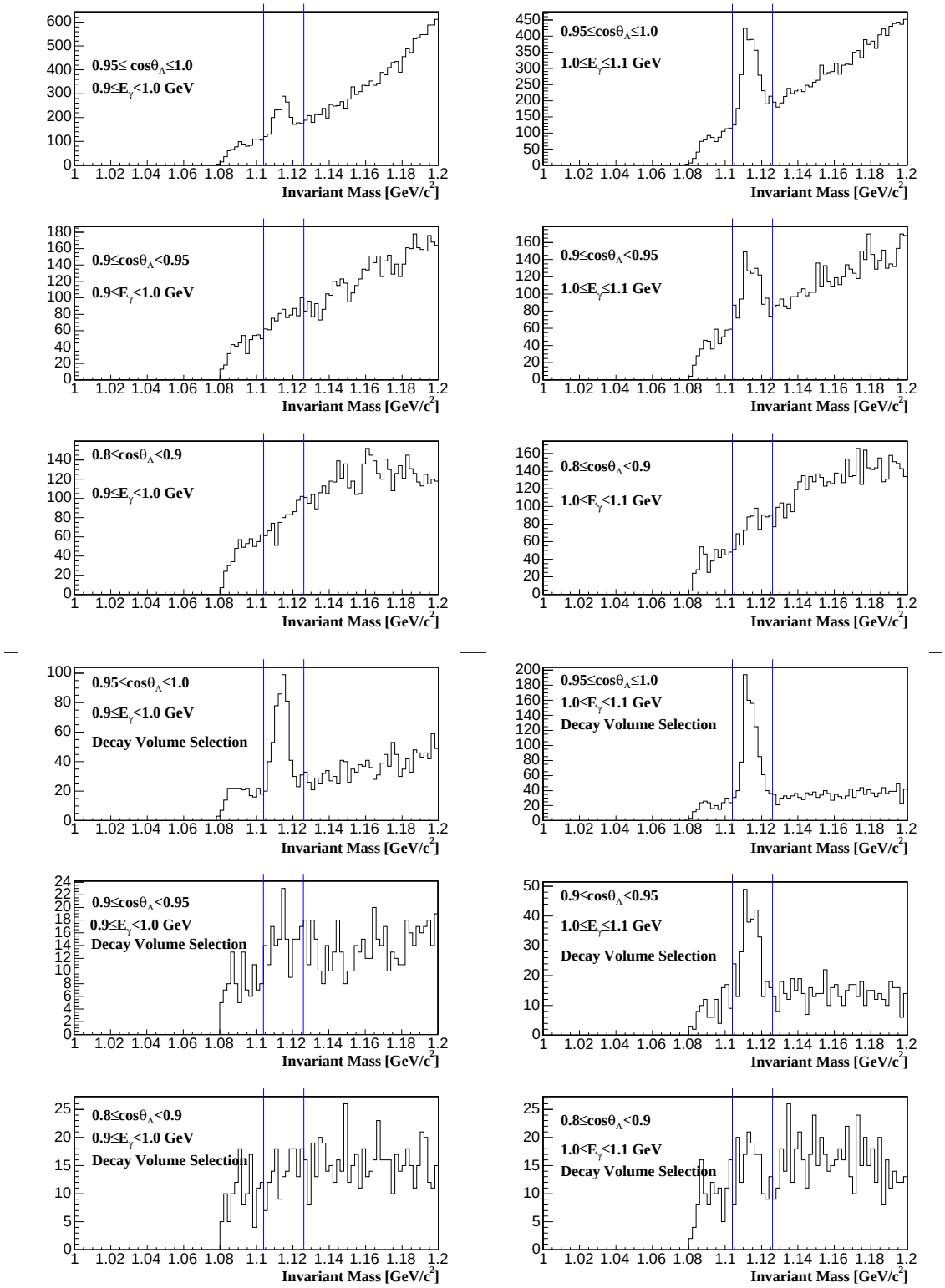


図 3.17: 角度領域ごとの不変質量分布。下の 3 つが Decay Volume Selection を行なったもの。下から $0.8 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.9$、$0.9 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.95$、$0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ で分けている。また、右の図が $1.0 < E_\gamma \leq 1.1$、左の図が $0.9 \leq E_\gamma \leq 1.0$ のエネルギー領域である。

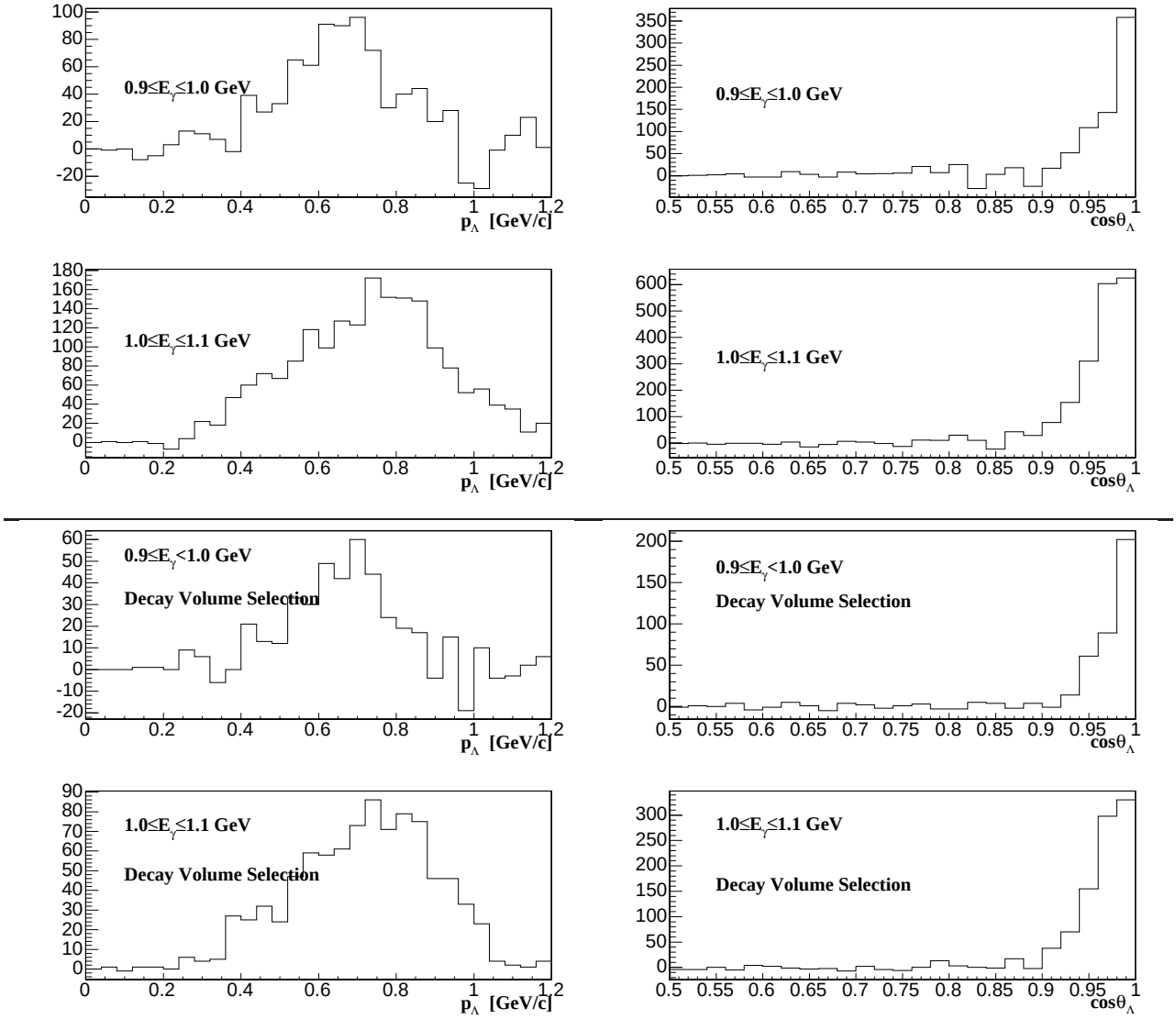


図 3.18: Λ の運動量と角度分布の左が運動量 p_Λ 、右が $\cos\theta_\Lambda$ をとったものを表している。下の 2 行が decay Volume Selection を行なったものである。また、1 行目と 3 行目が $0.9 \le E_\gamma < 1.0$、2 行目と 4 行目が $1.0 \le E_\gamma \le 1.1$ のエネルギー領域である。

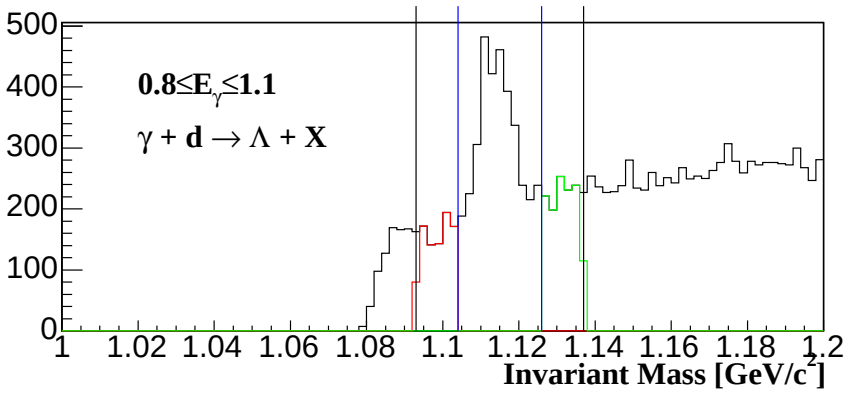


図 3.19: 不変質量分布。ピークの両側の赤と緑の領域を Λ のピークの下にあるバックグラウンドの数とした。

3.3.2 バックグラウンドの除去

バックグラウンドは様々な要素が絡んでおり、単純に取り除くことは出来ない。今回は不変質量の分布の、ピーク付近の分布からピーク領域の下にあるバックグラウンドを見積もった。不変質量のピーク幅 (図 3.19 の青線部分) の $\frac{1}{2}$ 幅をそれぞれピークの前後に取り (図 3.19)、不変質量のピークの運動量-cosθ の 2 次元分布から (図 3.20、図 3.21 の上) バックグラウンドの分布 (図 3.20、図 3.21 の中心) を引いた。図 3.20 の下と図 3.21 の下に測定された Λ の分布を示す。さらに、運動量と角度分布それぞれの 1 次元分布を図 3.22、図 3.23 に示す。

