

平成 19 年度 修士学位論文

暗黒物質の対消滅を媒介する extra-U(1) gauge boson  
の探索

山形大学大学院 理工学研究科博士前期課程  
クォーク核物理学研究室  
加藤 泉

平成 20 年 2 月 8 日

# Search for extra-U(1) gauge boson mediating annihilation of dark matter

Izumi Kato  
Yamagata University

## Abstract

I report the experimental search for an extra-U(1) gauge boson (U-boson) predicted to be coupled to dark matter particles (dm) by the grand unified theory (GUT). The data was taken in the energy calibration period of KEK E391a by using the Al target installed in the kaon beam line.

A large amount of photon with energy of 511 keV from galactic bulge region was observed with Ge detectors carried on the satellite “ INTEGRAL ” in 2003. It is difficult to explain the production mechanism of such photons by any known astrophysical processes. On the other hand, a subatomic process mediated by U-boson exchange may give a good explanation of the mechanism. In the dm-dm collisions,  $e^+e^-$  pairs are produced through U-boson field. Consequently, these positrons become the sources of 511 keV photons.

A U-boson signal was searched in the data of KEK E391a taken for the energy calibration. In the analysis, it was assumed that the new boson has short lifetime enough to decay in the Al target with thickness of 5 mm, so that all vertices of  $e^+e^-$  or  $\gamma\gamma$  decay kinematics exist in the target volume. The  $U \rightarrow e^+e^-(\gamma\gamma)$  decay mode was searched in the mass spectrum of 2 charged (neutral) particles constructed by using the ADC data of the CsI detectors.

In order to remove Ke3 ( $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ ) backgrounds, the events of  $P_T < 0.2$  GeV/c ( $< 0.16$  GeV/c) were eliminated from the mass spectrum of 2charged (neutral) particles. As a result of the analysis, the upper limits of the cross section for the  $U \rightarrow e^+e^-$  and  $\gamma\gamma$  were obtained both to be  $\sim 10^{-5}$  barn (90 % C.L.).

## 概要

2003年、 $\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL に搭載されている Ge 検出器 SPI において、銀河中心から飛来する大量の 511 keV  $\gamma$  線が観測された。その  $\gamma$  線は、一秒間に  $10^{43}$  個の陽電子生成に相当する膨大な量であり、既知の天体現象では説明が困難とされている。素粒子論的な可能性として、暗黒物質 ( $dm$ ) の対消滅 ( $dm + dm \rightarrow e^+ + e^-$ ) により陽電子が生成され、その結果として大量の  $\gamma$  線を生成している機構が提案されている。観測された  $\gamma$  線のピーク幅が 3 keV 以下と非常に狭いことや、電子、陽電子からの制動放射の計算値と観測値の比較から陽電子は低エネルギーで生成された可能性が高く、そのため暗黒物質は  $100 \text{ MeV}/c^2$  以下程度の軽い粒子であることが要求されている。さらに、暗黒物質の対消滅を媒介する際には未知の Boson “ $X$ ” ( $dm + dm \rightarrow X \rightarrow e^+ + e^-$ ) が必要となる。その  $X$  の候補の一つとして大統一理論で予言される extra-U(1) symmetry 起因の U-boson が指摘されている。

そこで、2004年2月から2005年12月にかけて高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験 (KEK-PS E391a 実験) のエネルギー較正用標的 Run のデータを利用し、新粒子  $X$  を探索する解析を行った。エネルギー較正用標的 Run は、 $K_L$  崩壊領域上流部に Al ターゲットを設置し beam 中の中性子と Al との相互作用によって生成された大量の  $\pi^0$  を収集した Run である。

本解析では、短寿命の新粒子 “ $X$ ” つまり U-boson が Al ターゲットで生成され  $X \rightarrow \gamma + \gamma$  または  $X \rightarrow e^+ + e^-$  に崩壊することを想定し解析を行った。下流部に設置された 576 本の CsI 検出器で 2 cluster が検出されたイベントを選び出し不変質量を再構成する。そして、CsI の直前におかれた Charged Veto により  $2\gamma$  の中性モードと  $e^+e^-$  の荷電モードに分類して解析した。

行った background 除去の手順は次の通りである。この解析は  $X$  が 2 粒子に崩壊することを前提としているので、veto counter によって  $K_L$  の  $3\pi$  崩壊や中性子による多重  $\pi^0$  生成を低減させ、終状態が 2 粒子になるイベントのみを選択する。次に CsI 検出器で検出される cluster の形、エネルギー、時間から中性子によって作られるハドロニックシャワーを低減させる。また、2 cluster が重なり 1 cluster に見えてしまう事象 (fusion)、 $\mu$  粒子による cluster を低減させ、最後に運動学的な条件により  $K_L$  崩壊全般の除去をする。

Background の除去を行ってから残ったイベントとモンテカルロ (MC) シミュレーションを比較すると、残ったイベントの多くは Ke3 ( $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ ) 事象に起因する background であることがわかった。この Ke3 事象を減らすべく、 $X \rightarrow e^+ + e^-$  崩壊モードでは  $P_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ 、 $X \rightarrow \gamma + \gamma$  崩壊モードでは  $P_T > 0.16 \text{ GeV}/c$  という条件 ( $P_T$  は beam に対して垂直方向の運動量) をいれ、再度 background の除去を行い、“ $X$ ” (U-boson) の断面積の上限値を  $0 \text{ MeV}/c^2 \sim 700 \text{ MeV}/c^2$  の領域で  $10^{-5} \text{ barn}$  (90 % C.L.) と得ることができた。

# 目次

第 1 章	研究の背景	9
1.1	$\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL による超高輝度 $\gamma$ 線源の観測	9
1.2	素粒子論的可能性	12
1.3	U-boson の実験的制限	13
1.3.1	銀河中心 $\gamma$ 線からの暗黒物質対消滅モデル (Fayet モデル) への制限	13
1.3.2	加速器実験における $f_e$ への制限	14
1.3.3	Quark と U-boson 間の coupling constant( $f_q$ ) に制限を付ける	15
1.3.4	実験的制限のまとめ	18
1.4	今回の実験の目的	19
第 2 章	KEK-PS E391a 検出器における U-boson 探索実験	20
2.1	KEK-PS E391a 実験	20
2.1.1	KEK-PS 加速器	20
2.1.2	ビームライン	24
2.2	KEK-PS E391a 検出器	27
2.2.1	上流部検出器	27
2.2.2	中央部検出器	27
2.2.3	下流部検出器	28
2.2.4	真空容器外の下流部検出器	28
2.2.5	CsI 検出器	29
2.2.6	CsI のトリガーシステム	31
2.3	U-boson 探索のためのデータ収集	32
2.3.1	$\pi^0$ によるエネルギー較正用標的 Run のセットアップ	32
2.3.2	本研究のデータ収集条件	35
第 3 章	実験データの解析	37
3.1	信号の解析方法	37
3.1.1	Clustering 方法	37
3.1.2	イベントの再構成	38
3.2	背景事象の低減	40
3.2.1	運動学的な条件によるイベントセレクション	40
3.2.2	Veto 検出器によるイベントセレクション	44
3.2.3	$\gamma$ selection cut によるイベントセレクション	46
3.3	解析 1 $\sim P_T \geq 100$ MeV/ $c$ での解析 $\sim$	51
3.3.1	Event Selection	51
3.3.2	モンテカルロシミュレーションとの比較	57

3.4	解析 2 ~ High $P_T$ 領域での解析 ~	61
3.4.1	Event Selection	61
3.4.2	モンテカルロシミュレーションとの比較	69
第 4 章	結果と考察	70
4.1	$\pi^0$ イベント数	71
4.2	acceptance 補正係数	71
4.3	質量 bin ごとのイベント数の上限値	74
4.4	U-boson の断面積の上限値	76
第 5 章	まとめ	81
付 録 A	原子核遷移実験からの手がかり	82
付 録 B	符号化マスク	84
謝辞		85

# 目次

1.1	$\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL . . . . .	9
1.2	511 keV $\gamma$ 線の空間分布 [16] . . . . .	10
1.3	銀河中心からの $\gamma$ 線のエネルギー分布 . . . . .	10
1.4	SPI 検出器の断面図 . . . . .	11
1.5	$dm + dm \rightarrow e^+ + e^-$ の feynman diagram . . . . .	13
1.6	$\pi^0$ 生成 feynman diagram の例 . . . . .	19
1.7	U-boson 生成 feynman diagram の例 . . . . .	19
2.1	E391a 検出器 . . . . .	21
2.2	E391a 検出器の断面図 . . . . .	21
2.3	KEK-PS の動作パターン概念図 . . . . .	23
2.4	KEK 12GeV 陽子シンクロトロン . . . . .	24
2.5	東カウンターホールと K0 ビームライン . . . . .	25
2.6	白金ターゲットへ入射時のビームサイズ 縦: $\sigma = 1.1$ mm、横: $\sigma = 3.3$ mm . . . . .	26
2.7	K0 ビームライン . . . . .	26
2.8	上流部検出器 . . . . .	27
2.9	中央部検出器 . . . . .	28
2.10	下流部検出器 . . . . .	29
2.11	CsI モジュールの概念図 . . . . .	30
2.12	CsI カロリメータ . . . . .	30
2.13	Hardware cluster レイアウト . . . . .	31
2.14	信号処理の流れ . . . . .	32
2.15	Trigger logic . . . . .	33
2.16	Al ターゲットを設置した E391a 検出器の概要図 . . . . .	34
2.17	Beam 内粒子の運動量分布 . . . . .	34
2.18	$\pi^0$ Run と Special Run の CV のエネルギー分布 (左) と CV のエネルギーと時間の相関図 (右 図) . . . . .	35
2.19	$\pi^0$ Run での cluster エネルギー分布 (左) と special Run での cluster エネルギー分 布 (右) . . . . .	36
3.1	2cluster の Event display . . . . .	38
3.2	2cluster の不変質量算出方法 . . . . .	39
3.3	2cluster から再構成した不変質量分布 . . . . .	40
3.4	Acoplanarity angle $\theta$ . . . . .	41
3.5	R-cut . . . . .	42

3.6	運動学的な条件による event selection . . . . .	43
3.7	Veto 検出器の例 . . . . .	44
3.8	Cluster 間の時間差分布 . . . . .	45
3.9	CsI 結晶が 1 つだけで形成される cluster のエネルギーと cluster 間の距離との相関図	45
3.10	<i>gamRMS</i> と不変質量の相関図 . . . . .	46
3.11	<i>gamERAT</i> と不変質量の相関図 . . . . .	47
3.12	<i>gamTDI</i> と不変質量の相関図 . . . . .	48
3.13	<i>gamgnid</i> と不変質量の相関図 . . . . .	48
3.14	パラメータ <i>gamtheta</i> . . . . .	49
3.15	<i>gamtheta</i> と不変質量の相関図 . . . . .	50
3.16	<i>gamfuse</i> と不変質量の相関図 . . . . .	50
3.17	CsI の cluster のエネルギー分布 . . . . .	51
3.18	中性モード (左図) と荷電モード (右図) における運動学的条件を入れた不変質量分布	52
3.19	中性モードと荷電モードの除去範囲 . . . . .	52
3.20	Veto 検出器によるイベントセレクションを行った中性モード (左図) と 荷電モード (右図) における不変質量分布 . . . . .	53
3.21	$\gamma$ selection cut を行った中性モード (左図) と荷電モード (右図) における 不変質量分布 . . . . .	54
3.22	全ての cut を入れた中性モード (左図) と荷電モード (右図) の不変質量分布 . . . . .	55
3.23	$\pi^0$ 質量付近ピークの考えられる原因 . . . . .	56
3.24	全ての cut を入れた荷電モード (左図) から outerCV による background の除去を 行った不変質量分布 (右図) . . . . .	57
3.25	シミュレーションとの比較をした不変質量分布 . . . . .	58
3.26	CC04 におけるシミュレーションと実験データの比較例 . . . . .	58
3.27	中性モード (左図) と荷電モード (右図) における MC との比較 . . . . .	59
3.28	Background シミュレーションによる 中性モード (左図) と荷電モード (右図) における $P_T$ 分布	60
3.29	$P_T > 160$ MeV/c(左図) と $P_T > 200$ MeV/c(右図) の不変質量分布 . . . . .	61
3.30	$P_T > 160$ MeV/c の中性モード (左図) と $P_T > 200$ MeV/c の荷電モード (右図) の 不変質量分布 . . . . .	63
3.31	さらに運動学的条件を入れ $P_T > 160$ MeV/c の中性モード (左図) と $P_T > 200$ MeV/c の荷電モード (右図) の不変質量分布 . . . . .	63
3.32	さらに Veto 検出器によるイベントセレクションを行い $P_T > 160$ MeV/c の中性 モード (左図) と $P_T > 200$ MeV/c の荷電モード (右図) の不変質量分布 . . . . .	64
3.33	さらに $\gamma$ selection cut を行い $P_T > 160$ MeV/c の中性モード (左図) と $P_T > 200$ MeV/c の荷電モード (右図) の不変質量分布 . . . . .	64
3.34	Background 除去後の中性モード 不変質量分布 (全データ) . . . . .	65
3.35	Background 除去後の荷電モード 不変質量分布 (全データ) . . . . .	65
3.36	荷電モードの cut 条件から outerCV の条件を外した不変質量分布 . . . . .	66
3.37	Cluster1 を形成する $\gamma$ だけが CV で conversion することを要求した不変質量分布 . . . . .	66

3.38 Cluster2 を形成する $\gamma$ だけが CV で conversion することを要求した不変質量分布 . . . . .	66
3.39 荷電モードを選択する outerCV の条件を入れた不変質量分布 . . . . .	67
3.40 Cluster1 と 2 が生成される場所 . . . . .	67
3.41 ある一枚の outerCV と CsI 検出器の概要図 . . . . .	68
3.42 Cut をすべて入れた中性モード (左図 3.34 と同一) と同一の outerCV への入射イベントを除去した荷電モード (右図) の不変質量分布 . . . . .	68
3.43 中性モード (左図) と荷電モード (右図) におけるシミュレーションと実験データの比較をした不変質量分布 . . . . .	69
4.1 $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ 反応における $\pi^0$ の全断面積 [17] . . . . .	70
4.2 全ての cut を入れた中性モードの不変質量分布 . . . . .	71
4.3 全ての cut から outerCV による cut だけを外した荷電モードの不変質量分布 . . . . .	71
4.4 2cluster 間の角度 $\theta$ . . . . .	72
4.5 Acceptance の質量依存性 . . . . .	72
4.6 MC で $\pi^0$ の質量を変えたときの 2cluster 間の距離 . . . . .	73
4.7 MC で $\pi^0$ の質量を変えたときの 2cluster 間の角度 . . . . .	73
4.8 左図は中性モードの右図は荷電モードの acceptance . . . . .	73
4.9 左図は中性モード右図は荷電モードの不変質量分布 . . . . .	74
4.10 中性モードにおける断面積の上限値 . . . . .	77
4.11 荷電モードにおける断面積の上限値 . . . . .	77
4.12 中性モードにおける coupling constant $f_{qU}$ の上限値 . . . . .	77
4.13 荷電モードにおける coupling constant $f_{qU}$ の上限値 . . . . .	77
4.14 他の実験から得られる coupling constant の上限値と本解析との比較 . . . . .	80
A.1 IKF グループの短寿命中性 boson 探索実験のセットアップ . . . . .	82
A.2 ${}^7L_i(p, e^+e^-){}^8Be$ 反応と ${}^{11}B(p, e^+e^-){}^{12}C$ 反応の $e^+e^-$ の角度相関の実験結果 . . . . .	83

# 表 目 次

1.1	宇宙論的陽電子生成過程 [4]	12
2.1	$K_L^0$ 崩壊の分岐比 [20]	22
3.1	運動学的条件でのイベントセレクション	51
3.2	Veto 検出器でのイベントセレクション	53
3.3	$\gamma$ selection cut でのイベントセレクション	54
3.4	運動学的条件	61
3.5	Veto 検出器でのイベントセレクション	62
3.6	$\gamma$ selection cut	62
4.1	各 bin ごとの Feldman-Cousins method から求めたイベント数の上限値 (中性モード)	75
4.2	各 bin ごとの Feldman-Cousins method から求めたイベント数の上限値 (荷電モード)	75
4.3	中性モードにおける各質量ごとのイベント数の比、U-boson 断面積の上限値、coupling constant $f_{qU}$ の上限値	78
4.4	荷電モードにおける各質量ごとのイベント数の比、U-boson 断面積の上限値、coupling constant $f_{qU}$ の上限値	79

# 第1章 研究の背景

## 1.1 $\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL による超高輝度 $\gamma$ 線源の観測

$\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL(International Gamma Ray Astrophysics Laboratory) は、3 keV から 10 MeV のエネルギー領域の  $\gamma$  線観測衛星であり、1993 年にヨーロッパ宇宙機構 (ESA) によって承認され、2002 年の 10 月 17 日にカザフスタンから打ち上げられた [1]。INTEGRAL には  $\gamma$  線検出器の IBIS と SPI、X 線検出器の JEM-X、可視光領域の光学モニター OMC が搭載されている。図 1.1 に INTEGRAL の全体像を示した。

図 1.4 に示すように、SPI は方向を見るための符号化マスクをつけた Ge 半導体検出器である。測定のエネルギー範囲は 20 keV から 8 MeV であり、角度分解能は  $2.5^\circ$  である。厚さ 7 cm の 19 個の Ge 検出器と約 5 cm の厚さの BGO シールドカウンターから成り、面積は約  $500 \text{ cm}^2$  で、スターリング冷凍機で 85 K に冷却されている [2]。その  $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL の SPI 検出器によって、2003 年に銀河中心から  $511.06^{+0.17}_{-0.19} \text{ keV}$  の超高輝度の陽電子起因  $\gamma$  線が図 1.2 と図 1.3 のように観測された [3]。それは 1 秒間に  $10^{43}$  個の陽電子生成に相当する膨大な量であり、観測されたピーク幅は  $2.95^{+0.45}_{-0.51} \text{ keV}$ (FWHM) 以下と、とても狭いものであるため陽電子は低エネルギー、すなわち非相対論的に生成された可能性が高い。



図 1.1:  $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL

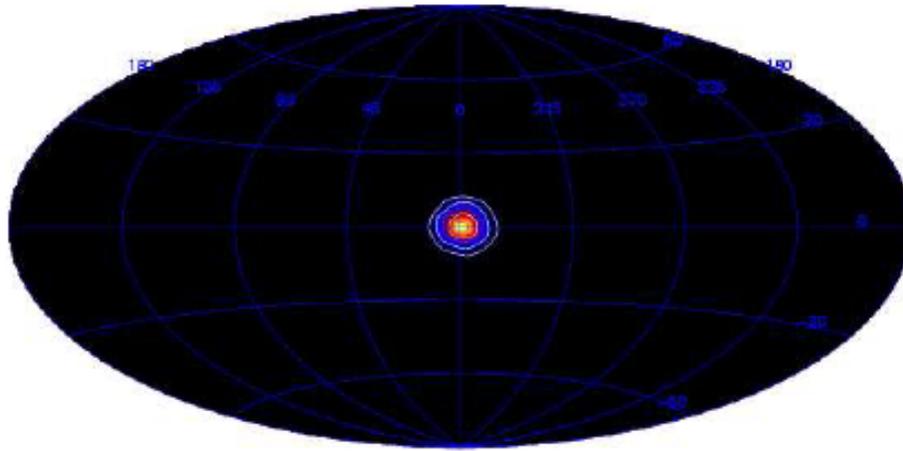


図 1.2: 511 keV  $\gamma$  線の空間分布 [16]  
 等高線は内側から  $10^{-2}$ 、 $10^{-3}$ 、 $10^{-4}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  である。  
 511 keV  $\gamma$  線の空間分布が銀河中心に集中していることがわかる。

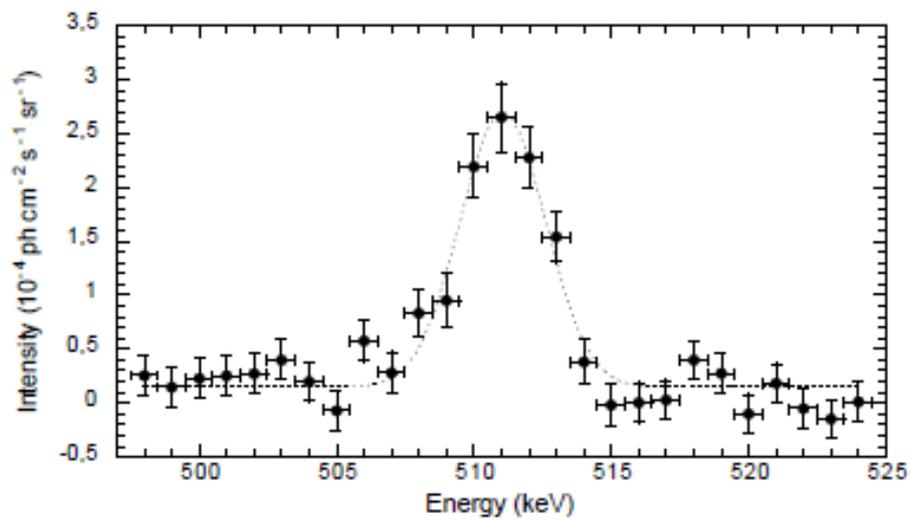


図 1.3: 銀河中心からの  $\gamma$  線のエネルギー分布  
 511.06 keV を中心に幅の狭いピークになっている。

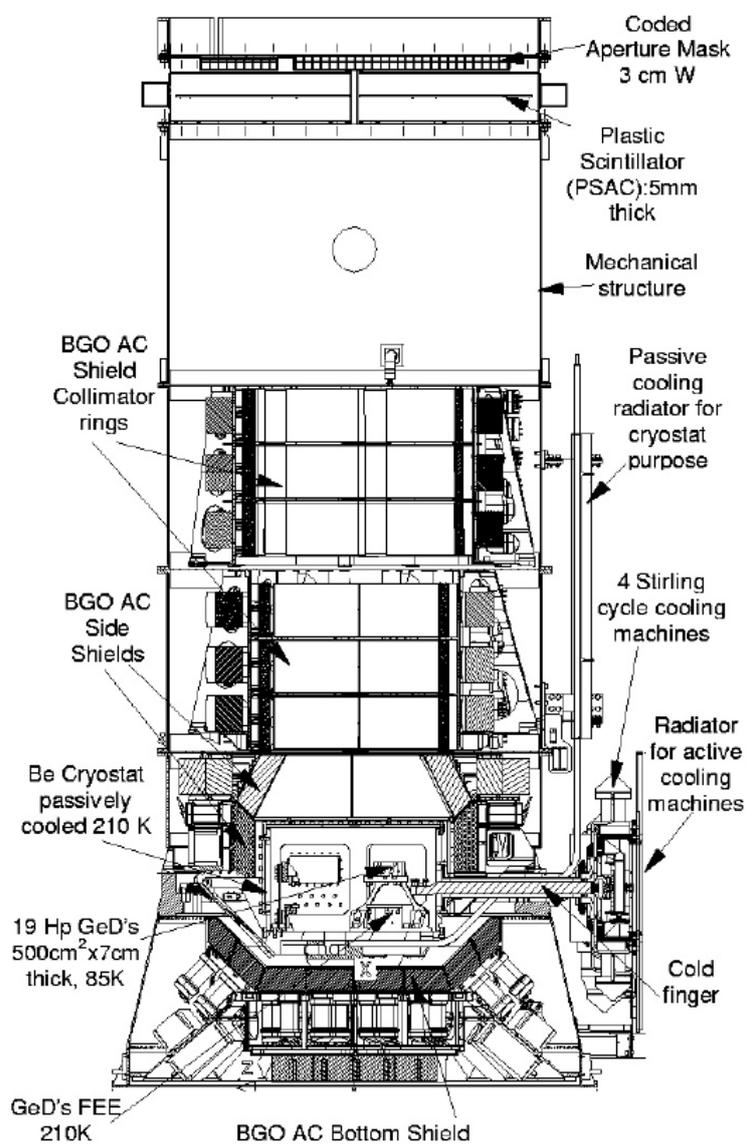


図 1.4: SPI 検出器の断面図

では、 $10^{43}$  個の陽電子生成に相当する宇宙論的な説明はできるだろうか。表 1.1 に宇宙論的な陽電子生成過程を示した。

過程 (1) まずはじめに考えられるのは、新星、超新星、ウォルフ・ライエ星そして漸近巨星分枝星等の原子核合成過程における  $\beta^+$  崩壊による陽電子生成である。しかし、原子核合成の計算に大きな不確かさがあるために確実な理由とは言えない。

過程 (2) 二番目は宇宙線中の陽子とイオンが相互作用をし  $\pi^+$  が生成されその  $\pi^+$  が  $e^+$  に崩壊する。 $\pi^+$  崩壊の positron peak は  $\sim 30$  MeV であり、やや大きい Lorentz factor を持っているため、幅が狭いピークとなっている 511 keV  $\gamma$  線の原因とは考えにくい。

過程 (3) 三番目は宇宙線とイオンが相互作用を起こしたあとに陽電子を放出して崩壊する。イオンが静止状態か運動状態かにより、ごく小さい値から励起イオンにおよそ等しい Lorentz factor を持った陽電子が生成される。しかし、これも不確かさが大きい。

過程 (4) 四番目はパルサーの電磁カスケードによる陽電子生成である。しかしこれは大きな Lorentz factor を持つため該当しない。

過程 (5) 最後は  $2\gamma$  が対消滅し電子、陽電子に崩壊する過程だが、その  $2\gamma$  は microquasar、活動銀河核、 $\gamma$  線バーストなどからくる  $2\gamma$  と想定されるが、これも不確かさが大きい [4]。

まとめと、表中の (2) と (4) は Lorentz factor を持ち相対論的であるために除外される。そして、(1)、(3)、(5) は計算に不確かさがあるために確定的とは言えない。また、銀河中心のみで発生することの説明は難しい。

陽電子生成過程	Lorentz factor
(1) $N^* \rightarrow N + e^+$	few
(2) $N + p \rightarrow \pi^+ \rightarrow e^+$	$\geq 60$
(3) $N + N' \rightarrow N^* \rightarrow N + e^+$	$\geq \text{few}$
(4) $e + B \rightarrow \gamma + B \rightarrow e^+ e^-$	$\sim 10^6 - 10^8$
(5) $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$	$\geq \text{few}$

表 1.1: 宇宙論的陽電子生成過程 [4]

Lorentz factor =  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  ( $\beta = \frac{v}{c}$ ) であり、表中の few は非相対論的である

- (1) 原子核合成の  $\beta^+$  崩壊
- (2) 宇宙線相互作用による陽電子生成崩壊
- (3) 宇宙線相互作用の  $\beta^+$  崩壊
- (4) 電磁カスケードシャワー
- (5)  $2\gamma$  の対消滅

## 1.2 素粒子論的可能性

511 keV  $\gamma$  線を素粒子論的に説明するために、(1) 暗黒物質は軽い (Light Dark Matter=LDM)、(2) 暗黒物質が対消滅をする、という二つの仮定をする。すると軽い暗黒物質の対消滅により非相対論的な電子と陽電子が生成され、その陽電子が対消滅により 511 keV  $\gamma$  線が生成する過程 (Fayet モデル) が考えられる [8]。この Fayet モデルによると、対消滅の断面積は暗黒物質の密度の 2 乗お

よび速度の 2 乗に比例するため、銀河中心に陽電子生成が集中することを自然に説明できる。また、このモデルは図 1.5 のように新しい相互作用を導入し未知の中性 gauge boson を媒介させることで暗黒物質を対消滅させ電子、陽電子を生成させている。図 1.5 の  $dm$  は暗黒物質である。銀河中心からの  $\gamma$  線の生成量を説明するためには、未知の相互作用の強さが低エネルギー領域においては電磁相互作用より弱く、弱い相互作用より強い必要がある。また、未知の中性 gauge boson の候補としては、各種の大統一理論 GUT モデルで必要となる extra U(1) symmetry に起因する spin 1 の中性 boson(U-boson) が考えられる [13]。本研究では、U-boson の実験的探索を試みた。

また、Fayet モデルによれば暗黒物質の対消滅の断面積が  $\langle\sigma_{ann}v_{rel}/c\rangle \simeq 8 \sim 10$  pbarn(Dirac タイプもしくは Spin 0 の暗黒物質の場合),  $4 \sim 5$  pbarn(マヨラナ暗黒物質) であれば、銀河中心からの  $\gamma$  線を説明できる。ここで、 $\sigma_{ann}$  は暗黒物質の対消滅の断面積、 $v_{rel}$  は残存暗黒物質の速度である。1.3 節では、この断面積を足掛かりに U-boson への実験的制限を説明する。

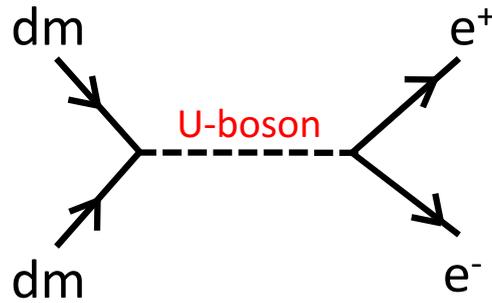


図 1.5:  $dm + dm \rightarrow e^+ + e^-$  の feynman diagram

### 1.3 U-boson の実験的制限

U-boson と電子間の coupling constant  $f_e$  と、U-boson と quark 間の coupling constant  $f_q$  の値はに今までの多くの実験から制限を付けることができる。

#### 1.3.1 銀河中心 $\gamma$ 線からの暗黒物質対消滅モデル (Fayet モデル) への制限

銀河中心からの  $\gamma$  線生成という実験的事実から、暗黒物質の対消滅には必要な断面積の範囲

$$\langle\sigma_{ann}v_{rel}/c\rangle = 8 \sim 10 \text{ pbarn}, \quad (1.1)$$

があり、Fayet モデルから

$$\sigma_{ann}v_{rel}Br^{ee} = \frac{v_{dm}^2}{0.16} \left(\frac{C_{dm}f_e}{10^{-6}}\right)^2 \left(\frac{m_{dm} \times 3.6 \text{ MeV}}{m_U^2 - 4m_{dm}^2}\right)^2 \text{ pbarn}, \quad (1.2)$$

が得られる。ここで、 $\sigma_{ann}$  は暗黒物質の対消滅の断面積、 $v_{rel}$  は残存暗黒物質の速度、 $Br^{ee}$  は暗黒物質が対消滅した後に U-boson が生成され、その U-boson が電子陽電子に崩壊する分岐比、 $v_{dm}$  は暗黒物質の速度、 $C_{dm}$  は U-boson と暗黒物質の coupling constant、 $f_e$  は U-boson と電子の coupling constant、 $m_{dm}$  は暗黒物質の質量、 $m_U$  は U-boson の質量である [8]。式 (1.1) から  $\sigma_{ann}$

は  $m_{dm}$  の自乗に比例することから、 $m_{dm}$  が重すぎると式 (1.1) より暗黒物質の overproduction となってしまうため、暗黒物質は比較的軽いことが予想される。 $m_U$  と  $2m_{dm}$  の差が大きすぎると、断面積は小さくなりすぎるため  $m_U$  と  $2m_{dm}$  の差は小さいと考えられる。次に、制限 (1.1) 式に式 (1.2) を代入し、

$$|C_{dm}f_e| \simeq 10^{-6} \frac{|m_U^2 - 4m_{dm}^2|}{m_{dm} \times 1.8\text{MeV}} \sqrt{\text{Br}^{ee}}, \quad (1.3)$$

を得る。ここで摂動計算が可能な範囲  $C_{dm} < \sqrt{4\pi}$  を仮定すると  $f_e$  に下限値がつけられて

$$f_e > 3 \times 10^{-7} \frac{|m_U^2 - 4m_{dm}^2|}{m_{dm} \times 2\text{MeV}} \sqrt{\text{Br}^{ee}}, \quad (1.4)$$

となる。式 (1.4) から、未知の  $m_U$ 、 $m_{dm}$  を下記のように仮定すると

$m_U$ (MeV/ $c^2$ )	$m_{dm}$ (MeV/ $c^2$ )	$\text{Br}^{ee}, f_e$
10	4	$\text{Br}^{ee}=1 \rightarrow f_e > 10^{-6}$
100	5	$\text{Br}^{ee}=1 \rightarrow f_e > 3 \times 10^{-4}$
300	15	$\text{Br}^{ee}=1 \rightarrow f_e > 10^{-3}$

となり暗黒物質の対消滅モデルから U-boson と電子の coupling constant の  $f_e$  の下限値に制限がつけられた。

### 1.3.2 加速器実験における $f_e$ への制限

次に他の加速器実験の結果から  $f_e$  に制限をつける。相互作用に二つの型が存在する可能性があるため、ここではその二つを分けて制限をかける。一つは Axial coupling (軸性結合)、もう一つは Vector coupling (ベクトル結合) である。Axial coupling はラグランジアンを書いたとき  $\gamma_5\gamma_\mu$  が結合する型で Axial coupling による電子との結合定数を  $f_{eA}$  と書くことにする。また、Vector coupling はラグランジアンに  $\gamma_\mu$  が結合する型で Vector coupling 電子との結合定数を  $f_{eV}$  と書くことにする。このとき全結合定数  $f_e$  は

$$f_e = \sqrt{f_{eA}^2 + f_{eV}^2}, \quad (1.5)$$

となる。

- 実験 1  $g-2$  実験 (異常磁気能率測定実験)

U-boson が存在すると、異常磁気能率  $\alpha_e = (\frac{g-2}{2})$  への余分な寄与 ( $\delta\alpha_e$ ) が発生する。例えば電子の Vector coupling では実験値の制限から

$$\delta\alpha_e \simeq \frac{f_{eV}^2}{12\pi^2} \frac{m_e^2}{m_U^2} F\left(\frac{m_U}{m_e}\right), \quad (1.6)$$

となる。 $m_e$  は電子の質量、 $F$  は  $m_U$  に依存し  $0.3 \sim 1$  の範囲の値である。実験値との比較から

$$-10^{-11} < \delta\alpha_e < 3 \times 10^{-11} \rightarrow |f_{eV}| \leq 1.3 \times 10^{-4} m_U (\text{MeV}), \quad (1.7)$$

という制限がつく。 $g-2$  実験からの制限をまとめると下記のようになる。

$$|f_{eA}| < 3 \times 10^{-6} m_U (\text{MeV}), \quad (1.8)$$

$$|f_{eV}| < 1.3 \times 10^{-4} m_U (\text{MeV}) \quad (2 \text{ MeV} < m_U < 6 \text{ MeV}), \quad (1.9)$$

$$|f_{eV}| < 7 \sim 15 \times 10^{-4} m_U (\text{MeV}) \quad (m_U \text{ が大きいとき}). \quad (1.10)$$

よって、Axial coupling、は比較的強いが  $m_U$  がつくため暗黒物質の質量が大きいほど制限は緩くなる [9]。

- 実験 2  $\nu - e$  散乱実験 (low- $|q^2|$  領域)

ニュートリノとの coupling constant  $f_\nu$  を  $f_\nu = f_e$  と仮定すると

$$\frac{f_\nu f_e}{m_U^2} < G_F \rightarrow f_e < 3 \times 10^{-6} m_U (\text{MeV}), \quad (1.11)$$

となる。ここで  $G_F$  は弱い相互作用の結合定数で [14]、Fermi 定数と呼ばれる。  $f_e$  に強い制限がつけられるが、式 (1.11) は  $f_\nu = f_e$  の場合に限られる [8]。

### 1.3.3 Quark と U-boson 間の coupling constant ( $f_q$ ) に制限を付ける

$f_e$  の制限をつけるときと同様に  $f_q$  にも 2 種類の相互作用を分けて考える。1 つは Axial coupling (軸性結合)  $f_{qA}$ 、もう一つは Vector coupling (ベクトル結合)  $f_{qV}$  である。ここで  $q$  は quark の種類 (u、d、s、 $\dots$ ) である [10]。

- 実験 1  $J/\psi, \Upsilon(1s)$  崩壊 (radiative decay) からの制限

$J/\psi \rightarrow \gamma + U, U \rightarrow dm + dm$  と  $\Upsilon \rightarrow \gamma + U, U \rightarrow dm + dm$  を仮定して、実験で得られている

$$Br(J/\psi \rightarrow \gamma + \text{invisible}) < 1.4 \times 10^{-5}, \quad (1.12)$$

$$Br(\Upsilon \rightarrow \gamma + \text{invisible}) < 1.5 \times 10^{-5}, \quad (1.13)$$

から [15]、c-quark と U-boson の Axial coupling への制限

$$f_{cA} < 1.5 \times 10^{-5} m_U (\text{MeV}), \quad (1.14)$$

が得られ、b-quark と U-boson の Axial coupling への制限

$$f_{bA} < 0.8 \times 10^{-6} m_U (\text{MeV}), \quad (1.15)$$

が得られる。radiative decay の実験からは Axial coupling には強い制限が与えられるが、Vector coupling の制限はつかない。

- 実験 2  $J/\psi, \Upsilon(1s)$  崩壊 (invisible decay) からの制限

$J/\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow \text{invisible}$  と  $\Upsilon(nS) \rightarrow \pi^+ \pi^- \Upsilon(1S), \Upsilon(1S) \rightarrow \text{invisible}$  を仮定して、実験で得られている

$$Br(J/\psi \rightarrow \text{invisible}) < 7 \times 10^{-3}, \quad (1.16)$$

$$Br(\Upsilon \rightarrow \text{invisible}) < 5 \times 10^{-2}, \quad (1.17)$$

から [15]、c-quark と U-boson の Vector coupling への制限

$$J/\psi : |C_{dm} f_{cV}| \leq \begin{cases} 4 \times 10^{-2} & (\text{spin } 0 \text{ dark matter}), \\ 3 \times 10^{-2} & (\text{Majorana dark matter}), \\ 2 \times 10^{-2} & (\text{Dirac dark matter}), \end{cases} \quad (1.18)$$

が得られ、b-quark と U-boson の Vector coupling への制限

$$\Upsilon : |C_{dm} f_{dV}| \leq \begin{cases} 9 \times 10^{-2} & (\text{spin } 0 \text{ dark matter}), \\ 6 \times 10^{-2} & (\text{Majorana dark matter}), \\ 4.5 \times 10^{-2} & (\text{Dirac dark matter}), \end{cases} \quad (1.19)$$

が得られる。ここで、式 (1.18) は  $J/\psi$  の半分 ( $m_U < \frac{m_{J/\psi}}{2} = 1.55 \text{ GeV}/c^2$ ) の質量領域で、式 (1.19) は  $\Upsilon$  の半分 ( $m_U < \frac{m_\Upsilon}{2} = 4.73 \text{ GeV}/c^2$ ) の質量領域で有効である。

また、 $C_{dm}$  の値を決めないと  $f_{qV}$  に制限がつかないので、 $C_{dm}$  の値を摂動計算が可能な範囲を仮定した  $C_{dm} < \sqrt{4\pi}$  という条件をいれると

$$|f_{cV}| < 0.9 \times 10^{-2}, \quad (1.20)$$

が得られる。よって、 $J/\psi$  と  $\Upsilon(1s)$  の invisible decay からは Vector coupling への強い制限はつかない。

● 実験 3  $K^+$  の稀崩壊

– Axial coupling

$K^+ \rightarrow \pi^+ + U$ ,  $U \rightarrow \text{invisible}$  の反応過程を仮定し、実験値

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \text{invisible}) < 10^{-10}, \quad (1.21)$$

と比較すると [15]、s-quark と U-boson の Axial coupling に対する制限がつけられ

$$f_{sA} < 2 \times 10^{-7} m_U (\text{MeV}), \quad (1.22)$$

になる。よって、Axial coupling には強い制限が与えられる。

– Vector coupling 1

$K^+ \rightarrow \pi^+ U (U \rightarrow e^+ e^-)$  を仮定して評価を行う。理論式は、

$$\frac{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ U)}{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)} \simeq \frac{f_{uV}^2 / 4\pi}{\frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3}\alpha\right)^2} \simeq \frac{9f_{uV}^2}{16\alpha^2}, \quad (1.23)$$

で、実験値

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = (2.88 \pm 0.13) \times 10^{-7}, \quad (1.24)$$

と比較すると [15]

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ U) \simeq 3 \times 10^{-3} f_{uV}^2, \quad (1.25)$$

が求められる。さらに、 $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  崩壊の測定実験において  $e^+ e^-$  分布に U-boson らしき分布が見当たらないことから U-boson 生成は  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  崩壊分岐比の 0.3% 以下と見積もると

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ U) < 10^{-9}, \quad (1.26)$$

となり、式 (1.25) と式 (1.26) を比較すると

$$|f_{uV}| < 10^{-3} \quad (m_U : 170 \sim 240 \text{ MeV}), \quad (1.27)$$

という条件になり、式 (1.22) の Axial coupling ほど強い条件にはならない。また、同様に  $K^+ \rightarrow \pi^+ U (U \rightarrow dm + dm \rightarrow missing)$  を仮定して、missing の実験データ  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 (\pi^0 \rightarrow missing)$  と比較しても

$$|f_{uV}| < 5 \times 10^{-3} \quad (m_U \sim m_{\pi^0}), \quad (1.28)$$

というゆるい制限にしかない。

– Vector coupling 2

$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ dmdm)$  を仮定すると、以下のような理論式

$$\frac{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ dmdm)}{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)} \simeq \frac{1}{2} \frac{C_{dm}^2 f_{uV}^2 / (4\pi)^2}{\left(\frac{2}{3}\alpha\right)^2} \simeq \frac{1}{2} \frac{9c_{dm}^2 f_{uV}^2}{4e^2}, \quad (1.29)$$