また、同様のバックグラウンドを除去した際の p と π^- の運動量と角度分布を図 3.24 に示す。

3.4 モンテカルロシミュレーション

Geant4 プログラムを用いてモンテカルロシミュレーションを行ない、Λ に対する NKS2 アクセプタンスを評価した。Λ を実験室系で等方的に 10^8 個のイベントを生成させ、運動量 p_Λ の範囲を 0.0 [GeV/c] $\leq p_\Lambda \leq$ 1.2 [GeV/c]、ビームに対する角度分布を $0.50 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.00$ とした。また、チェンバーの位置分解能とホドスコープの時間、OH で出した Z 位置の位置分解能、チェンバーの efficiency などを表 3.1 のようにして求めた。

3.4.1 Λ 粒子のアクセプタンスの分布

Λ のアクセプタンスを示す。標的内の崩壊バーテックスを含むアクセプタンスは図 3.25、Decay Volume Selection をしたアクセプタンスは図 3.26 のようになる。さらに $0.8 \leq \theta_\Lambda < 0.9$、$0.9 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.95$、$0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ の領域で分けた運動量を図 3.27 に示す。

シミュレーション用いた条件	対応する値
Λ の生成数	10^8
p_Λ	$0.0[\mathrm{GeV/c}] \leq p_\Lambda \leq 1.2[\mathrm{GeV/c}]$
$\cos\theta_\lambda$	$0.50 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.00$
SDC	150[μm]
CDC	200[μm]
ホドスコープの時間分解能	200[psec]
z 位置	2.0[cm]
チェンバー efficienncy	0.99

表 3.1: シミュレーションに用いた各パラメータの値

3.5 断面積

微分断面積は、

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \frac{N_\Lambda(p、\cos\theta)}{N_\gamma \cdot N_{target} \cdot \epsilon_{accept}(p、\cos\theta) \cdot \epsilon_{DAQ} \cdot \epsilon_{Track} \cdot 2\pi \cdot \Delta p \cdot \Delta(\cos\theta)} \tag{3.12}$$

で求められる。N_Λ は実験で得られた Λ の数、N_γ は標的に衝突した γ 線の数。N_{target} は標的の面密度である。また、ϵ_{accept} は章 3.4 で求めたアクセプタンスで、ϵ_{DAQ}、ϵ_{Track} はそれぞれ DAQ の efficiency、トラッキングの efficiency である。次の節でこれらの詳細を述べる。

3.5.1 Efficiency

- トラッキング efficiency
  ϵ_{Track} は次の式で定義した。

$$\epsilon_{Track} = \frac{\text{トラッキングできた数}}{\text{チェンバーを通過した荷電粒子の数}}$$

- N_γ
  N_γ は TagF のセグメントごとに求められる。i 番目のセグメントの N_γ の数は次の式で決められる。

$$N_\gamma^i = \acute{N}_\gamma^i \cdot \epsilon_{Tag}^i \cdot \epsilon_{Tagana}^i \tag{3.13}$$

$$\acute{N}_\gamma^i = \text{TagF のヒット数} \tag{3.14}$$

$$\epsilon^{i}_{Tag} = \frac{\text{LeadGlass にヒットした}\gamma\text{線の数}}{(\text{nF} = 1) + (\text{nF} = 2)/2} \tag{3.15}$$

$$\epsilon^{i}_{Tagana} = \frac{(\text{nF} = 1) + (\text{nF} = 2)/2}{\text{TagF のヒット数}} \tag{3.16}$$

ϵ_{Tagana} は、TagF のヒットした数に対する解析可能な γ 線の数である。

ϵ_{Tag} は生成された γ 線と、実際に標的に照射される γ 線の割合である。Lead Glass は NKS2 の後方に設置されており光子ビームを直接検出できる。Lead Glass にヒットした γ 線の数と標的に照射された γ 線の数は同じとした。図 3.28 に示した絵は Lead Glass の ADC と TagF のセグメント番号の相関図である。上の式で用いた nF は、電子が通った TagF のセグメントの数である。よって、(nF = 1) + (nF = 2)/2 は解析における γ 線である。

以上から N^{i}_{γ} の和を取ることで γ 線の数を求めることが出来る。

- Daq efficiency
  ϵ_{Daq} は次のような式で定義した。

$$\epsilon_{Daq} = \frac{PC\text{ で取得したイベント数}}{\text{トリガー条件を満たしたイベント数}}$$

	求めた値
$\acute{N}_{\gamma}$	1.268×10^{12}
$\acute{N}_{\gamma}$ $(1.0 < E_{\gamma} < 1.1)$	4.284×10^{11}
$\acute{N}_{\gamma}$ $(0.9 < E_{\gamma} < 1.0)$	4.466×10^{11}
$\acute{N}_{\gamma}$ $(0.8 < E_{\gamma} < 0.9)$	3.931×10^{11}
N_{γ}	8.56×10^{11}
N_{γ} $(1.0 < E_{\gamma} < 1.1)$	3.00×10^{11}
N_{γ} $(0.9 < E_{\gamma} < 1.0)$	2.95×10^{11}
N_{γ} $(0.8 < E_{\gamma} < 0.8)$	2.60×10^{11}
$N_{target}[cm^{-2}]$	0.16×10^{24}
ϵ_{Track}	0.74
ϵ_{Daq}	0.69

表 3.2: 2007 年 1 月実験における微分断面積を求めるためのパラメータ群

表 3.2 に式 3.12 で使った変数の数値を載せる。

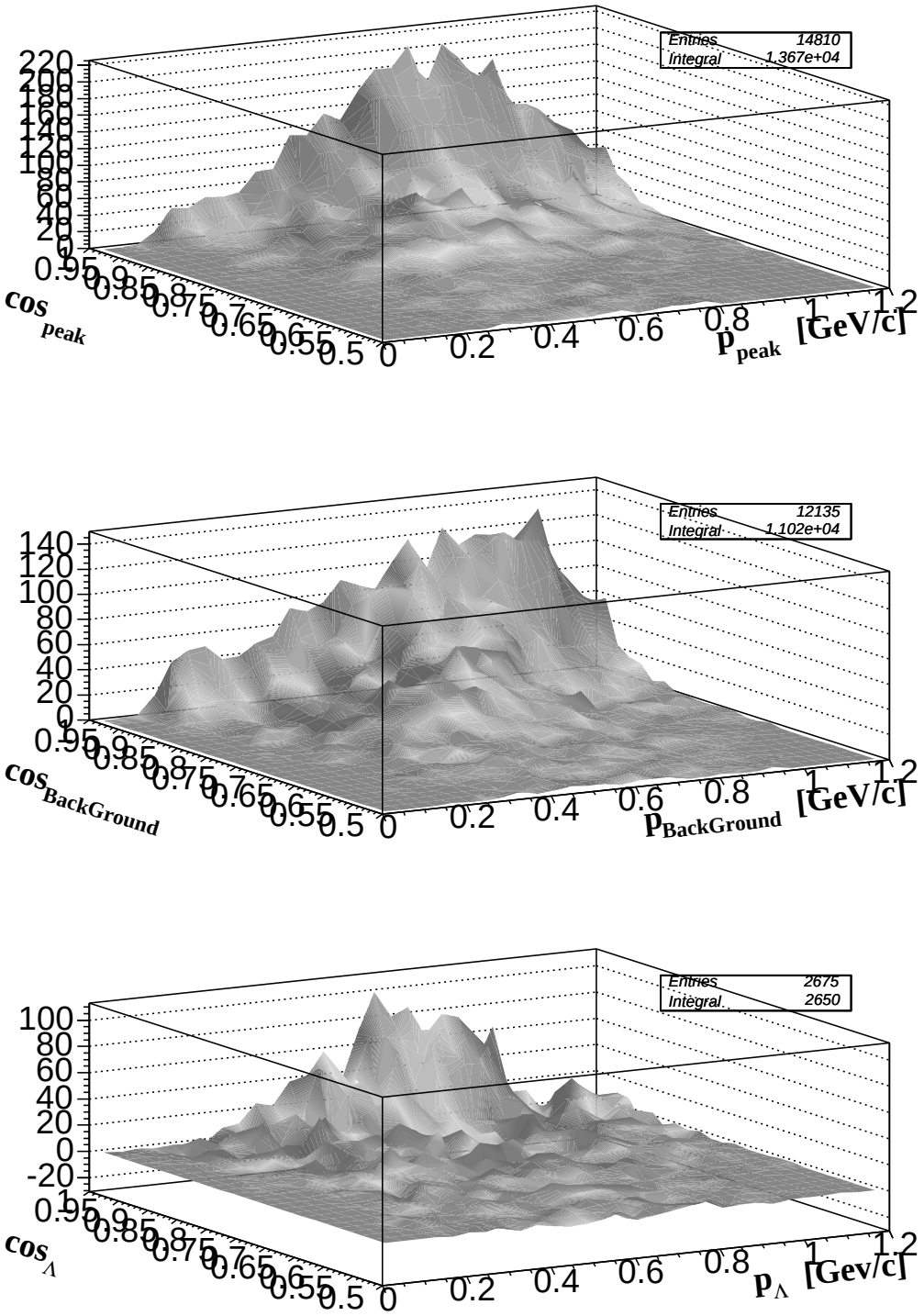


図 3.20: 上がピーク部のみ、中心がバックグラウンドのみ、下が上から中心を引いた 2 次元ヒストグラムを表している。Decay Volume Selection を行なっていない。