が導かれる。実験値、

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}) = 1.47_{-0.89}^{+1.3} \times 10^{-10}, \quad (1.30)$$

から [15]

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ + dm + dm) < 3.84 \times 10^{-10} (90\% C.L.), \quad (1.31)$$

が導かれる。式 (1.31) と式 (1.29) を比較すると

$$|C_{dm} f_{uV}| < 3.5 \times 10^{-2} e^2 \simeq 3 \times 10^{-3}, \quad (1.32)$$

という条件になり、式 (1.22) の Axial vector ほどの強い条件にはならない。 $C_{dm} < \sqrt{4\pi}$  を仮定すると

$$|f_{uV}| < 10^{-3}, \quad (1.33)$$

となる。

#### ● 実験 4 $\pi^0$ の稀崩壊

–  $\pi^0 \rightarrow UU (invisible)$

$\pi^0 \rightarrow UU (U \rightarrow dm + dm \rightarrow invisible)$  を仮定すると、理論式

$$\frac{Br(\pi^0 \rightarrow UU)}{Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \simeq 9 \frac{(f_u^2 - f_d^2)^2}{e^4}, \quad (1.34)$$

が得られる。実験値 [15]

$$Br(\pi^0 \rightarrow invisible) < 2.7 \times 10^{-7}, \quad (1.35)$$

との比較から、

$$\sqrt{|f_u^2 - f_d^2|} < 4 \times 10^{-3}, \quad (1.36)$$

が得られる。ここで、 $f_u = \sqrt{f_{uA}^2 + f_{uV}^2}$ ,  $f_d = \sqrt{f_{dA}^2 + f_{dV}^2}$  である。もしここで、 $f_u \simeq f_d$  ならほとんど制限値は付かないが、 $|f_u|$  と  $|f_d|$  に大きな差があるとすれば

$$|f_d| < 4 \times 10^{-3} \quad \left(m_U < \frac{m_{\pi^0}}{2}\right), \quad (1.37)$$

のような制限がつく。よって  $K^+$  の Vector coupling 程度 (式 (1.28)、式 (1.33)) の制限が与えることができる。

–  $\pi^0 \rightarrow \gamma + U (U \rightarrow invisible)$

$\pi^0$  の radiative decay で  $\pi^0 \rightarrow \gamma + U (U \rightarrow dm + dm \rightarrow invisible)$  を仮定すると、理論式は

$$\frac{Br(\pi^0 \rightarrow \gamma U)}{Br(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)} \simeq \frac{18}{e^2} \left( \frac{(2f_{uV} + f_{dV})}{3} \right)^2, \quad (1.38)$$

となり、実験値 [15]

$$Br(\pi^0 \rightarrow \gamma + invisible) < 5 \times 10^{-4}, \quad (1.39)$$

との比較から

$$\frac{|2f_{uV} + f_{dV}|}{3} < 1.6 \times 10^{-3}, \quad (1.40)$$

が考えられ、

$$|f_{qV}| < 2 \times 10^{-3} \quad \left( m_U < \frac{m_{\pi^0}}{2} \right), \quad (1.41)$$

が得られる。よって質量領域が  $68 \text{ MeV}/c^2$  ( $\pi^0$  の質量の半分) 以下において quark sector の稀崩壊関係の Vector coupling ではこれが最も強い制限を与えている。

- 実験 5 原子の Parity Violation 探索実験からの制限 [9]

$$\frac{|f_{eA} f_{qV}|}{m_U^2} < 10^{-3} G_F, \quad (1.42)$$

から

$$-1.5 \times 10^{-14} m_U < f_{eA} f_{qV} < 0.6 \times 10^{-14} m_U \text{ (MeV)}, \quad (1.43)$$

が得られ (電子との Axial coupling)  $\times$  (quark との vector coupling) へ非常に厳しい制限がつく。他の実験の例から見ても Axial coupling=0 とすることが自然なように見える。

### 1.3.4 実験的制限のまとめ

- $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL による実験値から暗黒物質の対消滅の断面積への制限がつき、電子と U-boson 間の coupling constant ( $f_e$ ) には制限がつけられる。しかし、quark と U-boson 間の Coupling constant ( $f_q$ ) への制限はつけられない。
- $\nu - e$  散乱実験、 $J/\psi$ ,  $\Upsilon(1s)$  崩壊実験そして  $K^+$  稀崩壊実験から電子、quark との Axial coupling には強い制限がつけられる。Axial coupling を 0 にすることで、原子の parity violation 探索実験からの制限 (式 1.43) からも逃れることができる。
- $J/\psi$ ,  $\Upsilon(1s)$  崩壊実験、 $K^+$  稀崩壊実験そして  $\pi^0$  稀崩壊実験から、U-boson と quark との結合の Vector coupling の制限には下記のような制限がつく。
  - $J/\psi$  崩壊実験  $\rightarrow |f_{eV}| < 0.9 \times 10^{-2}$  ( $m_U < 1.5 \text{ GeV}/c^2, C_{dm} < \sqrt{4\pi}$ )
  - $K^+$  稀崩壊実験  $\rightarrow |f_{uV}| < 10^{-3}$  ( $m_U$  が  $m_{\pi^0}$  よりも小さい領域,  $170 < m_U < 240 \text{ MeV}/c^2, C_{dm} < \sqrt{4\pi}$ )
  - $\pi^0$  稀崩壊実験  $\rightarrow |f_{qV}| < 1.6 \times 10^{-3}$  ( $m_U < \frac{m_{\pi^0}}{2} = 68 \text{ MeV}/c^2$ )

## 1.4 今回の実験の目的

U-boson を探索するために  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験のエネルギー較正用標的 Run のセットアップを利用し解析を行う。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験は 2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて高エネルギー加速器研究機構で行われた。エネルギー較正用標的 Run は Al ターゲットと中性子ビームとの相互作用で大量に生成させた  $\pi^0$  を検出器の較正に利用した Run である。本解析では Al ターゲットで短寿命の U-boson が生成され  $\gamma + \gamma$  または  $e^+ + e^-$  に崩壊することを想定し、数  $\text{MeV}/c^2 \sim 700 \text{MeV}/c^2$  の質量領域で探索を行った。

通常の  $\pi^0$  生成  $n+n \rightarrow n+n+\pi^0$  の feynman 図を図 (1.6) に、今回の U 生成  $n+n \rightarrow n+n+U$  の feynman 図を図 (1.7) に示した。また、 $n+n \rightarrow n+n+U$ -boson のラグランジアンは

$$L \sim \left( \underbrace{f_{qV} \bar{q} \gamma^\mu q}_{\text{Vector coupling}} + \underbrace{f_{qA} \bar{q} \gamma^5 \gamma^\mu q}_{\text{Axial coupling}} \right) U_\mu^0, \quad (1.44)$$

となる。ここで、この実験では、 $f_q$  に感度がある  $q$  は u-quark または d-quark である。

本実験の最終目標は U-boson を発見し、生成断面積を求め、quark との coupling constant を求めることにある。次章では、実験方法を説明する。

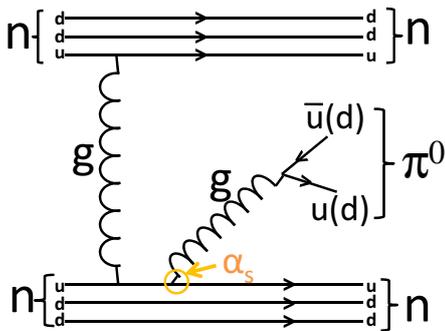


図 1.6:  $\pi^0$  生成 feynman diagram の例

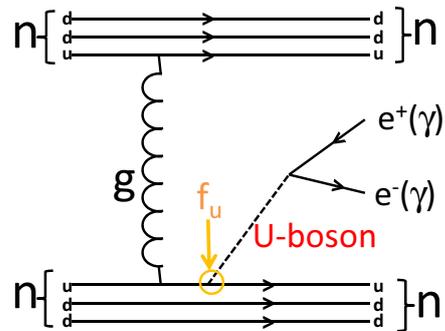


図 1.7: U-boson 生成 feynman diagram の例

## 第2章 KEK-PS E391a 検出器における U-boson 探索実験

### 2.1 KEK-PS E391a 実験

E391a 実験 [19] は 2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV Proton Synchrotron(PS) において、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊実験を探るために行われた。実験は、2004 年 2 月から 6 月、2005 年 1 月から 3 月、2005 年 11 月から 12 月にかけて三回行われており、それぞれを Run-I、Run-II、Run-III という [19]。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊で検出可能な粒子は  $\pi^0$  崩壊からの  $2\gamma$  のみである。表 2.1 に示すように、 $K_L^0$  の崩壊過程では  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  を除き、必ず荷電粒子あるいは 3 つ以上の  $\gamma$  を放出する。そのため、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の検出には終状態で荷電粒子や 3 つ以上の粒子が放出されていないことを保証する必要がある。これを保証するために、E391a 実験では  $\gamma$  に対する高いエネルギー分解能と位置分解能をもつ CsI 検出器、 $\gamma$  に対する高い検出効率をもつ  $\gamma$  線用 veto 検出器、および荷電粒子用 veto 検出器を、 $K_L^0$  崩壊領域を覆うように配置した。検出器の全体像を図 2.1 に示す。

最終的な  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の同定は、検出された  $2\gamma$  のエネルギーと位置から  $\pi^0$  の質量を仮定して求めた崩壊位置 (vertex) が崩壊領域内であること、および  $2\gamma$  が  $P_T$  (運動量のビーム軸に対する垂直成分) をもつという条件により行われる。終状態で  $2\gamma$  のみ検出されるもう一つの崩壊、 $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  は二体崩壊であるため、終状態の  $2\gamma$  の  $P_T = 0$  となり、 $P_T$  を持つという条件で除去することができる。

#### 2.1.1 KEK-PS 加速器

図 2.4 に示すように、加速器は前段加速器、線形加速器 (リニアック)、ブースター加速器および主リングにより構成される。まず、負水素イオンが Cockcroft-Walton 型の前段加速器によって 750 keV まで加速され、さらに線形加速器に入り 40 MeV まで加速された後にブースター加速器へ入射される。このときに負水素イオンは炭素の薄膜を通ることによって、電子が剥ぎ取られて陽子になる。ブースター加速器では 500 MeV まで加速された後に主リングへ送られる。図 2.4 に主リングでの加速周期の様子を示す。ブースターで加速されたビームが入射されている 0.5 秒間は主リングの磁場は一定に保たれている。ブースターから 9 回入射の後、磁場を上昇させて 0.65 秒後 12 GeV にまで加速される。ビームを遅い取り出しによって少しずつ取り出し、2 秒間一定の強度で実験室へと導く。このとき主リングの磁場は一定に保たれている。この過程が 4 秒周期で繰り返される。

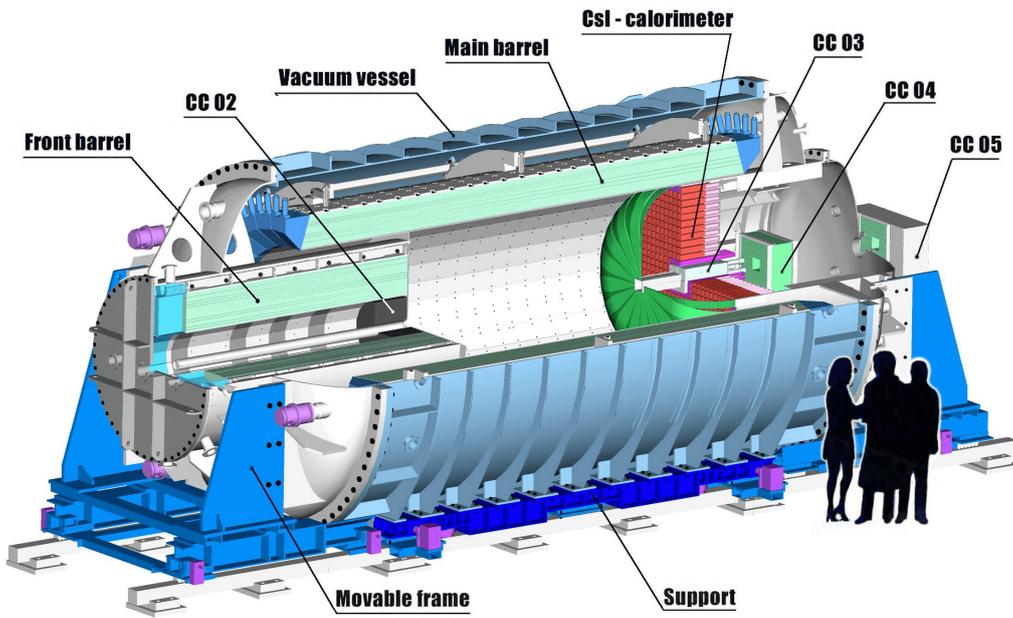


図 2.1: E391a 検出器

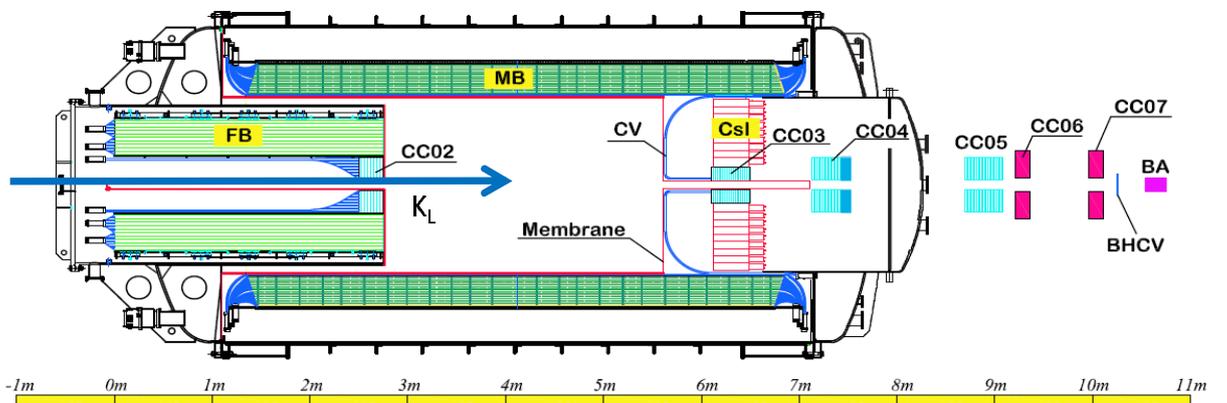


図 2.2: E391a 検出器の断面図

崩壊過程	分岐比	Visible particle
$\pi^\pm e^\mp \nu(K_{e3}^0)$	$(38.81 \pm 0.27)\%$	2charged
$\pi^\pm \mu^\mp \nu(K_{\mu 3}^0)$	$(27.19 \pm 0.25)\%$	2ch
$\pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	2ch, 2 $\gamma$
$3\pi^0$	$(21.05 \pm 0.23)\%$	6 $\gamma$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.59 \pm 0.19)\%$	2ch, 2 $\gamma$
$\pi^+ \pi^-$	$(2.090 \pm 0.025) \times 10^{-3}$	2ch
$\pi^0 \pi^0$	$(9.32 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	4 $\gamma$
$\pi^\pm e^\mp \nu \gamma$	$(3.53 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	2ch, 1 $\gamma$
$\pi^0 \pi^0 \gamma$	$< 5.6 \times 10^{-6}$	5 $\gamma$
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4.39 \pm 0.12) \times 10^{-5}$	2ch, 1 $\gamma$
$\pi^0 2\gamma$	$(1.41 \pm 0.12) \times 10^{-6}$	4 $\gamma$
2 $\gamma$	$(5.90 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	2 $\gamma$
$e^+ e^- \gamma$	$(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	2ch, 1 $\gamma$
$\mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.59 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	2ch, 1 $\gamma$
$e^+ e^- \gamma \gamma$	$(5.95 \pm 0.33) \times 10^{-7}$	2ch, 2 $\gamma$
$\mu^+ \mu^-$	$(7.27 \pm 0.14) \times 10^{-9}$	2ch
$e^+ e^-$	$(9_{-4}^{+6}) \times 10^{-12}$	2ch
$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$(3.11 \pm 0.19) \times 10^{-7}$	4ch
$\mu^+ \mu^- e^+ e^-$	$(2.69 \pm 0.27) \times 10^{-9}$	4ch
$e^+ e^- e^+ e^-$	$(3.75 \pm 0.27) \times 10^{-8}$	4ch
$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	$< 3.8 \times 10^{-10}_{CL=90\%}$	2ch, 2 $\gamma$
$\pi^0 e^+ e^-$	$< 5.1 \times 10^{-10}_{CL=90\%}$	2ch, 2 $\gamma$
$\pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 5.9 \times 10^{-7}_{CL=90\%}$	2 $\gamma$
$e^\pm \mu^\mp$	$< 4.7 \times 10^{-12}_{CL=90\%}$	2ch
$e^\pm e^\pm \mu^\mp \mu^\mp$	$< 4.12 \times 10^{-11}_{CL=90\%}$	4ch

表 2.1:  $K_L^0$  崩壊の分岐比 [20]

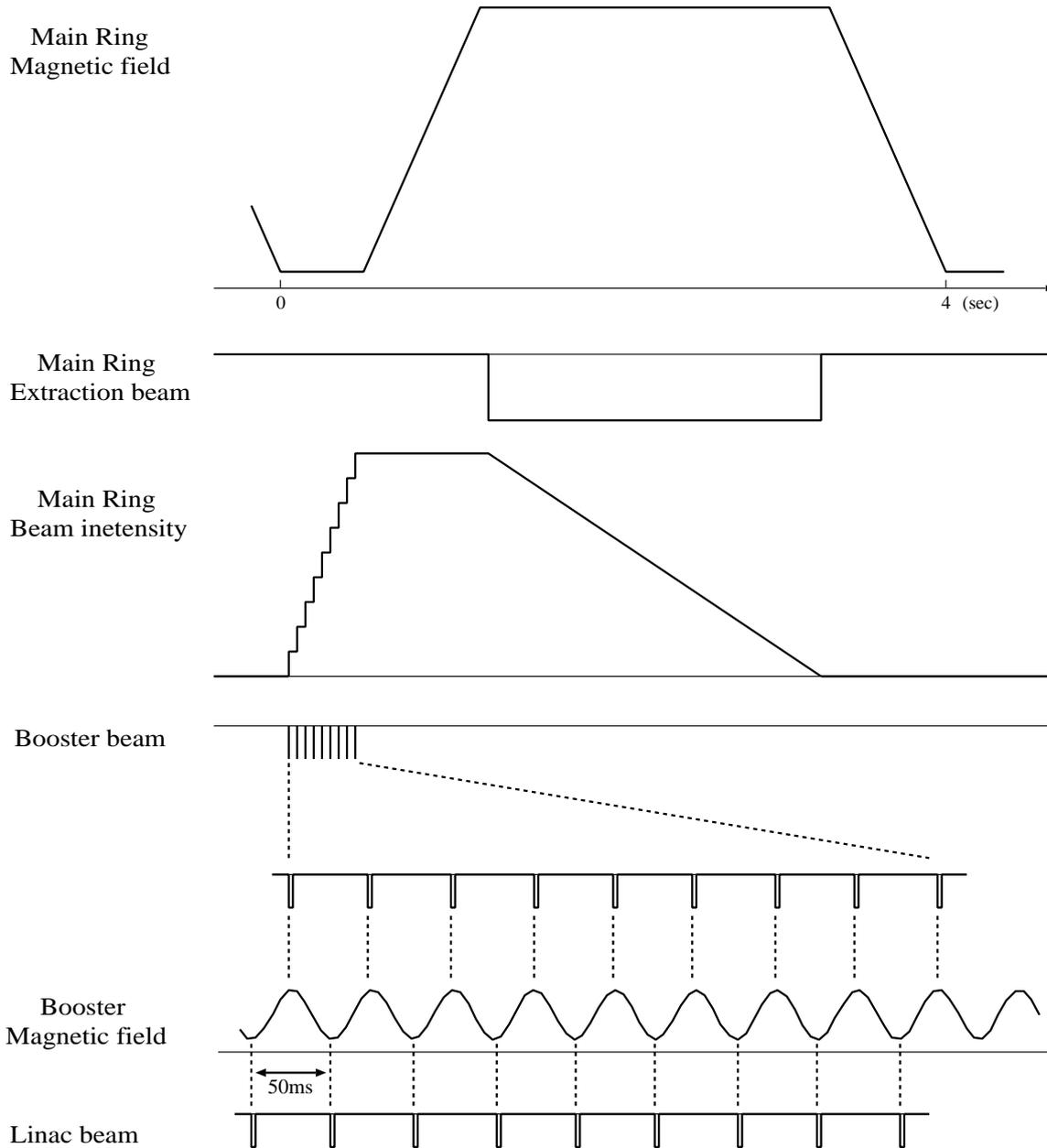


図 2.3: KEK-PS の動作パターン概念図

## 2.1.2 ビームライン

主リングから取り出された運動エネルギー 12 GeV の 1 次陽子ビームは東カウンターホールへ導かれる (図 2.5)。Intensity は  $2 \times 10^{12}$  ppp (particle per pulse : 1spill あたりに飛来する粒子数) 程度である。このビームは長さ 60mm の白金ターゲットに入射する。このときの陽子ビームサイズは図 2.6 のような縦  $\sigma=1.1\text{mm}$ 、横  $\sigma=3.3\text{mm}$  の楕円形を成す。白金ターゲットにより生成された 2 次粒子は陽子ビームに対し  $4^\circ$  の角度に設置された  $K\phi$  ビームラインで、図 2.7 にあるように C1~C6 コリメータによって  $\sim 60\text{mm}\phi$  に絞られる。C1 コリメータの half-cone angle は 2mrad である。C1 コリメータと C2 コリメータの間には中性子を落とすためのベリリウムアブソーバー、 $\gamma$  線を落とすための鉛アブソーバーが置かれている。K0 ビームラインは 10m の長さからなり主にタングステンからなる 5 段のコリメータ部 (6m) によって beam halo を取り除いている (beam halo flux は beam core flux の  $10^{-4}$  以下になるようにデザインされている)。また、ビームライン中には偏向電磁石が設置され、荷電粒子がビームから取り除かれるようになっている。そして、 $\sim 60\text{mm}\phi$  に絞られ、beam halo、荷電粒子が取り除かれ、中性粒子のみになったビームは検出器に入射される。