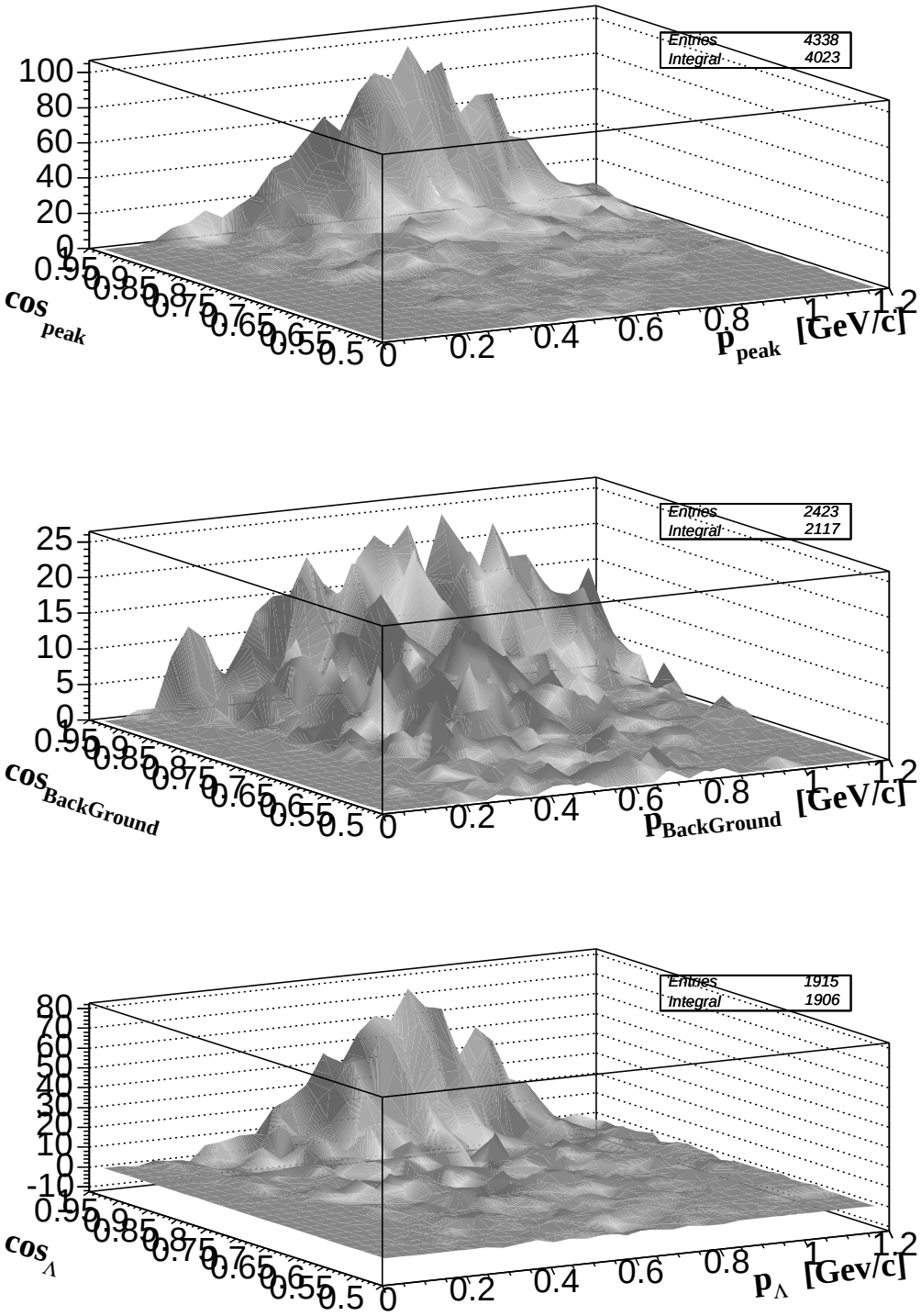


図 3.21: 上がピーク部のみ、中心がバックグラウンドのみ、下が上から中心を引いた 2 次元ヒストグラムを表している。Decay Volume Selection を行なった。

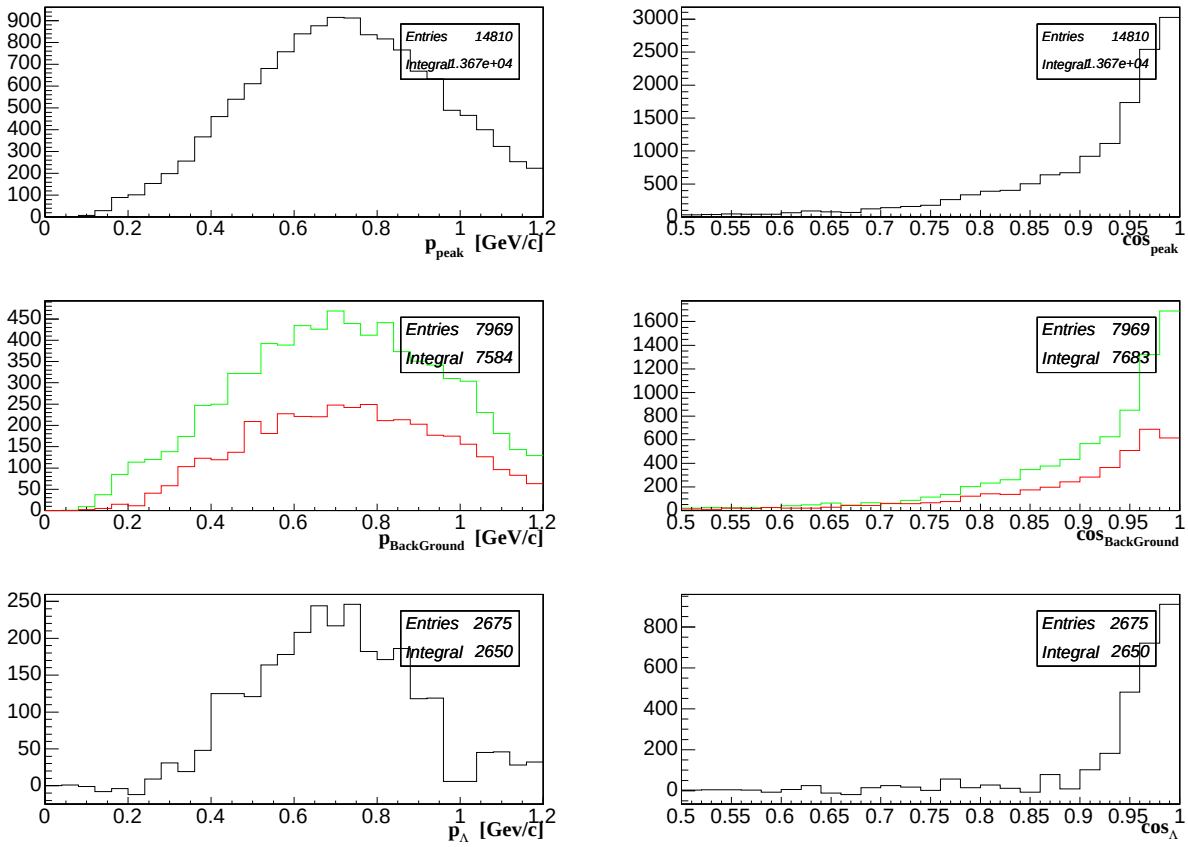


図 3.22: 左の図が運動量、右の図が角度分布。Decay Volume Selection を行なっていない。それぞれ上からピーク部のみ、バックグラウンド、上から中心を引いたもの、となっている。中心の赤と緑のグラフは図 3.19 の色と対応している。

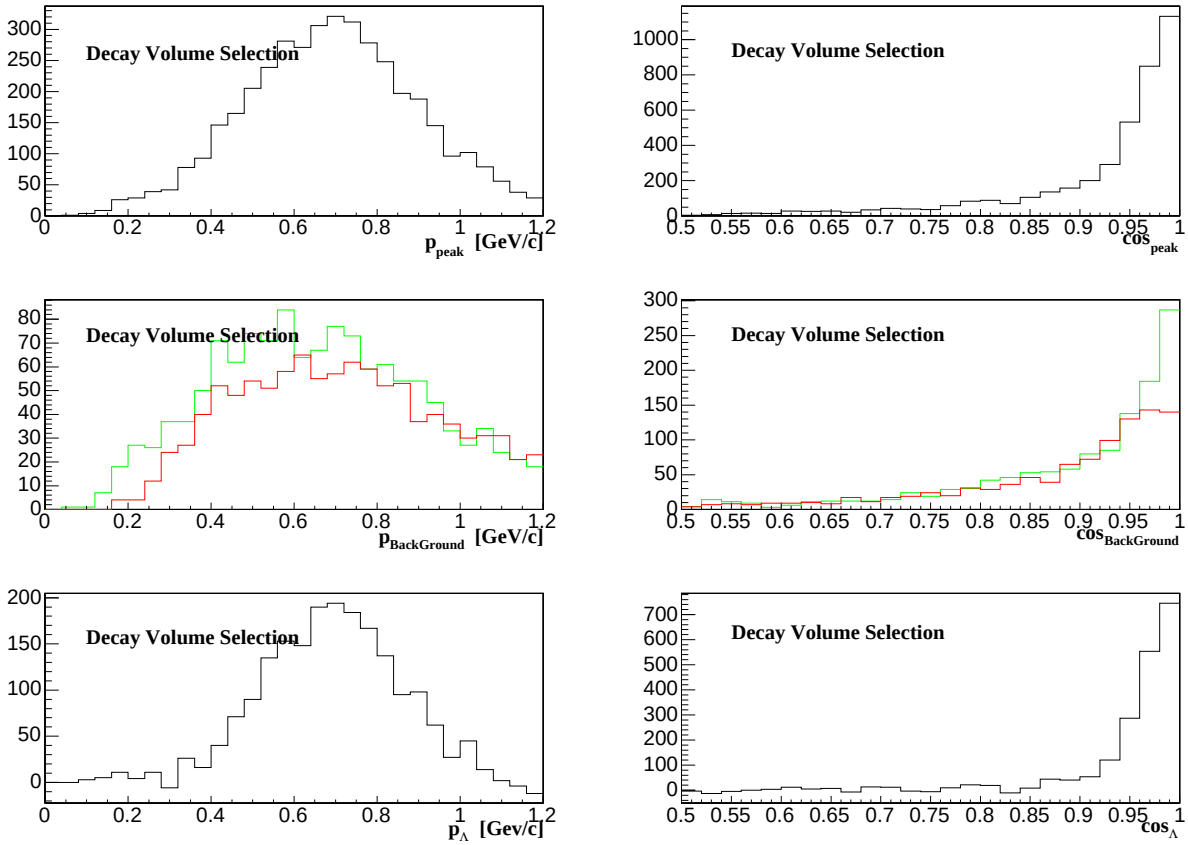


図 3.23: 左の図が運動量、右の図が角度分布。Decay Volume Selection を行なった。それぞれ上からピーク部のみ、バックグラウンド、上から中心を引いたもの、となっている。中心の赤と緑のグラフは図 3.19 の色と対応している。