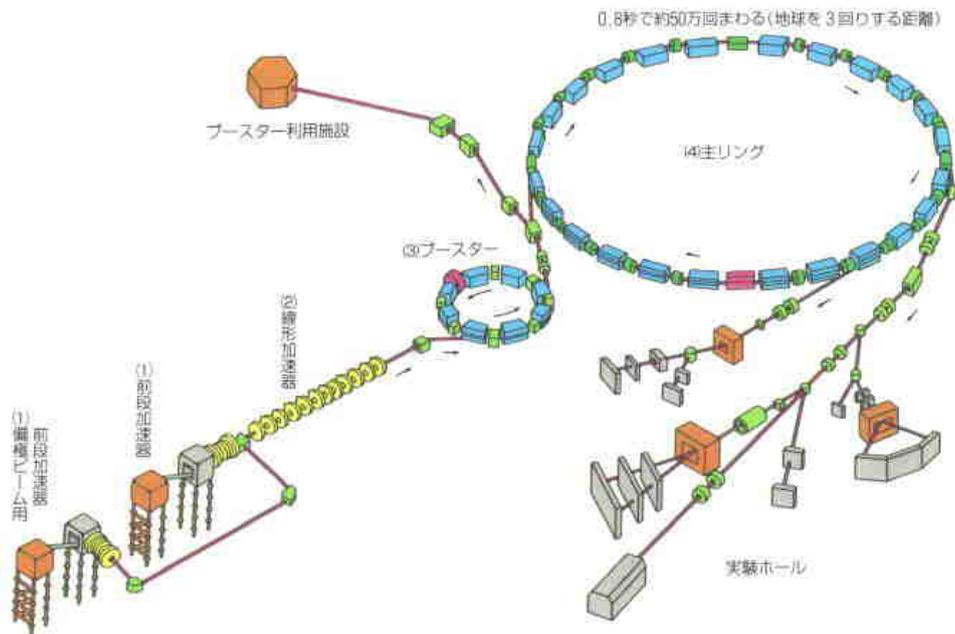


図 2.4: KEK 12GeV 陽子シンクロトロン

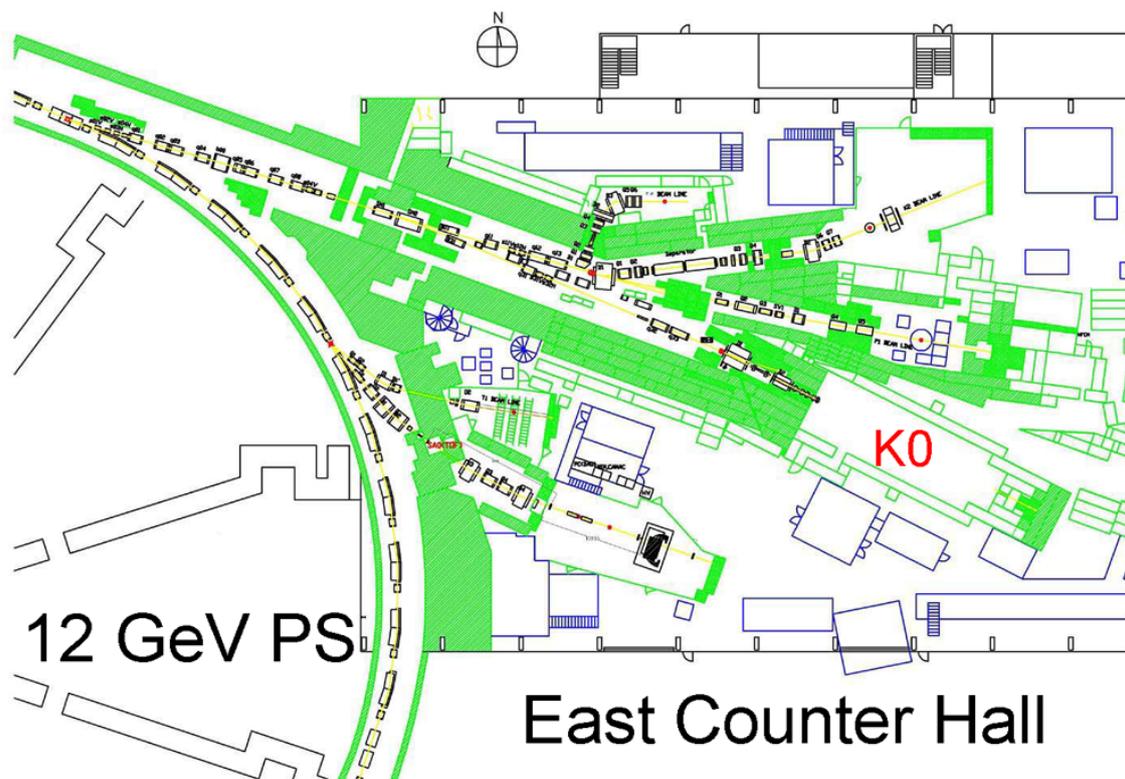


図 2.5: 東カウンターホールと K0 ビームライン

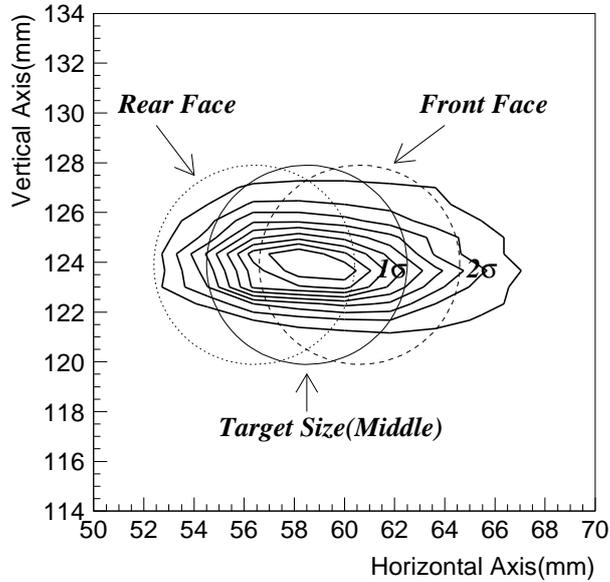


図 2.6: 白金ターゲットへ入射時のビームサイズ 縦: $\sigma = 1.1$  mm、横: $\sigma = 3.3$  mm  
 図中の円は白金ターゲットを示している。Beam はターゲットに対して  $4^\circ$  の  
 角度で入射するので全面・背面・および中央の断面図を円で示している。

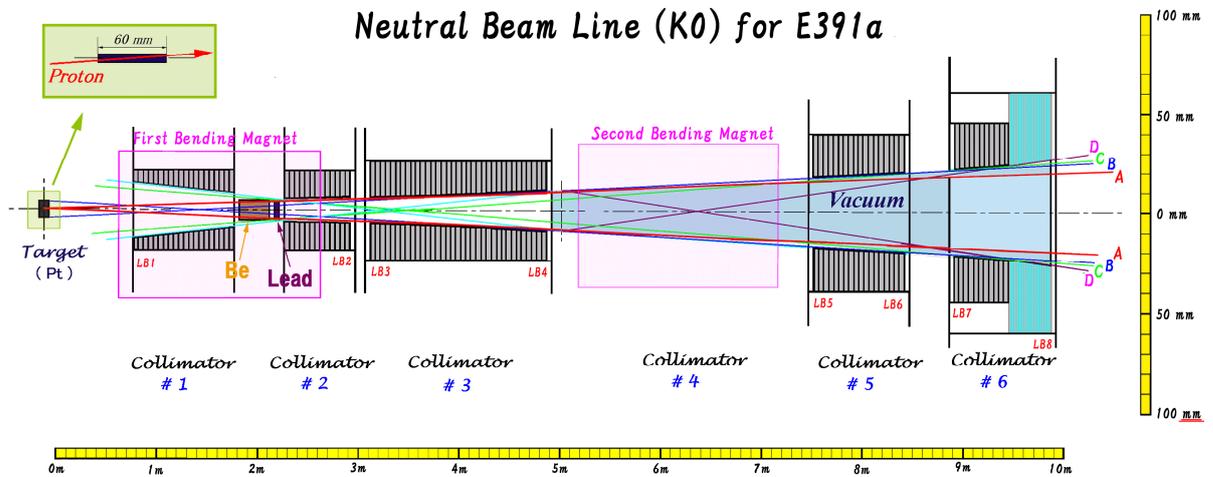


図 2.7: K0 ビームライン  
 C1~C6 のコリメータ、2 台の偏向電磁石、鉛・Be absorber を備えている。

## 2.2 KEK-PS E391a 検出器

E391a 検出器の全体構造は図 2.1 に示した。検出器は真空容器内部に納まる上流部、中央部、下流部、そして真空容器外の下流部から成り中心部を beam hole が貫いている。

### 2.2.1 上流部検出器

上流部検出器の構造を図 2.8 に示す。上流部には  $K_L^0$  崩壊からの background を除去するための veto 検出器として、Front Barrel(FB) および CC02(CC は Collar Counter の略)を設置している。FB は鉛とプラスチックシンチレータの積層構造をした台形モジュール 16 個で構成されており、円筒状に組み上げられている。シンチレーション光は波長変換ファイバー (Wave Length Shifter Fiber) を用いて、PMT(Photo-multiplier Tube) により片側から読み出している。全長 2.75m、厚さは  $16.5X_0$  である。CC02 も鉛とプラスチックシンチレータの積層構造だが、ビーム軸に対して垂直に積層されるという特徴を持つ。そのため波長変換ファイバーを積層面に対し垂直に通して読み出している。この方法は Shashlik 型と呼ばれている。

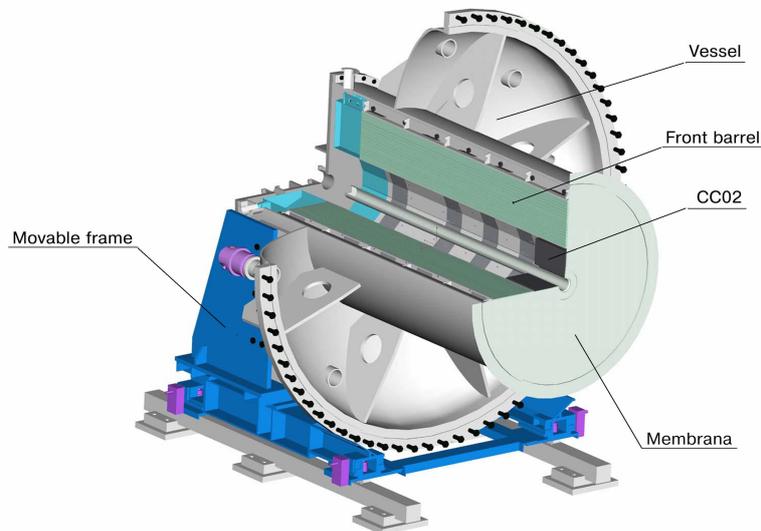


図 2.8: 上流部検出器

### 2.2.2 中央部検出器

中央部検出器の構造を図 2.9 に示す。中央部には Main Barrel(MB) および Barrel Charged Veto(BCV) と呼ばれる veto 検出器を設置している。MB は FB と同様に鉛とプラスチックシンチレータを積層した台形モジュール 32 個から構成され、円筒状に組み上げられている。測定方法も FB と同様だが、検出器の長さが長いために両側から読み出している。全長 5.5 m、厚さ  $14X_0$  である。BCV は MB と崩壊領域との間に位置する、荷電粒子に対する veto 検出器である。2 層のプラスチックシンチレータから構成され、両側から波長変換ファイバーを用いて読み出している。

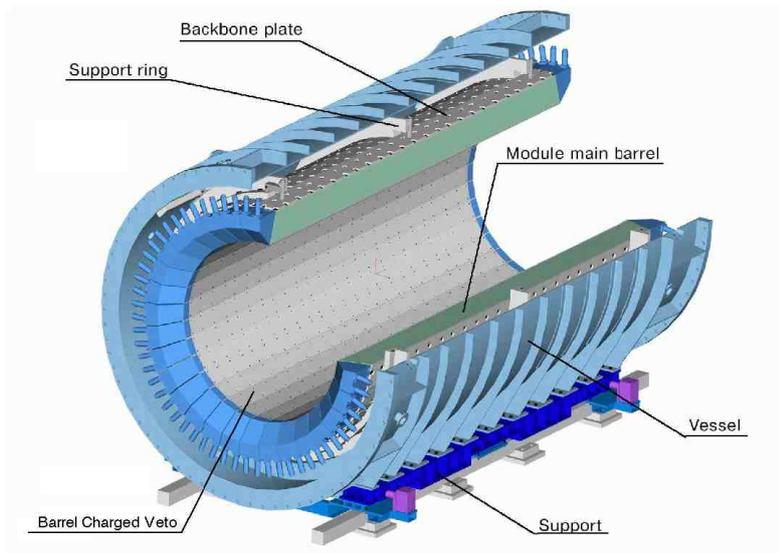


図 2.9: 中央部検出器

### 2.2.3 下流部検出器

下流部検出器の構造を図 2.10 に示す。メインの  $\gamma$  線検出器である CsI カロリメータを end cap とし、veto 検出器の CC03、CC04、Charged Veto(CV) さらに CsI 外周部の隙間を埋めるように配置された sandwich counter から成る。CsI カロリメータの内側中心部に位置する CC03 は、タングステンとプラスチックシンチレータの積層構造を成し、CsI の beam hole 側へのシャワー漏れを捉える。Charged Veto はその名の通り CsI に入射する荷電粒子を veto するための検出器であり、CsI カロリメータの外側から半球状に延びる outer と CC03 の内側から伸びる inner で構成され、CsI を内外から覆うように配置されている。本研究では、Charged Veto は荷電粒子を veto して  $2\gamma$  を選択する他にトリガーとして  $e^+e^-$  を選択するのにも使用した。sandwich counter は鉛とプラスチックシンチレータ積層型検出器であり、外周部を埋めている。さらに CsI カロリメータ後方に、鉛・プラスチックシンチレータ積層の CC04 が配置されている。

### 2.2.4 真空容器外の下流部検出器

真空容器外部の下流には、CC05、CC06、CC07、Beam hole Charged Veto(BHCV)、Back Anti(BA) を設置している。CC05 は CC04 とほぼ同形状の鉛とプラスチックシンチレータの積層構造であり、真空容器の直後に配置している。CC06、CC07 は鉛ガラス検出器 10 個から成る veto 検出器であり、CC04、CC05 で veto しきれずに通過してくる粒子を veto する。図 2.2 に示すように、最下流部では BHCV、BA を beam に直接当たる形で配置し  $4\pi$  方向の最後の穴を塞ぐ。厚さ 1 mm のプ

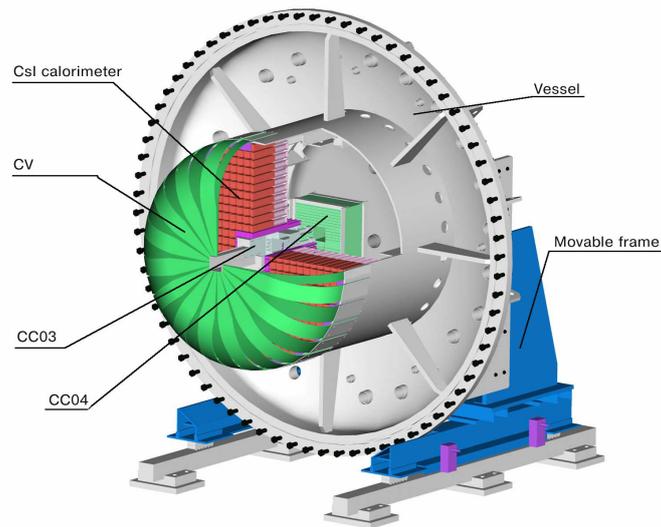


図 2.10: 下流部検出器

プラスチックシンチレータから成る BHCV は beam hole 中に逃げた荷電粒子を veto する。そして最後に、プラスチックシンチレータとクォーツから成る BA によって  $\gamma$  を veto する。BHCV や BA のように、beam を直接受けるような場合には検出器から 2 次粒子が後方に放出される現象 (back splash) が起こり、これが CsI カロリメータに当たると background になってしまう。真空容器外に置かれた collar counter にはこのようなイベントを veto する役割も与えられている。

### 2.2.5 CsI 検出器

E391a 実験の検出器では、 $\gamma$  線は end cap にある CsI(pure) カロリメータで検出する。CsI カロリメータは、図 2.12 で示すように 576 本の CsI で構成されている。576 本のうち中心部の 24 本は  $50 \times 50 \times 500 \text{ mm}^3$  であり、 $27.0X_0$  に相当する ( $X_0$ :放射長)。エネルギー分解能は 1 GeV でおおよそ 2% である。この CsI は KTeV グループからの借用品のため KTeV クリスタルと呼んでいる。残り 496 本は  $70 \times 70 \times 300 \text{ mm}^3 (16.2X_0)$  であり、外周部の 56 本は支持円筒の形状に合うようコーナーを削ってある。それぞれの CsI の構造は図 2.11 に示した。pure CsI は他のシンチレータと比較して光の減衰時間が短く、さらに放射線に強い耐性があるため採用された。

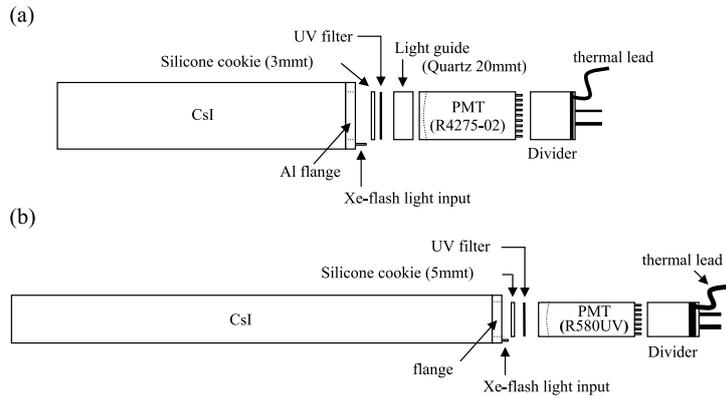


図 2.11: CsI モジュールの概念図

(a)E391a クリスタル ( $70 \times 70 \times 300 \text{ mm}^3$ )、(b)KTeV クリスタル ( $50 \times 50 \times 500 \text{ mm}^3$ )

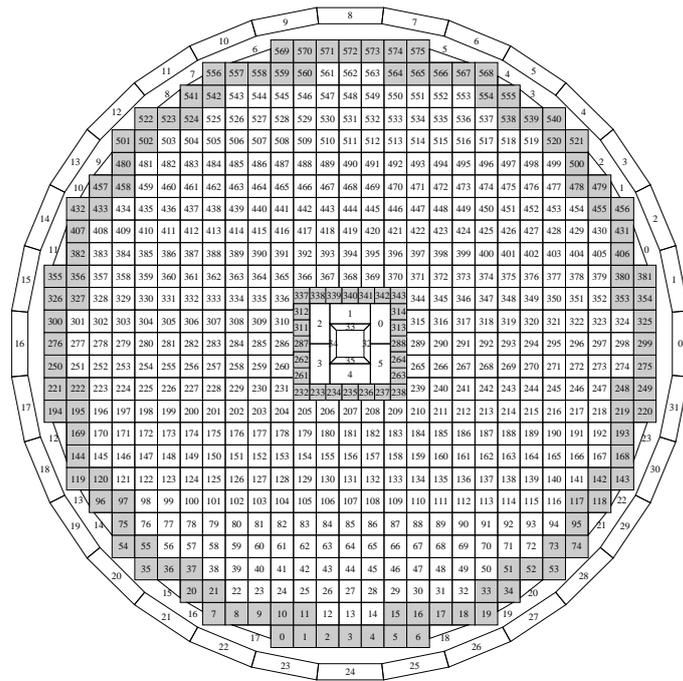
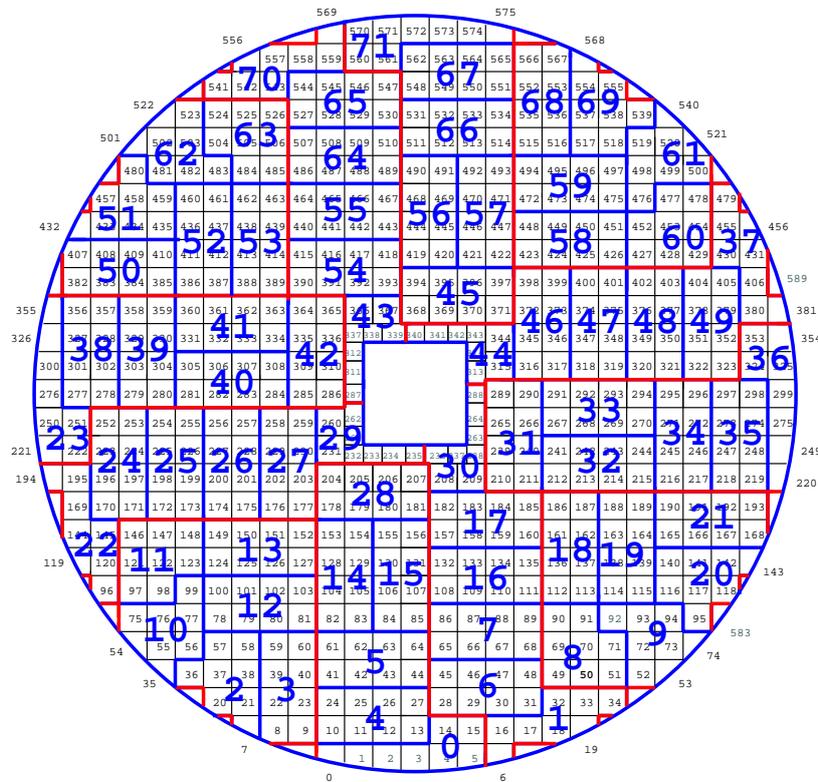


図 2.12: CsI カロリメータ

## 2.2.6 CsIのトリガーシステム

CsI 検出器からの信号の流れを図 2.14 に示す。PMT からの信号は Amp-Discriminator module に送られる。Amp-Discriminator module には 8 ch の信号に対し、analog、TDC、linear sum の 3 種類の output が用意されている。Analog output からは PMT からの signal がほぼそのまま出力され、90 m の delay cable を通じて ADC へ送られる。TDC output からは Amp-Discriminator module 内部で digital signal への変換と 300 ns の delay がなされた信号が出力され、30 m cable で TDC に送られる。Linear sum からは 8 ch の analog sum signal が出力され、30 m の cable を通じて trigger logic に送られる。Trigger logic は図 2.15 のように構築されている。

Amp-Discriminator module への入力である 8 ch の組を図 2.13 に示した。この 8 ch の組で 72 の領域にわけた cluster を hardware cluster と呼ぶ。各 hardware cluster に対応する Amp-Discriminator module の linear sum output は、図 2.15 で示してあるように、まず discriminator によって digital signal に変換される。このときの threshold は、physics Run において 30 mV(60 MeV 相当)、後に 2.3 節で述べるエネルギー較正用標的 Run( $\pi^0$  Run) において 150 mV(300 MeV)、今回の実験である special Run においては 15 mV(30 MeV) の条件を適用した。Discriminator の出力は multiplicity logic、及び linear sum を通じて hardware cluster の hit 数に応じた信号に変換され、この信号から hardware cluster の hit 数の trigger が作られる。Hardware cluster への hit 数を  $N$  とすると physics Run 及び  $\pi^0$  Run では  $N \geq 2$  の条件でデータを収集した。



Current Ver.  
2002/11/14

図 2.13: Hardware cluster レイアウト

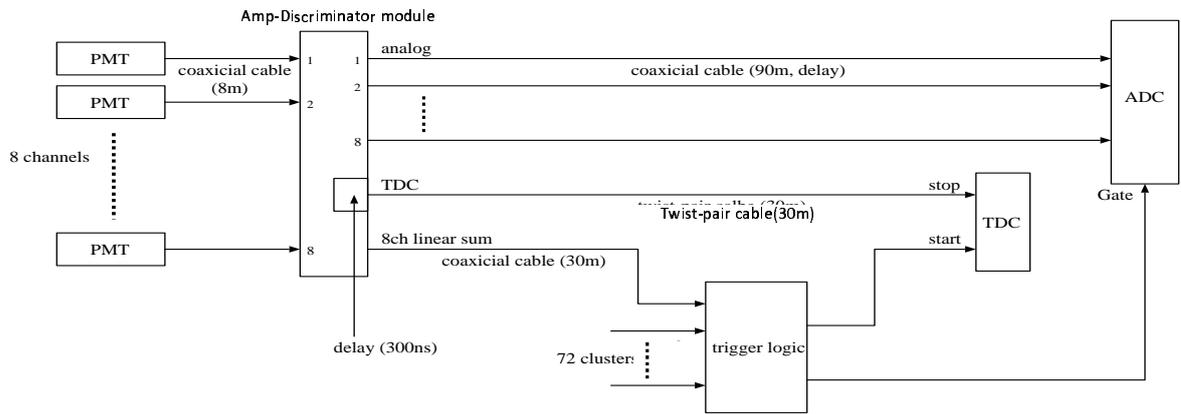


図 2.14: 信号処理の流れ

## 2.3 U-boson 探索のためのデータ収集

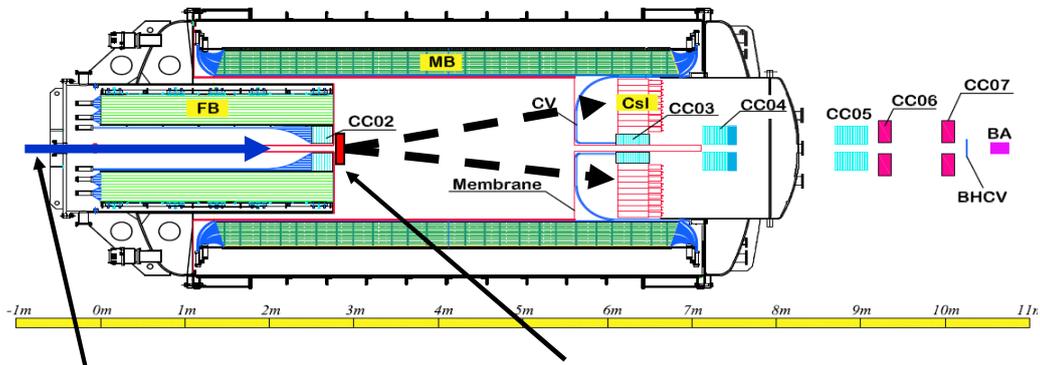
1.4 節で述べたように本研究では、エネルギー較正用標的 Run 実験のセットアップを利用し解析を行う。

### 2.3.1 $\pi^0$ によるエネルギー較正用標的 Run のセットアップ

$\pi^0$  によるエネルギー較正用標的 Run のセットアップは、Run-I の最後に検出器の真空を破り行われた。 $K_L^0$  の崩壊領域上流部に厚さ 5mm の Al ターゲットを置き、ビーム中の中性子と Al との相互作用によって大量の  $\pi^0$  を発生させ、 $\pi^0$  が崩壊してできる  $2\gamma$  を収集した。Al ターゲットを設置した検出器の概要図を図 2.16 に示す。 $\pi^0$  の寿命は  $(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{sec}$  と非常に短いため、すぐに  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  (分岐比:  $98.798 \pm 0.032\%$ ) に崩壊する。ターゲットの厚さが 5mm と薄いことと、 $\pi^0$  の寿命が短いことから  $\pi^0$  の発生点と崩壊点はターゲットの位置と決めることができる。

Beam 中の中性子を減らさないために、ビームライン上流の C1 コリメータと C2 コリメータの間にある二つのアブソーバーのうち中性子を落とすベリリウムアブソーバーを外し、beam 中の  $\gamma$  を減らすために鉛アブソーバー (5 cm) を挿入した (図 2.7 参照)。Beam 中の入射粒子の運動量分布を図 2.17 で示す。ただし、 $\gamma$  は鉛アブソーバーよりおおよそ 2 桁減っている。





## 中性子ビーム Alのターゲット

図 2.16: Al ターゲットを設置した E391a 検出器の概要図

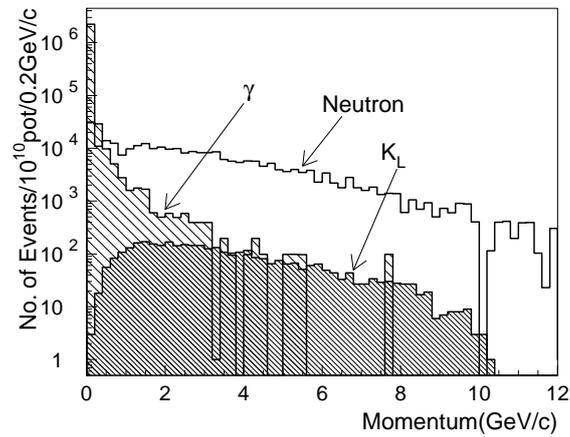


図 2.17: Beam 内粒子の運動量分布

Beam 中の粒子は  $\gamma$ 、中性子、 $K_L$  の中性粒子 3 種類であるがその中で中性子の割合が大きい。また  $\gamma$  線は鉛アブソーバーにより、このグラフよりおよそ 2 桁減らされている。

### 2.3.2 本研究のデータ収集条件

今回の実験は通常のエネルギー較正用標的 Run とは違い、中性粒子 ( $2\gamma$ ) だけでなく荷電粒子 ( $e^+e^-$ ) のデータも採取する必要がある。そこで、Charged Veto を中性粒子 ( $2\gamma$ ) データ採取では veto 検出器として使用し、荷電粒子 ( $e^+e^-$ ) データ採取では荷電粒子を要求する trigger として使用した。

通常 physics Run では、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  という稀崩壊を探索しているので CV にゆるい online veto をかけ、明らかに荷電粒子と分かるものを排除している。しかし、今回の special Run では荷電粒子を検出するため、CV の online veto を外している。通常 Run と special Run の CV のエネルギー分布の違いを図 2.18 に示す。

1.3 節で述べたように、実験的制限から暗黒物質の質量が  $100 \text{ MeV}/c^2$  以下と軽いときには、U-boson の質量は数  $\text{MeV}/c^2 \sim$  数百  $\text{MeV}/c^2$  となる。そこで、数  $\text{MeV}/c^2$  程度の低質量領域まで探索をするために CsI の hardware の cluster threshold を  $30 \text{ MeV}$  程度まで下げている。通常のエネルギー較正用標的 Run の cluster threshold は  $300 \text{ MeV}$  である。図 2.19 の左図に  $1 \text{ GeV}$  以下の通常 Run ( $\pi^0$  Run) での cluster energy と右図に本実験 (Special Run) での cluster energy を示した。また、アクシデンタルコインシデンスを低減するために通常の  $\pi^0$  Run よりも 1 次 beam 強度を 1 桁低く設定した。

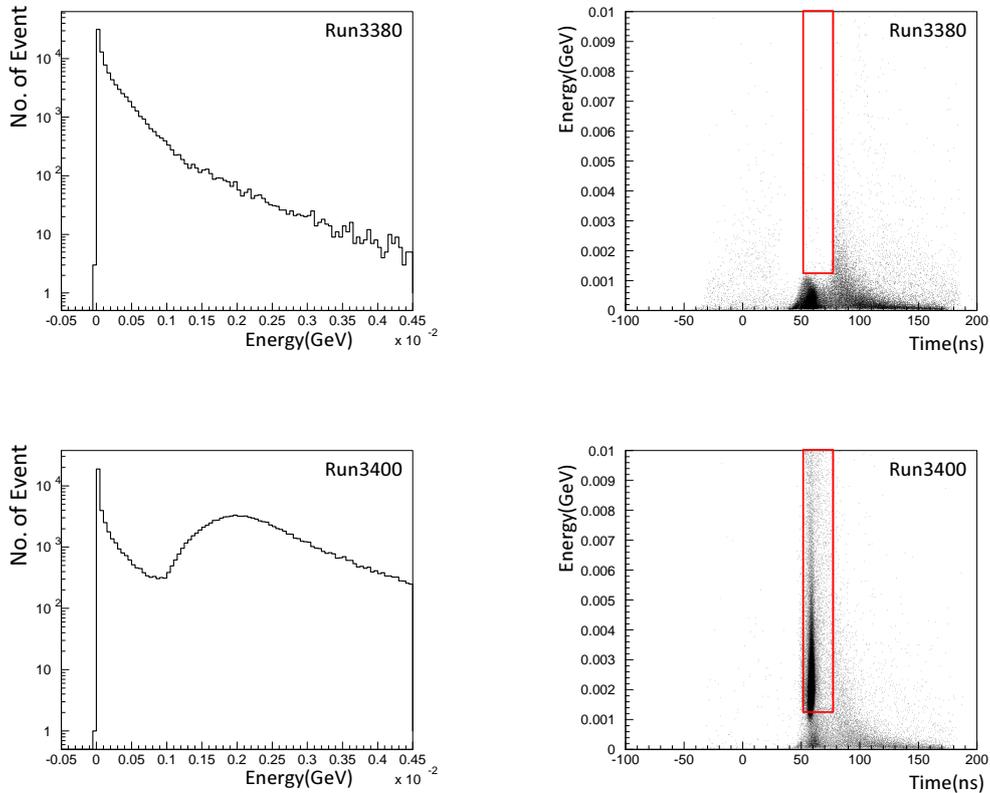


図 2.18:  $\pi^0$  Run と Special Run の CV のエネルギー分布 (左) と

CV のエネルギーと時間の相関図 (右図)

上のグラフ ( $\pi^0$  Run) には online veto がかけられているが、下のグラフ (special Run) では外されている。Online veto の範囲を赤い四角で囲った。

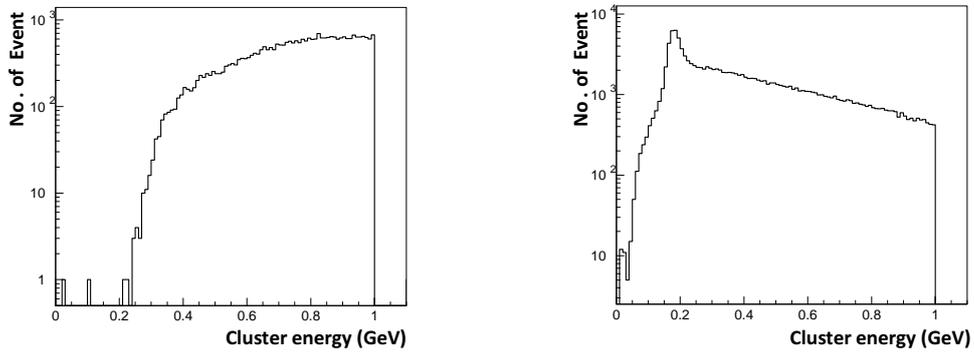


図 2.19:  $\pi^0$ Run での cluster エネルギー分布 (左) と special Run での cluster エネルギー分布 (右) CsI 検出器で観測された 2cluster でうちエネルギーの大きい cluster energy。  $\pi^0$  Run(左) では 300 MeV 付近で、special Run(右) では 30 MeV 付近で energy threshold があることがわかる。右図の 0.2 GeV 付近にあるピークは  $\mu$  粒子が長さ 30 cm の CsI に入射したときの deposit energy(CsI 30 cm で 168 MeV) である。

## 第3章 実験データの解析

### 3.1 信号の解析方法

本解析で想定している生成崩壊過程は  $n + n \rightarrow n + n + \text{U-boson} (\text{U-boson} \rightarrow 2\gamma \text{ or } e^+e^-)$  であり、終状態は  $2\gamma$  または  $e^+, e^-$  である。この章では前章で述べた実験装置で得られた実験データから U-boson の生成崩壊過程の解析手法について述べる。解析は以下の手順で行った。

#### 1. 不変質量分布の計算

(a) CsI 検出器により測定されたデータを clustering して入射粒子のエネルギーと位置を求める。

(b) その情報から運動学的に再構成を行い崩壊粒子の不変質量分布を求める。

#### 2. 背景事象を低減させる：具体的には下記のような過程を経て CsI 検出器に 2 個の $\gamma$ 線もしくは $e^+, e^-$ のみが存在し、かつ他には粒子が生成していないことを保証する。

(a) Veto 検出器に信号が存在しない。

(b) 電磁シャワーが特有のシャワー形状を持つことを利用して、 $\gamma$  線もしくは  $e^+, e^-$  以外の粒子が CsI 検出器に入射している可能性を低減させる。

(c) 横方向運動量 ( $P_T$ ) 等の運動学的な条件により、 $K_L^0$  崩壊等の背景事象を低減させる。

各 cut の最適化は、U-boson 崩壊と運動学的にほぼ同じ  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  のイベントをなるべく減らさず、かつ背景事象を極力減らすように行う。

#### 3. 最後に U-boson の生成断面積および quark との coupling constant を計算する。

#### 3.1.1 Clustering 方法

CsI 検出器に  $\gamma$  線や  $e^+, e^-$  が入射すると電磁シャワーが発生し、複数本の CsI クリスタルに信号を残す。その hit pattern から clustering と呼ばれる手法で元の  $\gamma$  線 (または  $e^+, e^-$ ) の情報 (エネルギー、位置) を再構成する。Clustering は、cluster の定義、 $\gamma$  由来らしい cluster の選択、という流れで行われる。本解析では、各々の CsI クリスタルに 5 MeV 以上の energy deposition がある CsI クリスタルのうち、隣接した集まりを cluster と定義する。

次に cluster 内におけるエネルギー勾配が作る局所的な最大値 (Local maximum) が 1 つであるという要求を各 cluster に課す。Local maximum が 2 つ以上の cluster は、 $2\gamma$  が近い位置に入射した可能性や、中性子由来のイベントである可能性が高いため除去した。1 つの CsI クリスタルのみで形成される cluster は、他の cluster からのシャワーの漏れ出しに由来する可能性が高いため除去している。このようにして cluster を決める。本解析は終状態が  $2\gamma$  または  $e^+e^-$  であるので、

2cluster イベントを選び出している。このとき、 $\gamma$  が作る cluster と  $e^+$  または  $e^-$  が作る cluster は上記のプロセスでは区別がつかないため CsI 検出器の上流に設置されたプラスチックシンチレータ (CV) で識別を行う。図 3.1 に終状態が 2cluster であるイベントの例を示した。