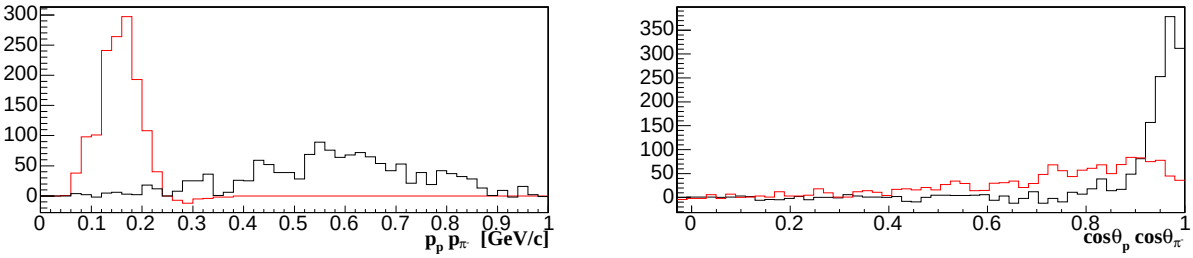


図 3.24: バックグラウンドを引いた p と π^- の運動量分布 (左) と角度分布 (右)。黒が p で、赤が π^- を表している。

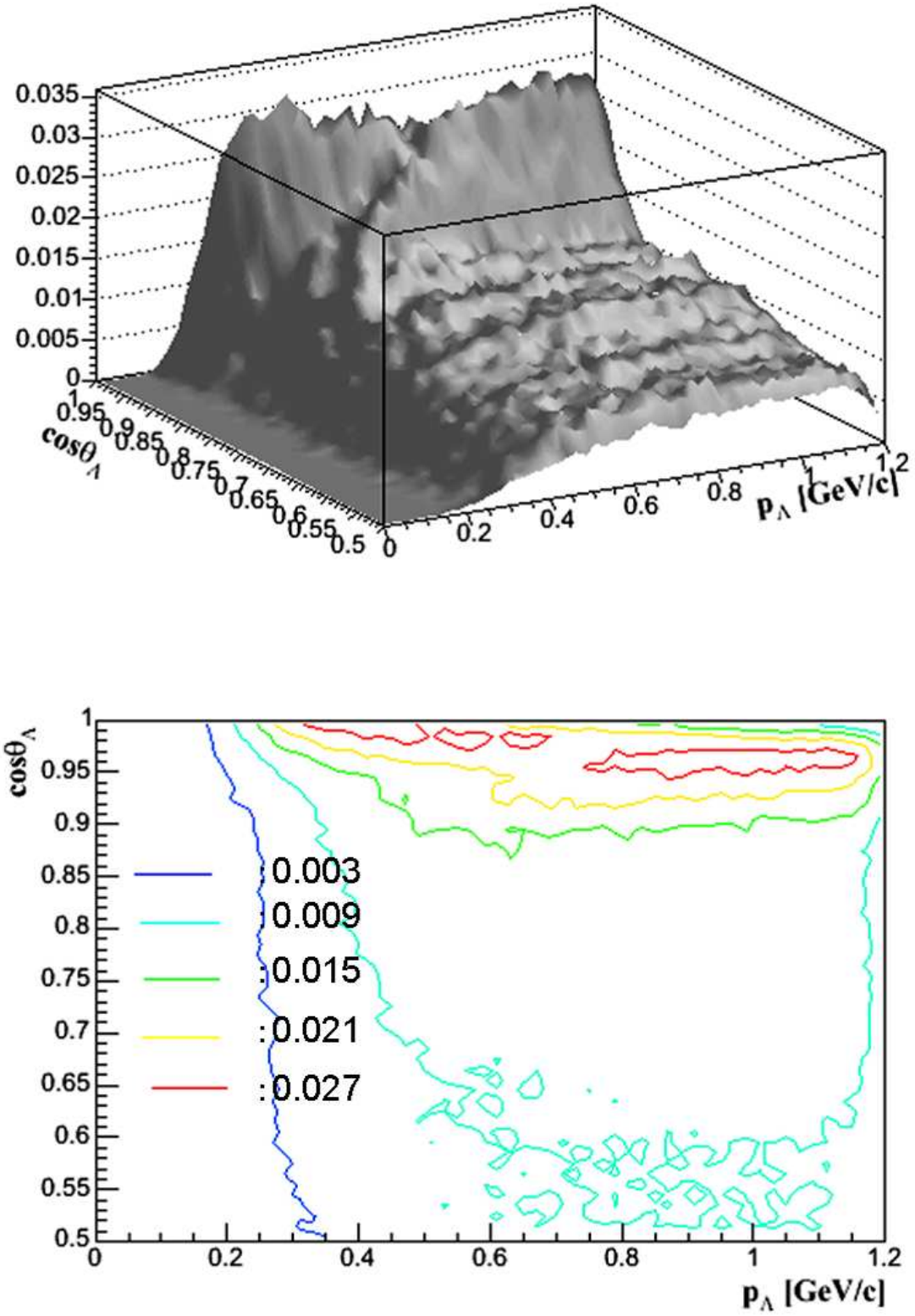


図 3.25: Geant4 で見積もった NKS2 の Λ に対するアクセプタンス。

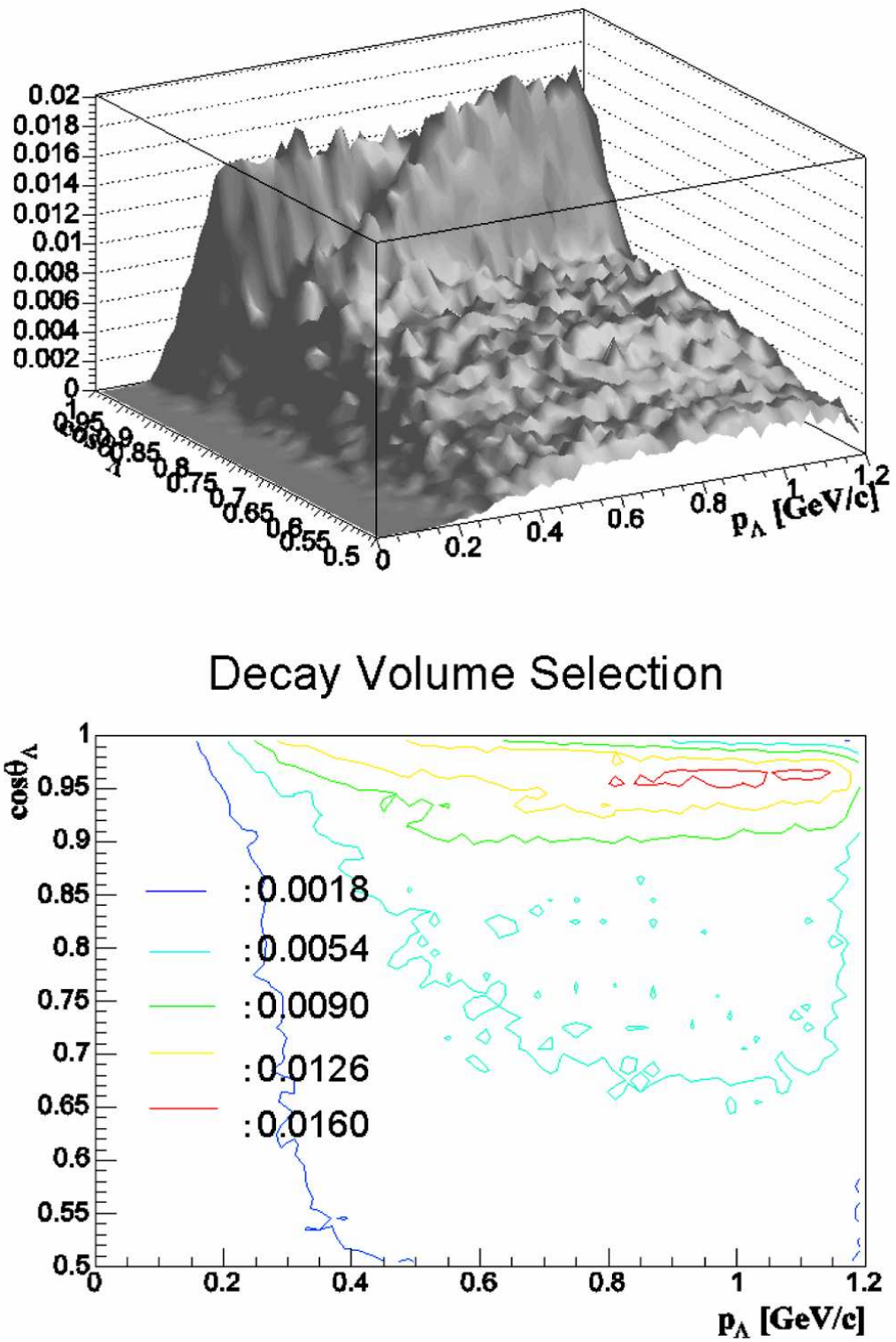


図 3.26: Geant4 で求めた Decay Volume Seluction での NKS2 の Λ に対するアクセプタンス。

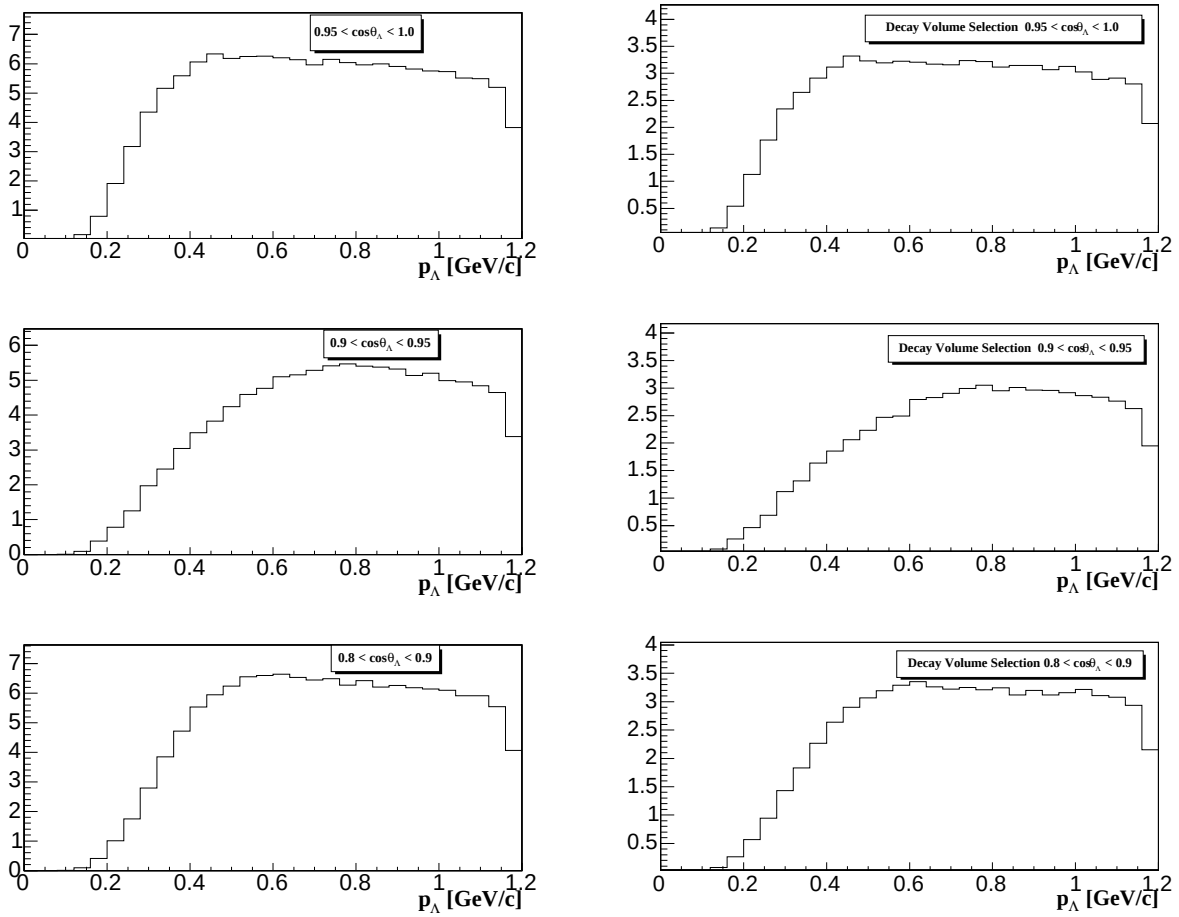


図 3.27: Geant4 で求めた Λ のアクセプタンスをそれぞれの $\cos\theta_\Lambda$ ごとに見たもの。右側が Decay Volume Selection を行なった。下から $0.8 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.9$、$0.9 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.95$、$0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ となっている。

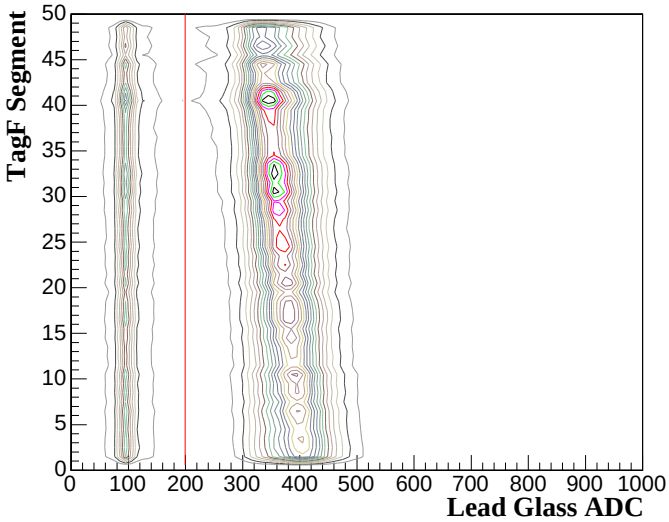


図 3.28: TagF のセグメント番号と LeadGlass の ADC。左側のピークはペデスタル。セグメント番号が小さい方が γ 線のエネルギーの大きい電子を検出するので ADC のグラフが傾いている。

第4章　結果

4.1　微分断面積

前章までの解析の結果、微分断面積を導出した。得られた値をエネルギーと角度領域に分けてグラフとして示す。標的内の崩壊バーテックスを考慮したときの微分断面積を図4.1、Decay Volume Selectionしたときの微分断面積を図4.2に示す。また図の中の赤線は、モンテカルロシミュレーションでKaon-MAIDの素過程のフェルミ運動量を考慮したときの $p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応で生成した Λ の運動量分布であり、緑線は $n(\gamma,\Lambda)K^0$ 反応で生成した Λ の運動量分布である。また黒線は、$p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応と $n(\gamma,\Lambda)K^0$ 反応を 1 : 1 で混合したときの Λ の運動量分布である。それぞれの実線の値は、得られた微分断面積の値から求めた定数で規格化したものである。実験データから算出した微分断面積は $0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ の角度領域ではシミュレーションで再現されているように見える。

これまでDecay Voleme Selectionを行わないときと行ったときに分けて見たが、微分断面積の結果は変わらなかった。

ここで、断面積のエラーバーは式3.12での N_Λ と ϵ_{accept} のエラーを考慮してある。

また、図4.3で見るように、$0.8 \leq E_\gamma$ [GeV] < 0.9 のエネルギー領域では統計の範囲内で Λ の微分断面積は0である。

4.2　全断面積のエネルギー依存性

Λ 生成反応の全断面積のエネルギー依存性を算出した。算出した断面積のうち、$0.2 \leq p_\Lambda$ [GeV/c] での全断面積を算出した。モンテカルロシミュレーションでKaon-MAID素過程での Λ の運動量が p_Λ [GeV] < 0.2 の領域では生成数に対して0.08%しかないのでカットした。

γ 線エネルギーが $0.9 \leq E_\gamma$ [GeV] ≤ 1.1 のなかで8つのエネルギー領域に分けて算出した ($0.900 \leq E_\gamma$ [GeV] < 0.925 、$0.925 \leq E_\gamma$ [GeV] < 0.950 、$0.950 \leq E_\gamma$ [GeV] < 0.975 、$0.975 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.000 、$1.000 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.025 、$1.025 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.050 、$1.050 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.075 、$1.075 \leq E_\gamma$ [GeV] ≤ 1.100)。Decay Volume Selectionを行なわないときと、行なったときについてそれぞれ図4.4に示す。図1.1の $p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応を参考にしてみると、図4.4の分布は妥当なように見える。しかし、γ 線のエネルギー領域が $0.975 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.000 の時に全断面積が大きく、$1.000 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.025 の時に小さいように見える。そこで、各エネルギー領域での不変質量のピークとバックグラウンドの個数分布と、不変質量分布を見てみると図4.5、図4.6、図4.7の様になった。この図か