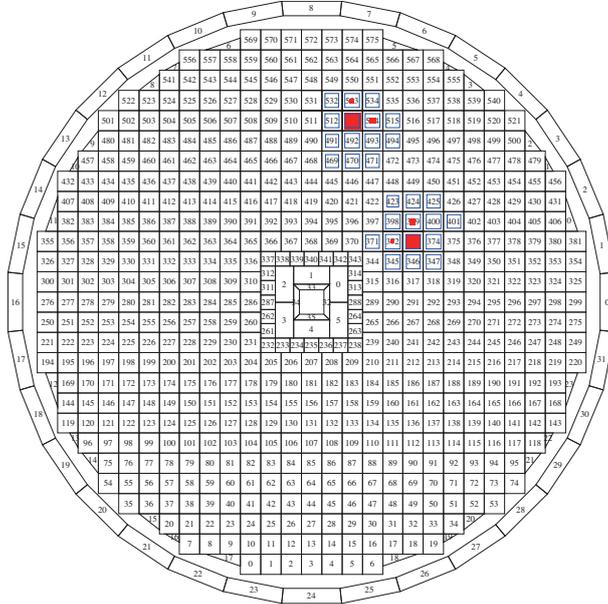


図 3.1: 2cluster の Event display

### 3.1.2 イベントの再構成

本解析では、U-boson は短寿命と仮定する。すると、U-boson は Al target の位置で生成され、その場で  $2\gamma$  または  $e^+e^-$  に崩壊する。この U-boson の崩壊位置が Al target 上であることを用いて、イベントの再構成を行う。

2つの cluster のうち CsI 検出器に落としたエネルギーが大きい方を cluster1、小さい方を cluster2 と定義して、cluster1 と cluster2 のエネルギー、CaI 検出器上での入射位置そして運動量をそれぞれ  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $\vec{r}_1=(x_1, y_1, z_1)$ 、 $\vec{r}_2=(x_2, y_2, z_2)$ 、 $\vec{P}_1=(P_{x_1}, P_{y_1}, P_{z_1})$ 、 $\vec{P}_2=(P_{x_2}, P_{y_2}, P_{z_2})$  とする。このうち測定量は  $E_1$ 、 $E_2$  と  $\vec{r}_1$ 、 $\vec{r}_2$  である。図 3.2 のように座標原点を Al target 上に取り、Al target から CsI 検出器までの距離を  $d$  とすると、

$$z_1 = z_2 = d, \quad (3.1)$$

となる。式 (3.1) と  $E_1, E_2$  から、cluster1 と cluster2 が  $e^+e^-$  の場合の運動量は、

$$P_{x_i} = \frac{x_i}{|\vec{r}_i|} |\vec{P}_i| = \frac{x_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + d^2}} \sqrt{E_i^2 - m_e^2}, \quad (3.2)$$

$$P_{y_i} = \frac{y_i}{|\vec{r}_i|} |\vec{P}_i| = \frac{y_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + d^2}} \sqrt{E_i^2 - m_e^2}, \quad (3.3)$$

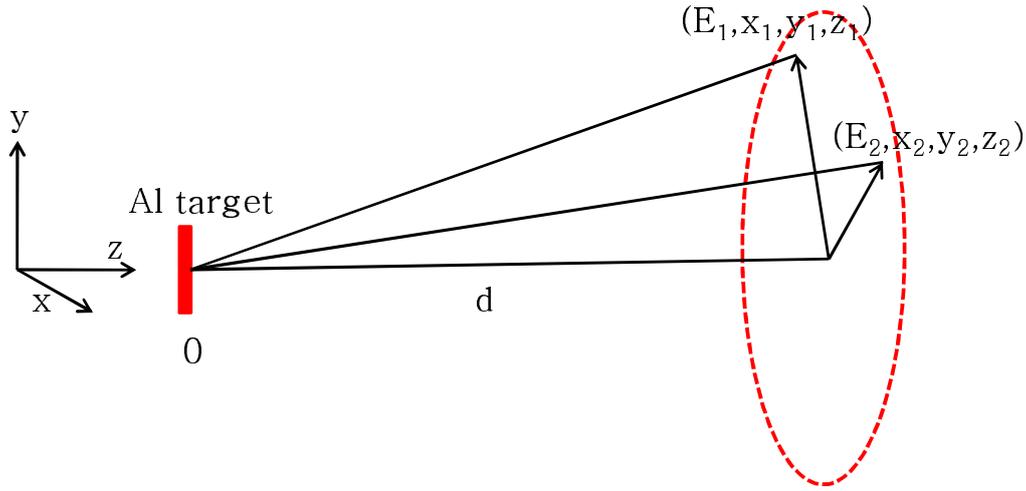


図 3.2: 2cluster の不変質量算出方法

$$P_{z_i} = \frac{z_i}{|\vec{r}_i|} |\vec{P}_i| = \frac{z_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + d^2}} \sqrt{E_i^2 - m_e^2}, \quad (3.4)$$

となる。ここで、 $m_e$  は電子 (陽電子) の質量、 $i = 1, 2$  である。式 (3.2) から式 (3.4) は 2cluster が電子、陽電子によって作られている場合である。2cluster が  $\gamma$  によって作られているときは

$$P_{x_i} = \frac{x_i}{|\vec{r}_i|} |\vec{P}_i| = \frac{x_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + d^2}} E_i, \quad (3.5)$$

$$P_{y_i} = \frac{y_i}{|\vec{r}_i|} |\vec{P}_i| = \frac{y_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + d^2}} E_i, \quad (3.6)$$

$$P_{z_i} = \frac{z_i}{|\vec{r}_i|} |\vec{P}_i| = \frac{z_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + d^2}} E_i, \quad (3.7)$$

となる。式 (3.2) から式 (3.4) と式 (3.5) から式 (3.7) は電子の質量分 ( $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$ ) 程度の違いしかない。 $\vec{P}_1 = (P_{x_1}, P_{y_1}, P_{z_1})$ 、 $\vec{P}_2 = (P_{x_2}, P_{y_2}, P_{z_2})$  そして再構成によって得られる不変質量を  $M$  とすると、

$$(E_1 + E_2)^2 = M^2 + (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2, \quad (3.8)$$

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2}, \quad (3.9)$$

となり、再構成した不変質量の式が得られる。2cluster が  $2\gamma$  であるものとして求めた不変質量分布を図 3.3 に示した。

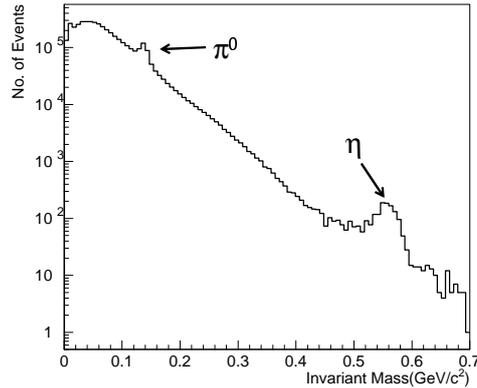


図 3.3: 2cluster から再構成した不変質量分布  
 中性子 beam が Al target に入射することによって生成される  
 $\pi^0$  ( $134.9766 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , 分岐比:  $98.798 \pm 0.032 \%$  [15])  
 と  $\eta$  ( $547.75 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\eta \rightarrow 2\gamma$ , 分岐比:  $39.43 \pm 0.26 \%$  [15]) の  
 ピークがそれぞれの質量付近に出ている。

## 3.2 背景事象の低減

### 3.2.1 運動学的な条件によるイベントセレクション

Cluster の運動学的な条件によって background の除去を行う。Background とは、図 3.3 に示すように  $\pi^0$  と  $\eta$  信号以外の連続分布のことである。2cluster のうちエネルギーが大きい cluster は cluster1、小さい cluster は cluster2 とする。

#### 1. Cluster 間の距離 : R12

図 3.6 の左上図のように、cluster 間の距離が近いと 1 つの  $\gamma$  が作った cluster をが 2 つの cluster として認識している可能性がある。これを避けるために cluster 間の距離 (R12) をある一定 (図 3.6 の場合 25 cm) 以上という条件を付ける。

#### 2. 2cluster のエネルギー比 : Erat

U-boson が生成されたとき、U-boson のエネルギーは大きいとしている。そのエネルギーは U-boson の質量の半分よりも大きい場合、もとの U-boson はビーム軸方向の運動量を持つので、cluster1 と cluster2 のエネルギーにあまり差は出ない。そこで図 3.6 の右上図のように、cluster 間のエネルギー比 (Erat) はある一定 (図 3.6 の場合 0.3) 以上という条件を付ける。

### 3. Acoplanarity cut : $A_{cp}$

図 3.4 に示すように、cluster1 の位置と CsI 検出器の中心の延長線と cluster2 が成す角度を acoplanarity angle( $A_{cp}$ ) という。 $A_{cp}$  は  $0\sim 180^\circ$  であり、図 3.6 の左下図に示すように  $180^\circ$  に近いほど 1 つの cluster を 2 つに見ている可能性がある。今回は、シグナルである  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  イベントが  $A_{cp}=150^\circ$  付近であるため、 $180^\circ$  付近の cut は行っていない。Beam 軸から back to back で崩壊する粒子 (例えば  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) は  $A_{cp}=0^\circ$  になるので、そのような粒子の除去に有効である。図 3.6 では  $A_{cp}=20^\circ$  以下を除去している。

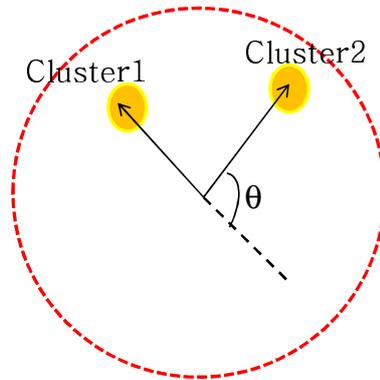


図 3.4: Acoplanarity angle  $\theta$

### 4. Beam に垂直方向の運動量 : $P_T$

background になりうる  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  のイベントを減らすために  $P_T$  による条件を導入する。 $P_T$  とは cluster1 と cluster2 の beam 軸方向に垂直な運動量を足したものである。 $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  は二体崩壊であるため、終状態の  $2\gamma$  が  $P_T = 0$  となるが、Al target によって生成された  $\pi^0$  や  $\eta$  は  $P_T$  が大きいイベントが存在する。なぜならば、Al target 内にある中性子や陽子を構成するクォークは狭い領域に押し込められているため不確定性の原理より大きなエネルギー (平均 300 MeV) を持ちうるためである。実際、図 3.6 の右下図のように  $\pi^0$  のピークは最大  $1 \text{ GeV}/c$  程度の大きな  $P_T$  を持ち得ることがわかる。この  $P_T$  の違いにより  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  を除去する。図 3.6 では  $P_T=0.1\text{GeV}/c$  以下を除去している。

## 5. CsI 検出器の範囲 : R-cut

CsI 検出器の中心付近または外殻近くに cluster が作られると、 $\gamma$  線から生成される電磁シャワーが検出器から漏れてしまいエネルギーを精密に測定できない。これを避けるために、CsI 検出器の測定範囲 (R-cut) を限定する。CsI 検出器は半径 94.5 cm であり、測定範囲は中央の  $35\text{ cm} \times 35\text{ cm}$  を除く、半径 80.5 cm の以内である。図 3.5 に R-cut を入れていない場合と入れた場合を示した。

図 3.6 にそれぞれの cut における 2cluster から算出した不変質量との相関図を示した。 $\pi^0$  と  $\eta$  の質量付近にそれぞれピークが見える。赤線より下 (矢印方向) のイベントを除去する。図 3.6 右下の  $P_T$  と不変質量との相関図で  $P_T = 0$  付近に見えるのは  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  のイベントである。

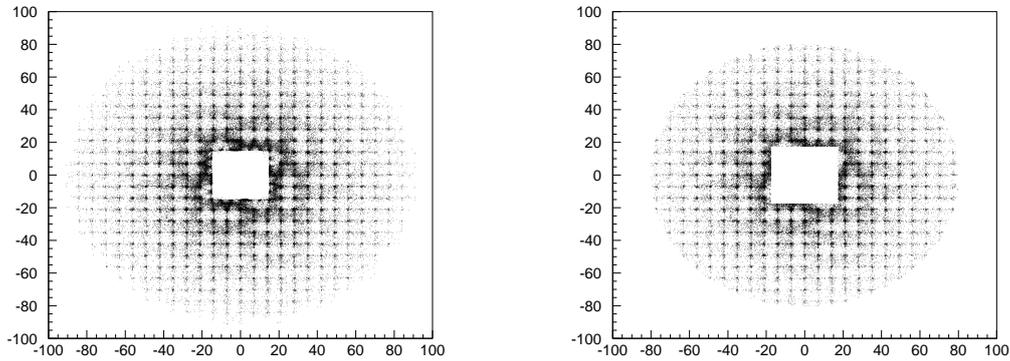


図 3.5: R-cut

CsI 検出器を正面から見た図。左図が R-cut なしの際の cluster 分布、右図が R-cut ありの際の cluster 分布である。縦軸が beam 軸に対する  $y$  軸方向、横軸が beam 軸に対する  $x$  軸方向である。

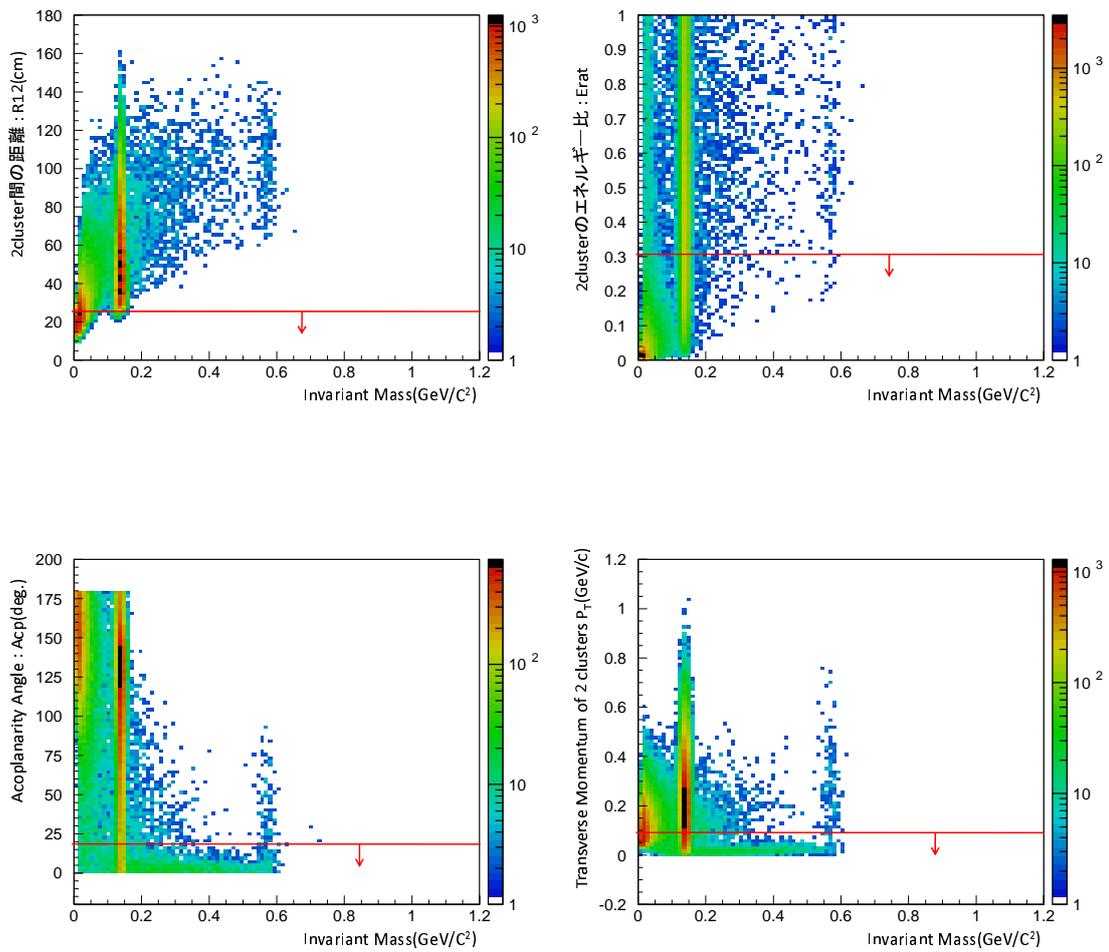


図 3.6: 運動学的な条件による event selstion

左上:R12 と不変質量との相関図、右上:Erat と不変質量との相関図、  
 左下:acp と不変質量との相関図、右下:P<sub>T</sub> と不変質量との相関図。  
 135MeV/c<sup>2</sup>、548MeV/c<sup>2</sup> 付近に π<sup>0</sup> と η のピークが見られる。それらのイベントを減らさないよう background を除去するため、赤線より下の領域にあるイベントを除去した。

### 3.2.2 Veto 検出器によるイベントセレクション

Background になりうるイベントに  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  (分岐比  $21.05 \pm 0.23\%$  [15])、 $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (分岐比  $12.59 \pm 0.19\%$  [15]) そして中性子が Al target 中の原子核と反応することによってできる多重  $\pi$  生成がある。それらの background を除去するために、CsI 検出器以外の検出器 (CC02、CC03、CC04、CC05、CC06、CC07、FB、MB、Sandwich、BCV、BHCV、BA、inner CV、outer CV) に粒子が入射しているイベントを排除し、終状態が 2 粒子のみのイベントを選択する。ただし、outer CV は中性モード ( $U\text{-boson} \rightarrow 2\gamma$ ) では veto 検出器として、荷電モード ( $U\text{-boson} \rightarrow e^+e^-$ ) ではイベントを要求する検出器として用いる。

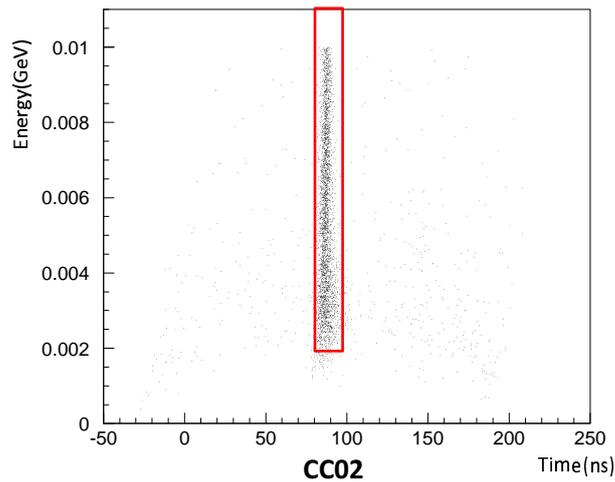


図 3.7: Veto 検出器の例

CC02 におけるエネルギーと時間の相関図。四角で囲った範囲のイベントを除去する。

また、cluster が生成した時刻でイベントセレクションを行う。図 3.8 は cluster1 と cluster2 の時間差である。0 付近での peak は時間差がほとんどなくできた 2cluster であり、要求しているイベントである可能性が高い。しかし、時間差が大きいイベントは、アクシデンタルイベントである可能性が高いので除去する。

図 3.9 は CsI 結晶が 1 つだけで形成される cluster のエネルギーと cluster 間の距離との相関図である。2 つの cluster 以外は CsI 結晶上に cluster がないことを要求するために、エネルギーが  $-\frac{1}{3} \times (\text{距離}) + 20 \text{ MeV}$  よりも大きな領域にあるイベントを削除した。

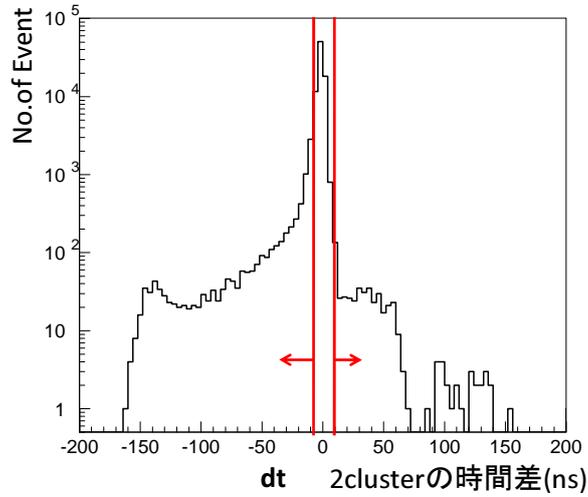


図 3.8: Cluster 間の時間差分布  
赤線で囲んだ範囲の外のイベントを除去する。

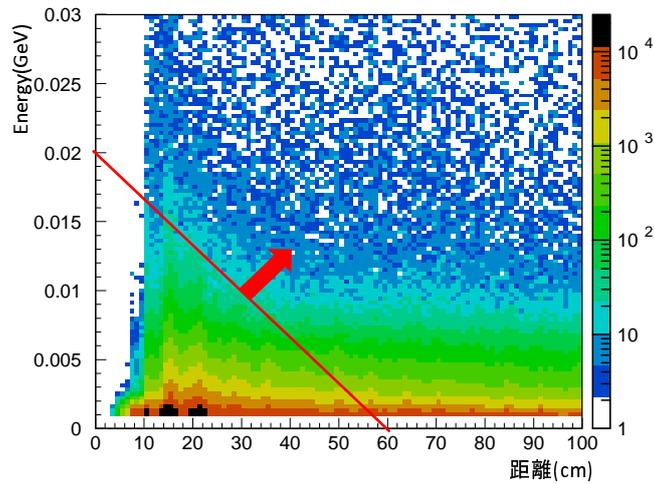


図 3.9: CsI 結晶が 1 つだけで形成される cluster のエネルギーと cluster 間の距離との相関図  
エネルギーが  $-\frac{1}{3} \times (\text{距離}) + 20 \text{ MeV}$  よりも大きな領域にある (赤線より上の領域の) イベントを削除する。