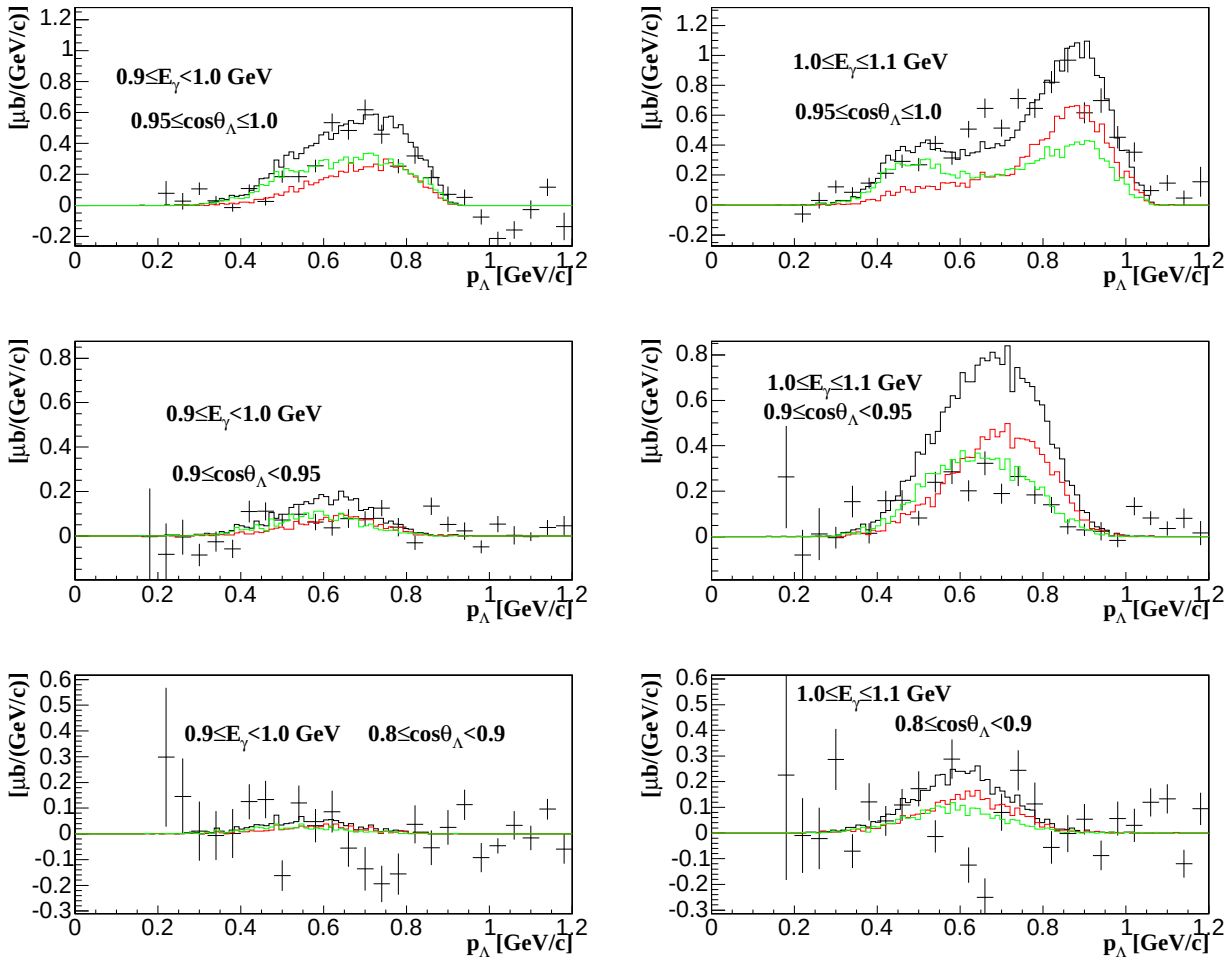


図 4.1: エネルギーごとの Λ の微分断面積。Decay Volume Selection は行なっていない。右が $1.0 \leq E_\gamma$ [GeV] ≤ 1.1 、左が $0.9 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.0 の γ 線のエネルギー。角度領域は $0.8 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.9$、$0.9 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.95$、$0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ で区切っている。また、赤線は Kaon-MAID の素過程でフェルミ運動量を考慮したときの $p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応で生成した Λ の運動量分布であり、緑線は $n(\gamma,\Lambda)K^0$ 反応で生成した Λ の運動量分布である。また、$p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応と $n(\gamma,\Lambda)K^0$ 反応を混合したときの Λ の運動量分布である。

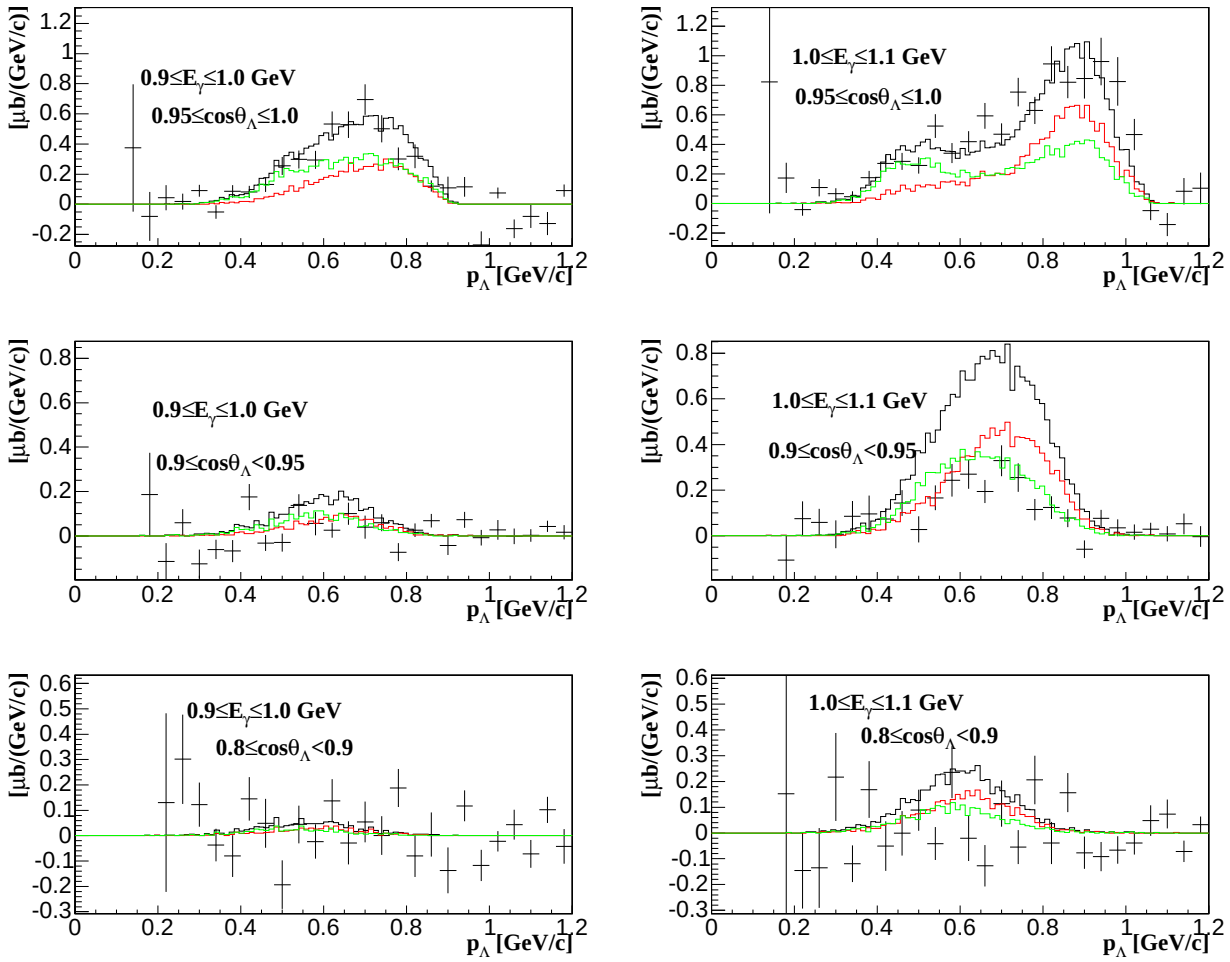


図 4.2: エネルギーごとの Λ の微分断面積。Decay Volume Selection を行なった。右が $1.0 \leq E_\gamma$ [GeV] ≤ 1.1 、左が $0.9 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.0 の γ 線のエネルギー。角度領域は $0.8 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.9$、$0.9 \leq \cos\theta_\Lambda < 0.95$、$0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ で区切っている。また、赤線は Kaon-MAID の素過程でフェルミ運動量を考慮したときの $p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応で生成した Λ の運動量分布であり、緑線は $n(\gamma,\Lambda)K^0$ 反応で生成した Λ の運動量分布である。また、$p(\gamma,\Lambda)K^+$ 反応と $n(\gamma,\Lambda)K^0$ 反応を混合したときの Λ の運動量分布である。