### 3.2.3 $\gamma$ selection cut によるイベントセレクション

$\gamma$  selection cut とは電磁シャワーによってできた cluster を選択し、ハドロニックシャワー、MIPs(最小イオン化粒子) による cluster を低減させる cut と 2 つの cluster が重なり 1 つの cluster に見えてしまう、fusion イベントを低減する cut である。 $\gamma$  selection cut では以下の 7 つの条件を課した。

1. 中性子によるハドロニックシャワーを低減するために、シャワーの形の広がりを表すパラメータ  $gamRMS$  を次のように定義する。

$$gamRMS = \sqrt{\frac{\sum E_i r_i^2}{\sum E_i}}. \quad (3.10)$$

ここで、 $r_i$ 、 $E_i$  は cluster 内の  $i$  番目の CsI の中央から光子が入射した位置までの距離と deposit energy である。ハドロニックシャワーの場合は電磁シャワーに比べて広範囲に作られるので  $gamRMS$  は大きくなる。図 3.10 にパラメータ  $gamRMS$  と不変質量の相関図を示した。135 MeV/ $c^2$  付近に見える peak は  $\pi^0$  が崩壊して生成された  $\gamma$  による電磁シャワーのシグナルである。このシグナルを減らさないように  $gamRMS=4 \sim 8$  に見えるハドロニックシャワーによるイベントを除去するために  $gamRMS=5$  以上を除去している。

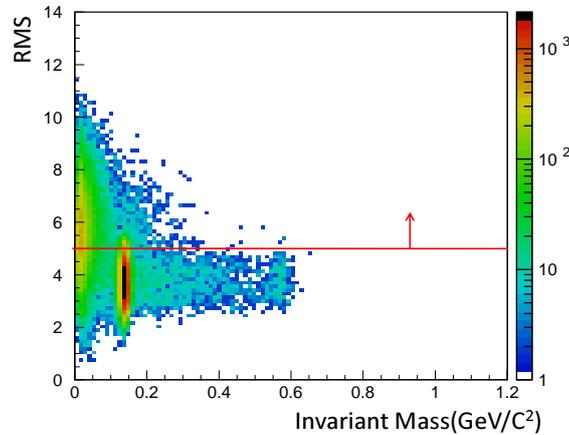


図 3.10:  $gamRMS$  と不変質量の相関図

$gamRMS = 4 \sim 8$  に見える peak がハドロニックシャワーによるものである。135 MeV/ $c^2$  付近のシグナルイベントを減らさないようにするために  $gamRMS=5$  以上を除去する。

2. 電磁シャワーは、ハドロニックシャワーよりも広がり小さい。そのため、電磁シャワーの広がり CsI 結晶 3 本でほぼ 90 % 納まる。そこで、次のようなパラメータを定義する。

$$gamERAT = \frac{E_1 + E_2 + E_3}{\sum E_i}. \quad (3.11)$$

ここで、 $E_1$  は cluster 内で最も大きなエネルギーを持つ CsI クリスタルのエネルギー、 $E_2$  は cluster 内で二番目に大きなエネルギーを持つ CsI クリスタルのエネルギー、 $E_3$  は cluster 内で三番目に大きなエネルギーを持つ CsI クリスタルのエネルギーであり  $\sum E_i$  は cluster の全エネルギーである。電磁シャワーで作られた cluster は小さいため、このパラメータは 1 に

近くなる。図 3.11 にパラメータ  $gamERAT$  と不変質量の相関図を示した。135 MeV/c<sup>2</sup> 付近に見える peak は  $\pi^0$  が崩壊して生成された  $\gamma$  による電磁シャワーのシグナルである。このシグナルを減らさないように low mass 領域に広がっているハドロニックシャワーによるイベントを除去するために  $gamERAT=0.9$  以上を除去している。

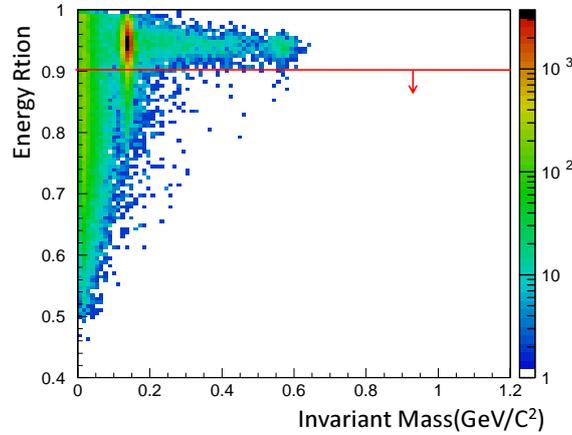


図 3.11:  $gamERAT$  と不変質量の相関図  
矢印以下は  $gamERAT$  が小さい、つまり cluster が大きく電磁シャワーによる cluster ではない。

3. 次のような時間のばらつきを示すパラメータ  $gamTDI$  を定義する。

$$gamTDI = \frac{1}{N} \sqrt{\sum (T_i - T_m)^2}. \quad (3.12)$$

ここで、 $N$  は cluster 内の CsI クリスタルの個数、 $T_i$  は CsI クリスタルそれぞれの時間、 $T_m$  は cluster 内の全 CsI の時間平均である。ハドロニックシャワーは電磁シャワーよりも作られる時間が長いため  $gamTDI$  の値が大きくなる。図 3.12 にパラメータ  $gamTDI$  と不変質量の相関図を示した。135 MeV/c<sup>2</sup> 付近に見える peak は  $\pi^0$  が崩壊して生成された  $\gamma$  による電磁シャワーのシグナルである。このシグナルを減らさないように low mass 領域に広がっているハドロニックシャワーによるイベントを除去するために  $gamTDI=3$  以下を除去している。

4. Cluster がどれだけ  $\gamma$  由来らしいか、中性子由来らしいかの度合いを示す  $gamgnid$  というパラメータがある。このパラメータはニューラルネットで作られており、モンテカルロシミュレーション (MC) でハロー中性子を入射したときのシャワーの形と、 $\gamma$  を入射したときのシャワーの形を使ってトレーニングをしている。 $gamgnid$  が 1 に近づくほど  $\gamma$  により作られた cluster であるという確かさが増し、0 に近づくほど中性子により作られた cluster であるという確かさが増す。図 3.13 にパラメータ  $gamgnid$  と不変質量の相関図を示した。135 MeV/c<sup>2</sup> 付近に見える peak は  $\pi^0$  が崩壊して生成された  $\gamma$  による電磁シャワーのシグナルである。中性子由来のハドロニックシャワーを除去するために  $gamgnid=0.5$  以下を除去している。

5. CsI 検出器に cluster が検出されると図 3.14 のように cluster の座標がわかる。Target の位置

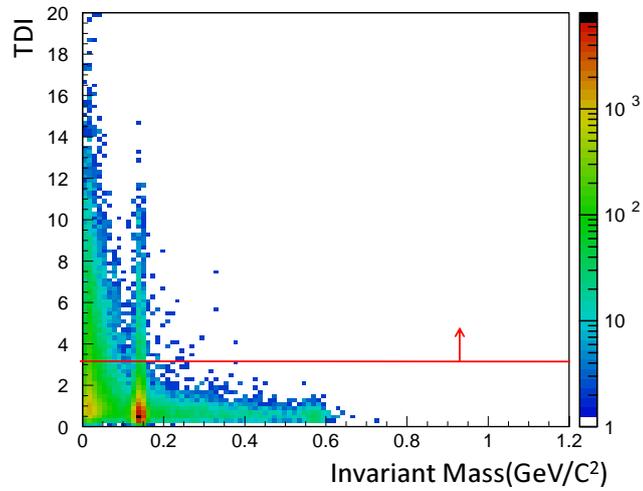


図 3.12:  $gamTDI$  と不変質量の相関図

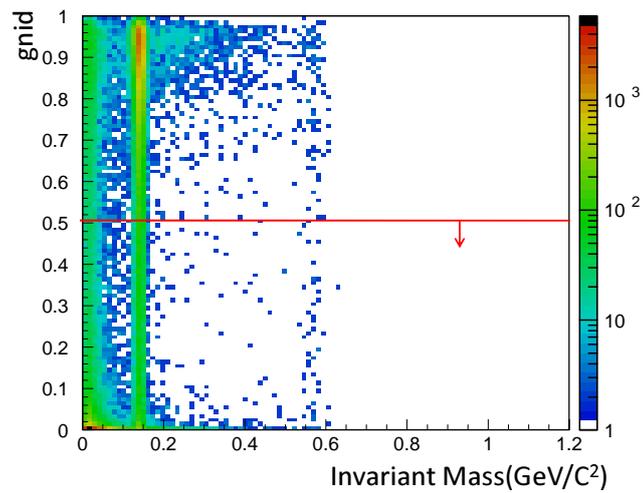


図 3.13:  $gamgmid$  と不変質量の相関図

1 に近づくほど  $\gamma$  起因の cluster で、0 に近づくほど中性子起因の cluster である。

と cluster の座標から入射角度  $\theta^a$  は、

$$\theta^a = \tan^{-1} \frac{x^2 + y^2}{d}, \quad (3.13)$$

と求められる。その cluster の座標から作った角度  $\theta^a$  と、cluster の形からニューラルネットによって求めた角度  $\theta^g$  の差であるパラメータ  $gamtheta$  を定義する。

$$gamtheta = \theta^a - \theta^g. \quad (3.14)$$

ここで角度とは、図 3.14 のように CsI 検出器に入射する垂直入射を 0 度とした角度である。ニューラルネットは MC で  $\theta$  を変えた  $\gamma$  のイベントを発生させ、そのときのシャワーの形をトレーニングをしている。Al target で生成された  $\pi^0$  起因の  $\gamma$  による cluster であれば  $\theta^a$  と  $\theta^g$  は近い値になり  $\theta \simeq 0$  になる。図 3.15 より、 $gamtheta = -40 \sim -70$  にかけてイベントが増加しているのは、 $\theta^g$  が大きいイベントがあることを示しており、Al target からではなく崩壊領域下流部から発生した  $\gamma$  である可能性が高い。さらに、ニューラルネットで作られる  $\theta^g$  は、ビームラインを向いているとは限らない。

図 3.15 にパラメータ  $gamtheta$  と不変質量の相関図を示した。135 MeV/ $c^2$  付近に見えるシグナルを減らさないように  $gamtheta = -20^\circ$  以下を除去している。

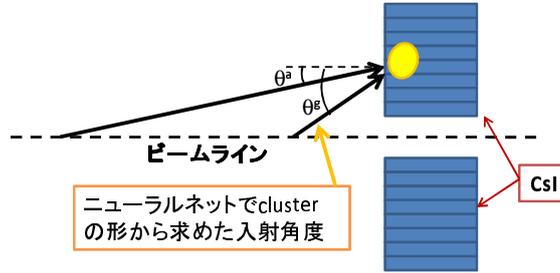


図 3.14: パラメータ  $gamtheta$

6. 1 つの cluster に対して、1 つの  $\gamma$  が入射して生成されたのか、2 つの  $\gamma$  が入射して 1 つの cluster を形成している (fusion) のかを判断するパラメータ  $gamfuse$  がある。このパラメータはニューラルネットで作られており、 $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  の MC のデータから fusion している cluster の形と fusion していない cluster の形を用いてトレーニングをしている。 $gamfuse$  が 1 に近づくほど 1 つの  $\gamma$  が入射し 1 つの cluster が作られているという確かさが増し、0 に近づくほど 2 つの  $\gamma$  が入射し 1 つの cluster が作られているという確かさが増す。図 3.16 にパラメータ  $gamfuse$  と不変質量の相関図を示した。135 MeV/ $c^2$  付近に見える peak は  $\pi^0$  が崩壊して生成された  $\gamma$  による電磁シャワーのシグナルである。Fusion イベントを除去するために  $gamgnid=0.5$  以下を除去している。
7.  $\mu$  粒子 (MIPs) は荷電粒子であるため、中性モードでは CV により veto されるが、荷電モードではこれまでの event selection では除去できずに残ってしまう。そこで荷電モードでは  $\mu$  粒子起因のイベントを除去するための条件が必要がある。Cluster エネルギー分布 (図 3.17) には  $\mu$  粒子による MIPs のピークが見えており、cluster energy が 115 MeV  $\sim$  250 MeV の範囲で除去した。

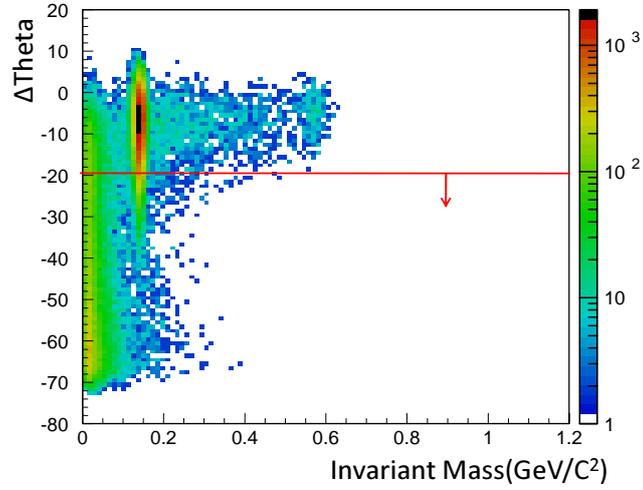


図 3.15: *gamtheta* と不変質量の相関図

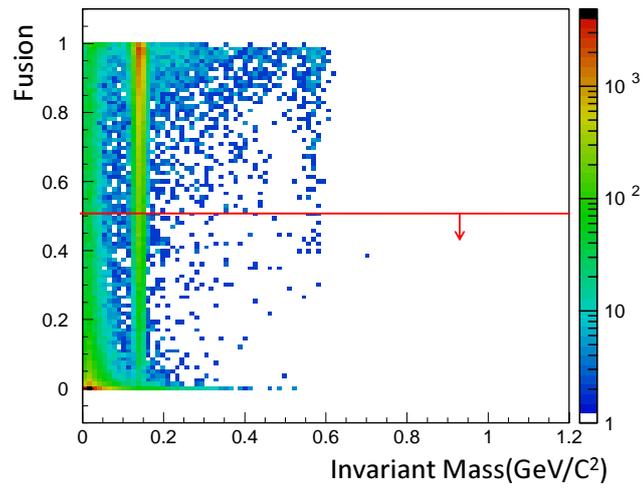


図 3.16: *gamfuse* と不変質量の相関図

1 に近づくほど  $1\gamma$  でできた cluster であり、0 に近づくほど  $2\gamma$  によってできた cluster である可能性が高い。

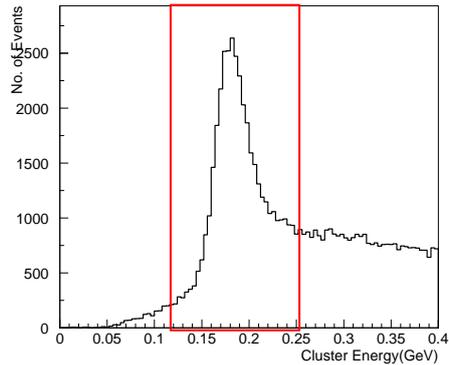


図 3.17: CsI の cluster のエネルギー分布  
 $\mu$  粒子は CsI 結晶 30 cm あたり 168MeV のエネルギーを落とすので、  
 168 MeV 付近にピークが見えている。これを除去するために、  
 115 MeV ~ 250 MeV の cluster energy を除去する。

### 3.3 解析 1 ~ $P_T \geq 100 \text{ MeV}/c$ での解析 ~

#### 3.3.1 Event Selection

運動学的な条件を入れ、イベントセレクションを行う。図 3.18 は 1Run のデータから再構成させた不変質量分布であり、黒いグラフはなにも条件を加えていない状態の不変質量分布である。135  $\text{MeV}/c^2$  付近に  $\pi^0$  の、548  $\text{MeV}/c^2$  付近に  $\eta$  のピークが見えている。この  $\pi^0$  イベントを減らしすぎないように background を低減させる。表 3.1 で運動学的の詳細な条件を示している。図 3.18 の赤いグラフは運動学的な条件を入れた後の不変質量分布である。低質量領域の background が多く減少していることがわかる。

R12	> 25.0 cm
Erat	> 0.3
Acp	> 20°
$P_T$	> 0.1 $\text{GeV}/c$
R-cut	半径 < 80.5 cm かつ -17.5 cm < x < 17.5 cm、 -17.5 cm < y < 17.5 cm 以外

表 3.1: 運動学的条件でのイベントセレクション

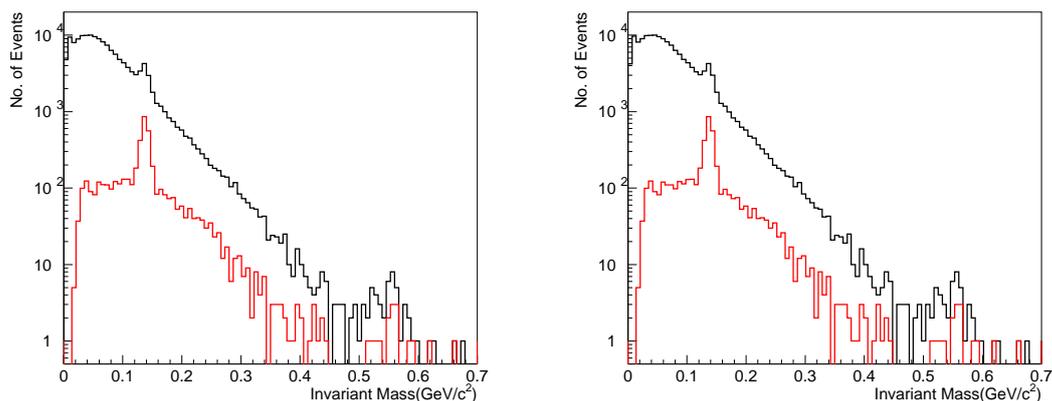


図 3.18: 中性モード (左図) と荷電モード (右図) における運動学的条件を入れた不変質量分布

次に veto 検出器による background の低減を行う。詳細な値を表 3.2 に示した。中性モードでは、outerCV に落とされたエネルギーが 0.1 MeV 以上でかつタイミングが 47.3 ns ~ 68.7 ns のイベントを除去し、荷電モードでは逆にエネルギーが 0.1 MeV 以下またはタイミングが 47.3 ns 以下または 68.7 ns 以上のイベントを除去した。図 3.19 に中性モードと荷電モードでイベントを除去する範囲の違いを表した。図 3.20 に示した赤いグラフは veto 検出器によるイベントセレクションを行った不変質量分布である。図 3.20 の左図は CV を veto 検出器として用いた場合、つまり中性モードのグラフである。図 3.20 の右図は CV をイベントを要求する検出器として用いた場合、つまり荷電モードのグラフである。荷電モードでは 135 MeV/c<sup>2</sup> 付近の  $\pi^0$  の peak は完全には除去されずバンプとして残っており、一方中性モードでは  $\pi^0$  の peak が enhance されていることが図 3.20 よりわかる。

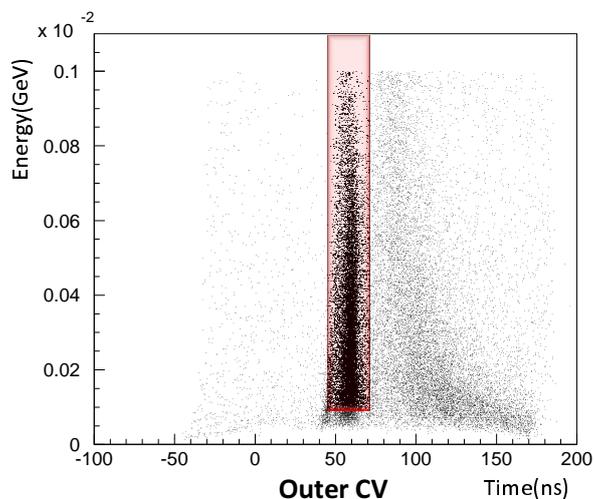


図 3.19: 中性モードと荷電モードの除去範囲  
赤い四角の内側が中性モードでの外側が荷電モード除去範囲である。

	Energy threshold(MeV)	Time window(ns)
CC02	2.0	78.3 ~ 96.0
CC03	1.5	Not applied
CC04	0.8	84.8 ~ 101.9
CC04s <sup>†</sup>	0.7	83.5 ~ 102.2
CC05	2.0	Not applied
CC05s <sup>†</sup>	0.7	Not applied
CC06	2.0	70.6 ~ 97.9
CC07	25.0	75.1 ~ 129.7
FB	1.0	59.0 ~ 118.6
MB	1.0	57.8 ~ 95.6
Sandwich	2.0	51.5 ~ 81.1
BCV	0.5	59.5 ~ 95.3
BHCV	0.1	Not applied
innerCV	0.1	45.1 ~ 70.3
outerCV*	0.1	47.3 ~ 68.7