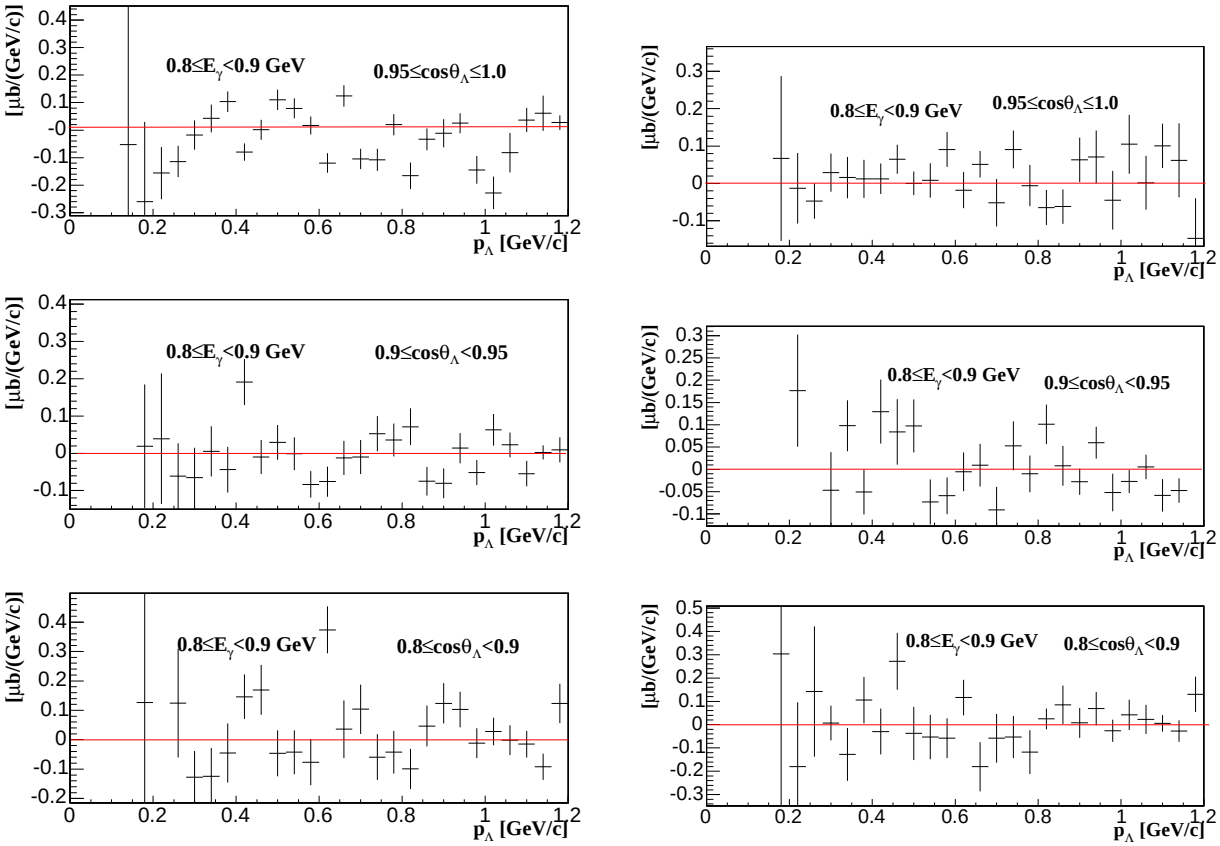


図 4.3: $0.8 \leq E_\gamma$ [GeV] < 0.9 での微分断面積。左は Decay Volume Selection を行なっていないものであり、右は行なったものである。

ら、今回の解析の結果、エネルギーが $1.000 \leq E_\gamma$ [GeV] < 1.025 の領域では Λ の個数が少なく、そのために小さな断面積が得られたものと考えられる。これが統計的な揺らぎによるもかどうかは、より詳細な解析が必要である。

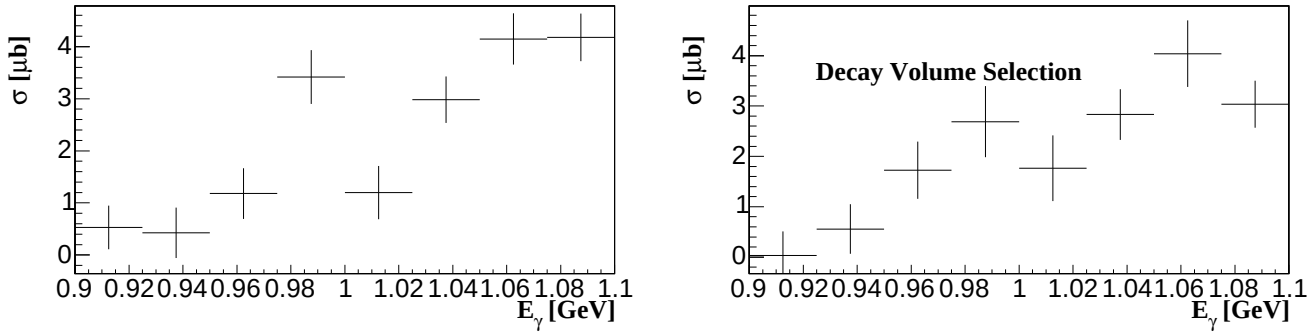


図 4.4: 全断面積のエネルギー依存。左は Decay Volume Selection を行なっていないものであり、右は行なったものである。

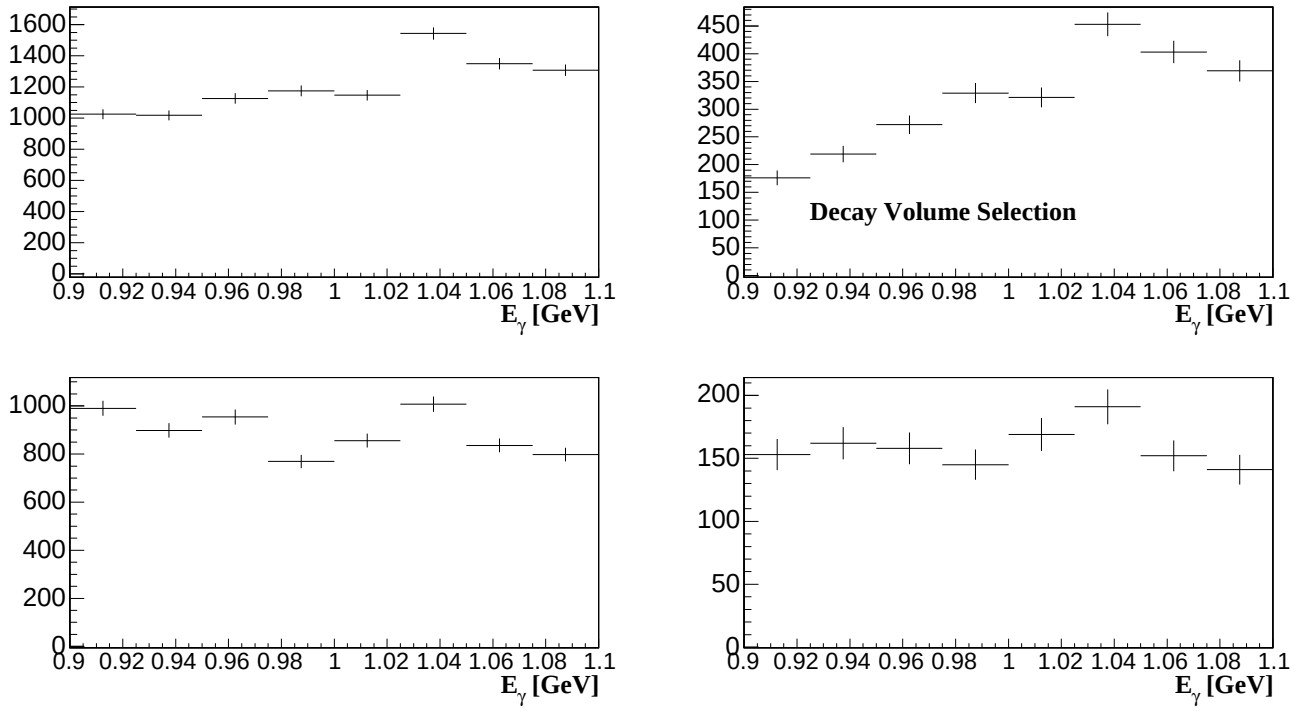


図 4.5: 不変質量のピークとバックグラウンドの個数分布。左は Decay Volume Selection を行なっていないもの。右が行なったものである。それぞれの上側が図 3.19 の青線で囲んだピーク部分の個数分布。図 3.19 の赤線と緑線で示したバックグラウンド部分の個数分布である。

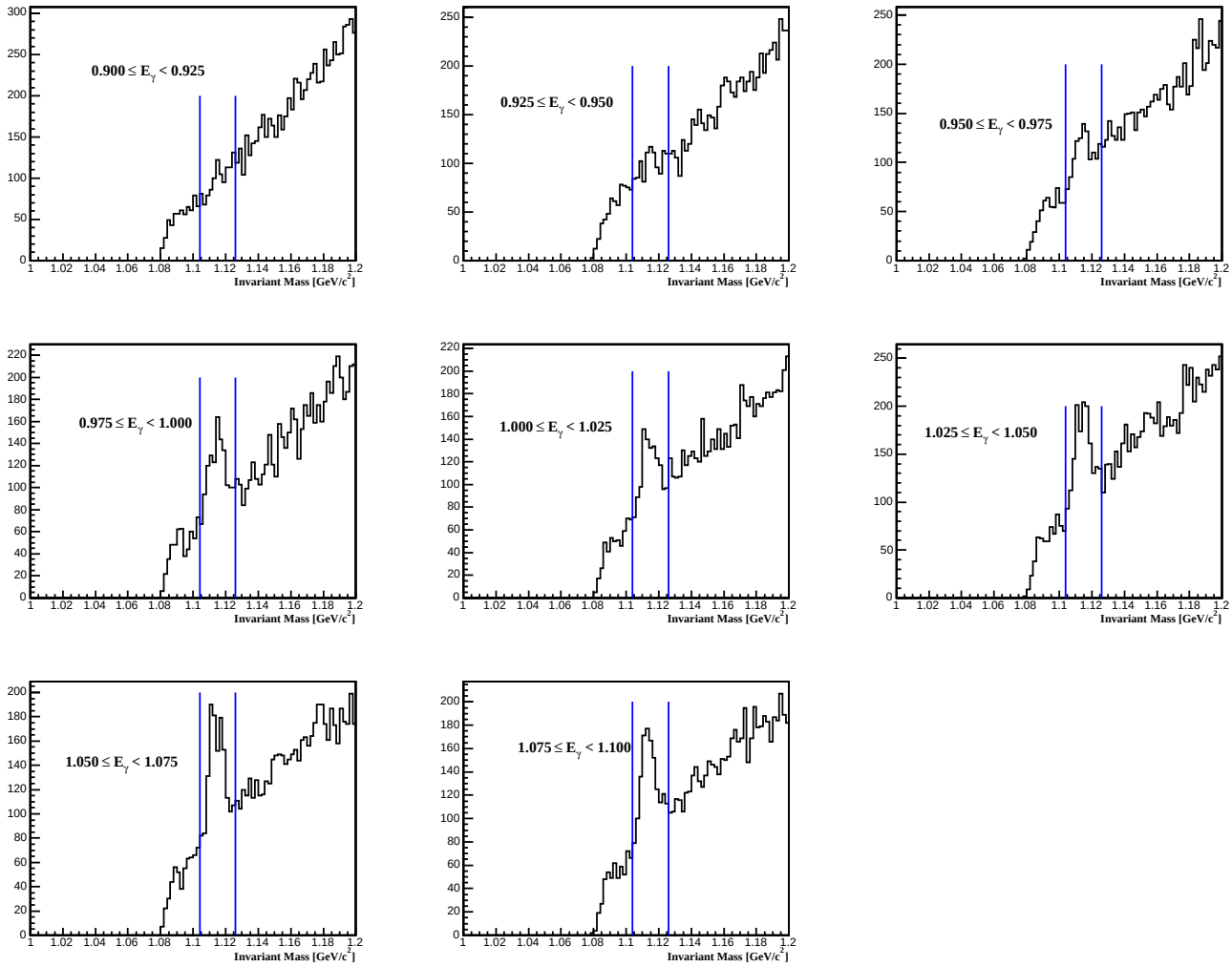


図 4.6: エネルギーごとの不変質量分布。Decay Volume Selection を行なっていないもの。

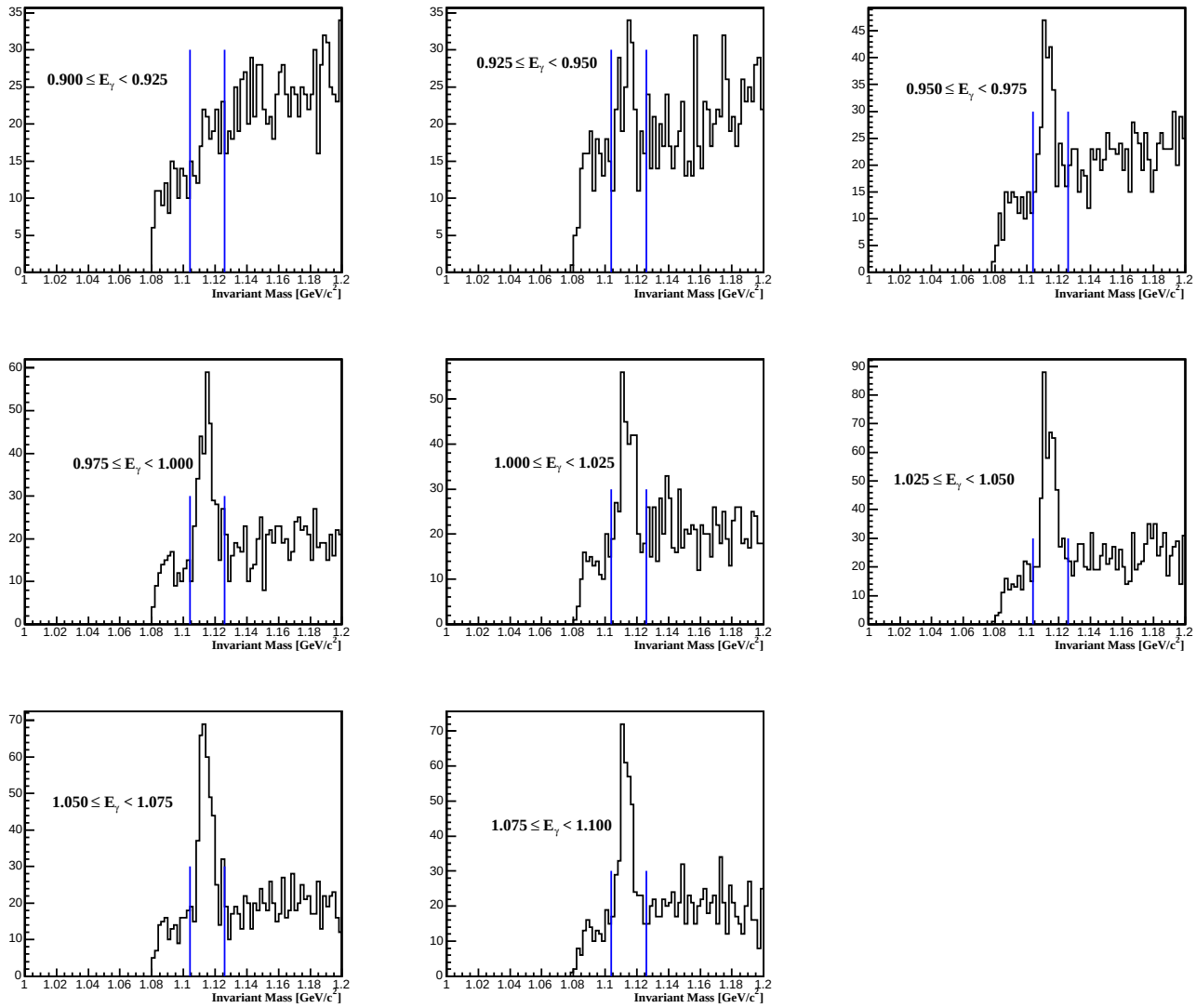


図 4.7: エネルギーごとの不変質量分布。Decay Volume Selection 行なったものである。

第5章　まとめ

電磁相互作用によるストレンジネス生成過程を明らかにするために、中性 K 中間子スペクトロメータ (NKS2) を建設し、核理研の標識化光子ビームと液体重水素標的を用いて閾値領域における $n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応測定を 2006 年 11 月から 2007 年 6 月にかけて実施した。

本論文では、2007 年 1 月の実験より得られたデータから $p(\gamma,K^+)\Lambda$ 反応と $n(\gamma,K^0)\Lambda$ 反応での Λ 生成における断面積の導出を行なった。

- Kaon-MAID の素過程でフェルミ運動量を考慮したときのモンテカルロシミュレーションで算出した $d(\gamma,\Lambda)X$ 反応での生成された Λ の運動量分布を適当に規格化させたものと、実験データから導出した微分断面積を比較すると、シミュレーションは $0.95 \leq \cos\theta_\Lambda \leq 1.0$ の角度領域では実験データから導出した微分断面積を再現している。

- エネルギー依存による全断面積をみると、値としては図 1.1 より妥当だと思われる。しかし γ 線のエネルギーが 1 GeV 近傍では全断面積の値がばらついた。不変質量分布を見るとピークの個数そのものが少ないようである。

- Decay Volume Selection によるバイアスがないということがわかった。

今回の解析で、NKS2 の Λ に対するアクセプタンスの向上により、Λ 生成過程の解析が可能になったことが明らかになった。これにより、$n(\gamma,K^0)\Lambda$ 生成過程を研究していく上で、別の側面からの情報を提供することが期待できる。

参考文献

[1] K. Tsukada, PhD thesis, Tohoku Univ. (2005)

[2] T. Watanabe, PhD thesis, Tohoku Univ. (2005)

[3] T. Watanabe *et al*., Phys. Lett. B. (2006)

[4] K. H. Glander *et al*., Nucl. Phys. A754, 294 (2005)

[5] R.Bradford *et al*., Nuclear Experiment, 0509033 (2005)

[6] R. G. T. Zegers *et al*., Phys. Rev. Lett., 91, 092001 (2003)

[7] J. P. Bocquet *et al*., Nucl. Phys. A691,466 (2001)

[8] F. X. Lee, T. Mart, C. Bebbhold, H. Haberzettl and L. E. Wright, Nucl. Phys. A695, 237 (2001)

[9] T. Mizutani *et al*., Phys. Rev. C., 58, 75 (1998)

[10] 宮城要平. 修士論文 (2006)

[11] 藤林丈司. 修士論文 (2005)

[12] 丸山那由多. 修士論文 (2006)

[13] 二ツ川健太, 修士論文 (2005)