表 3.2: Veto 検出器でのイベントセレクション

この energy threshold 以上で time window 内に入ったものを veto している。

\*OuterCV は中性モードでは 0.1 MeV 以上 47.3 ns~68.7 ns 内を荷電モードではそれ以外を veto する。

<sup>†</sup>CC04 と CC05 はともに 5 mm のプラスチックシンチレータと 2 mm の鉛から成る 32 層のサンドイッチ構造になっている。荷電粒子を精度よく検出するために 5 mm のプラスチックシンチレータが 2 枚 CC04 には上流側、CC05 には下流側に設置されている。これらはそれぞれ CC04s、CC05s という。

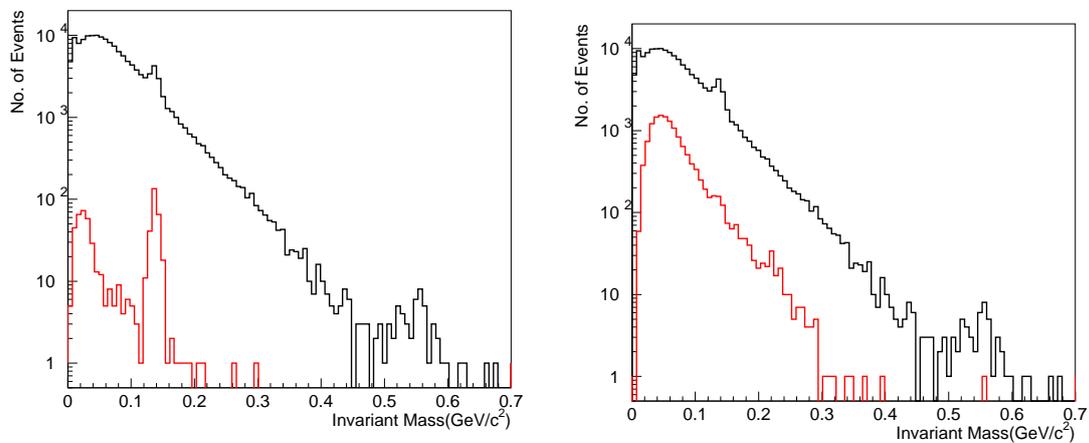


図 3.20: Veto 検出器によるイベントセレクションを行った中性モード (左図) と荷電モード (右図) における不変質量分布

次に  $\gamma$  selection cut による background の低減を行う。使用した値を表 3.3 に示した。

<i>gamRMS</i>	< 5.0 cm
<i>gamERAT</i>	< 0.9
<i>gamTDI</i>	< 3.0 ns
<i>gamgnid</i>	< 0.5
<i>gantheta</i>	< $-20^\circ$
<i>gamfuse</i>	> 0.5
MIP cut	115 MeV ~ 250 MeV 以外

表 3.3:  $\gamma$  selection cut でのイベントセレクション  
荷電モードでは MIP cut は入っていない

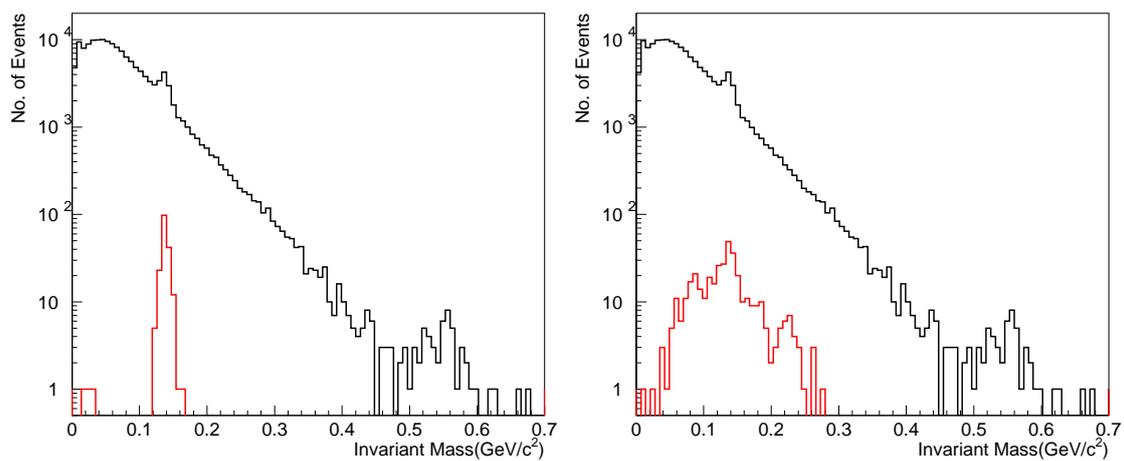


図 3.21:  $\gamma$  selection cut を行った中性モード (左図) と荷電モード (右図) における  
不変質量分布

運動学的な条件、veto 検出器によるイベントセレクション、 $\gamma$  selection cut をすべて行い、background の除去を行った中性モードと荷電モードのグラフが図 3.22 である。これまでの解析は 1Run 分のデータ (148482events) で行ってきたが、ここからは収集した全 35Run 分のデータで解析する。中性モードでは  $\pi^0$  と  $\eta$  のピークが  $135 \text{ MeV}/c^2$  と  $548 \text{ MeV}/c^2$  付近に見られるが、他に U-boson らしきピークは見られない。

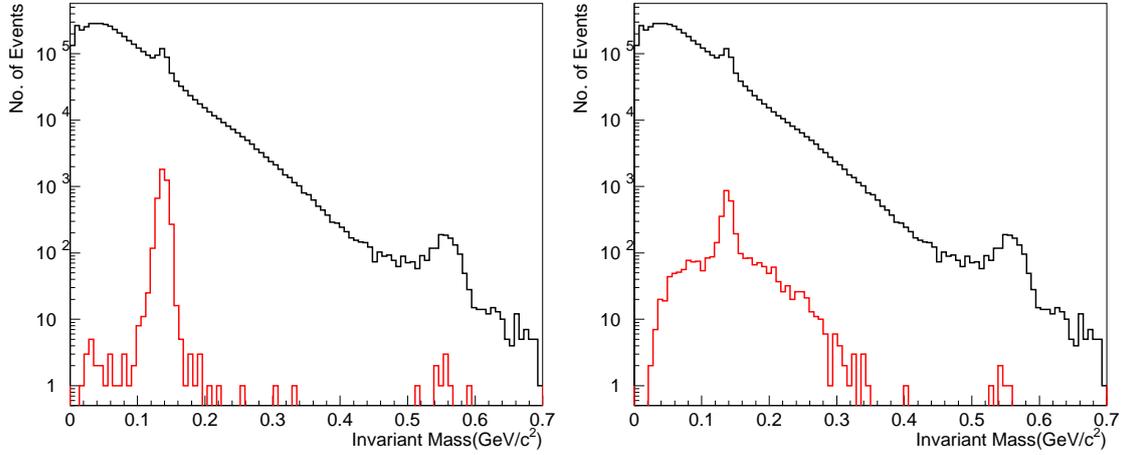


図 3.22: 全ての cut を入れた中性モード (左図) と荷電モード (右図) の不変質量分布

荷電モードは CV により、 $\gamma$  を除去したにもかかわらず  $\pi^0$  と  $\eta$  のピークが残っている。ピークが残る可能性として、図 3.23 に示すような 3 つの原因が考えられる。(1)、一つ目は  $\pi^0$  の dalitz decay である。dalitz decay とは  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  という崩壊モードであり、分岐比は  $1.1984 \pm 0.032 \%$  [15] である。図 3.23 の 1) 図のように、 $e^+, e^-$  が同方向で崩壊した場合、 $e^+e^-$  が 1 つの cluster を形成し、さらに  $\gamma$  が CV で conversion を起こすと荷電粒子に見えてしまい最終的に荷電粒子が 2cluster を形成しているように誤判断しまう。また、後に述べるように  $\gamma$  による backsplash でも同様に荷電粒子による cluster 形成に誤判断する場合もある。(2)、二つ目は図 3.23 の 2) 図のように、 $\pi^0$  が崩壊してできた  $2\gamma$  が 2 つとも CV で conversion を起こし、荷電粒子による 2cluster に見えてしまう場合である。(3)、三つ目は  $\pi^0$  崩壊からの  $2\gamma$  が CsI 結晶で電磁シャワーを起こしてできた電子 (または陽電子) の一部が再び CV に当たってしまう現象 (backsplash) による誤判断である。

そこで outerCV による background の除去を考える。outerCV は図 2.10 からわかるように outerCV 上流部に重なっている部分がある。CsI 検出器で測定された cluster の位置から outerCV 3.6 枚分の幅に粒子が outerCV 1 枚もしくは 2 枚に hit したときだけ、その粒子は荷電粒子とみなすようにする。そしてできたグラフが図 3.24 である。 $\pi^0$  と  $\eta$  の質量付近のピークがなくなり連続した質量分布が現れたが U-boson らしきピークは見られなかった。

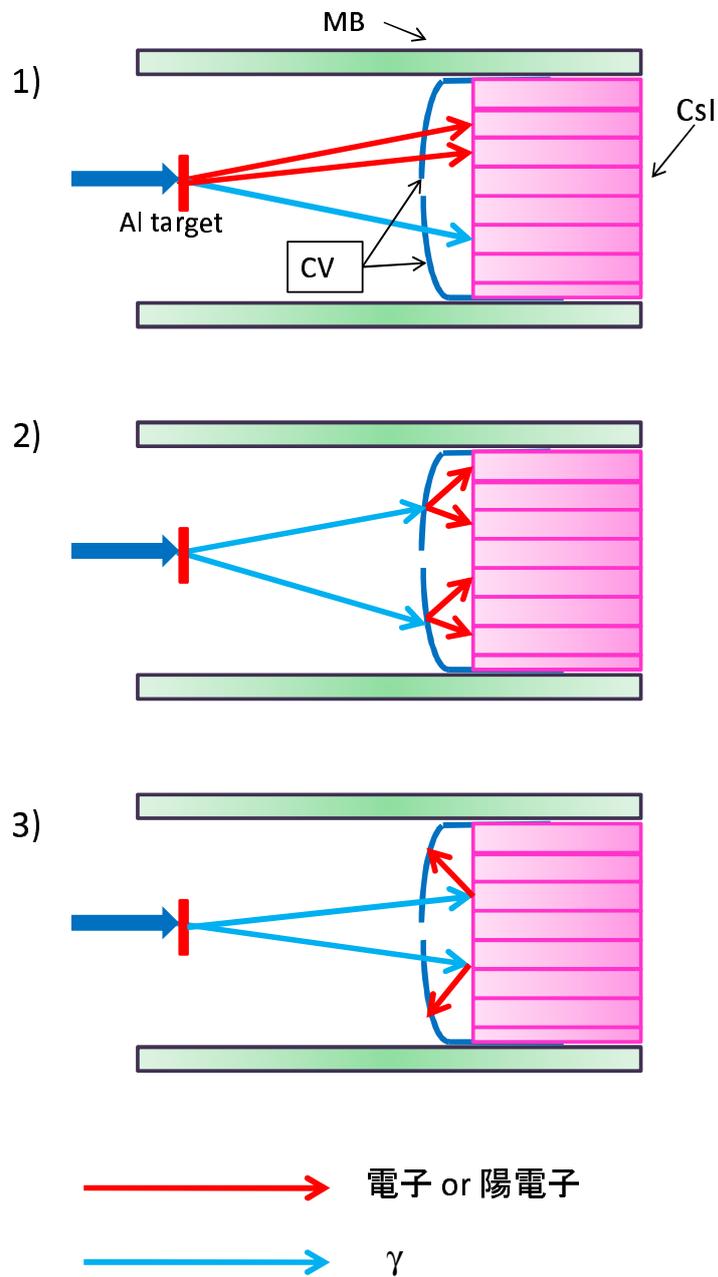


図 3.23:  $\pi^0$  質量付近ピークの考えられる原因  
 1) 図は  $\pi^0$  の dalitz decay、2) 図は  $\pi^0$  崩壊からの  $2\gamma$  による CV での conversion、3) 図は backsplash。

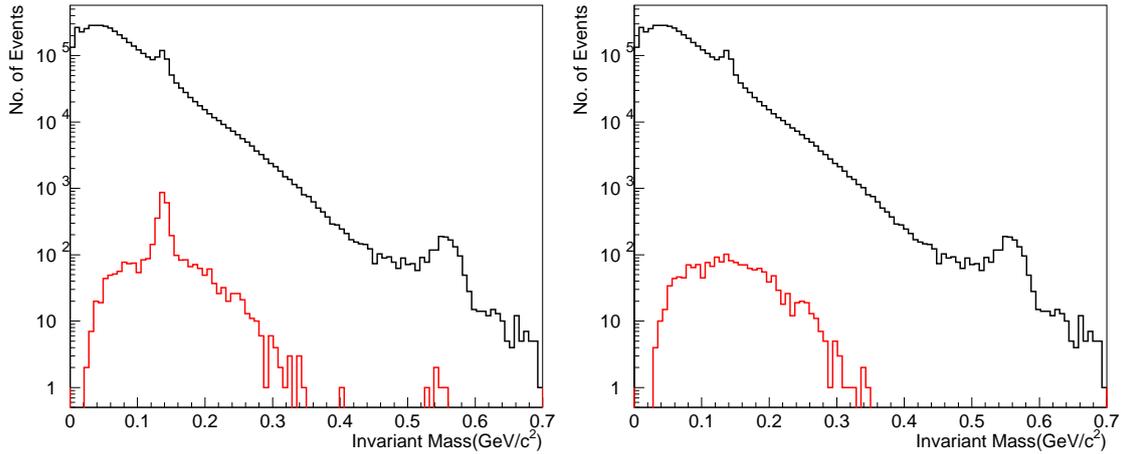


図 3.24: 全ての cut を入れた荷電モード (左図) から outerCV による background の除去を行った不変質量分布 (右図)

### 3.3.2 モンテカルロシミュレーションとの比較

Background の除去を行った後に残ったイベントは何であるか、モンテカルロシミュレーション (MC) で調べる。シミュレーションを行う崩壊モードは主な background になると予想される、

1. コア中性子 (Al target に中性子を当てた Run)
2.  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  (分岐比  $5.90 \pm 0.07 \times 10^{-4}$ )
3.  $K_e3$  ( $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ , 分岐比  $38.83 \pm 0.27\%$ )
4.  $K_\mu3$  ( $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ , 分岐比  $27.19 \pm 0.25\%$ )

である。図 3.25 は背景事象の除去を行う前のシミュレーションとの比較であり、コア中性子が赤、 $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  が青、 $K_e3$  が緑、 $K_\mu3$  が水色で、それらのシミュレーションを足し合わせたものがピンクのグラフである。シミュレーションには高エネルギー素粒子実験においてよく用いられている GEANT3 を利用した。GEANT3 ではハドロン相互作用で  $\eta$  の生成が入っていないため、シミュレーションで  $\eta$  のピークは現れない。

次にシミュレーションにも実験データのとおり同様に background の低減を行う。このときの運動学的な条件、 $\gamma$  selection cut の値は表 3.1 と表 3.3 と同じ値である。しかし、veto 検出器の条件では時間条件があるため、シミュレーションとずれがあるため合わせ直す必要がある。図 3.26 に例として CC04 におけるシミュレーションと実験データのエネルギーと時間の相関図を示す。エネルギー閾値と時間幅は変えず、時間幅の中心をシミュレーションでの時間ピークの位置に合わせた。

Background の低減をし、実験データとシミュレーションを比較したグラフをと図 3.27 に示す。

$K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  (図 3.25 青) は運動学的な条件または、CV と cluster の位置一致を要求することによってほぼ除去できる。 $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  は終状態が  $P_T = 0$  となるため、運動学的条件の  $P_T > 100$  GeV/c でほとんどを切ることができる。また、荷電モードでも CV と cluster の位置一致を要求することで backplash によるイベントを除去でき、中性モードでは  $K_\mu3$  (水色) は  $\gamma$  selection cut と MIP

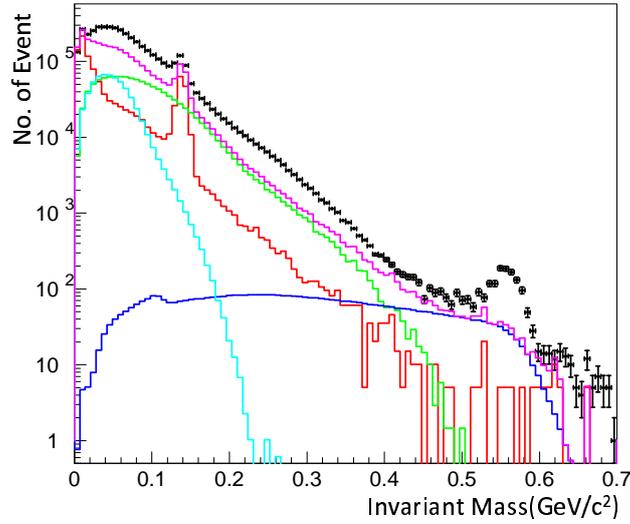


図 3.25: シミュレーションとの比較をした不変質量分布  
 Cut を入れる前の実験データとシミュレーションとの比較  
 黒: 実験データ、赤: コア中性子、青:  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ 、緑:  $K_e3$ 、  
 水色:  $K_\mu3$ 、ピンク: MC sum

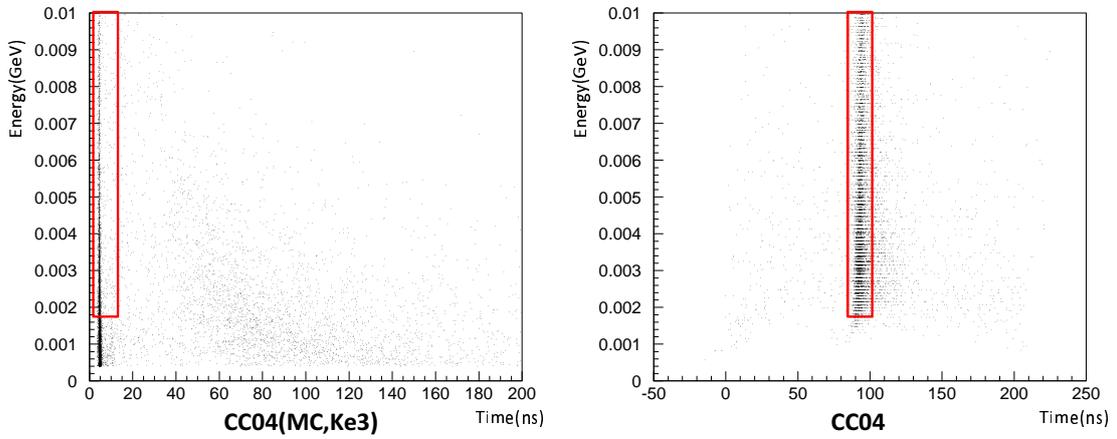


図 3.26: CC04 におけるシミュレーションと実験データの比較例  
 左図はシミュレーション、右図は実験データでのエネルギーと時間の相関図である。  
 赤い四角で囲った範囲を除去した。

cut による効果大きい。 $\pi^\pm$  と  $\mu^\mp$  粒子はともに荷電粒子だが、 $\pi^\pm$  はハドロニックシャワーになるので  $\gamma$  selection cut で除去でき、 $\mu^\mp$  は MIP cut で除去できる。

残っているシミュレーションの崩壊モードは中性モード、荷電モードともに、赤のコア中性子と緑の  $K_{e3}$  である (ピンク : MC sum)。図 3.27 左図より中性モードにおいては、コア中性子が主な background の要因であることがわかる。0.1 ~ 0.2  $\text{GeV}/c^2$  に実験データの 2.8 % だがわずかに  $K_{e3}$  が残っている。

図 3.27 右図より荷電モードにおいて、 $K_{e3}$  が主な background の要因であることがわかる。 $K_{e3}$  は  $\pi^\pm$  がハドロニックシャワーを形成するので  $\gamma$  selection cut で除去できるが、 $e^\mp$  は除去できない。 $\pi^\pm$  を  $\gamma$  selection cut で除去しきれないものが残ってしまっている。この  $K_{e3}$  起因の Background を除去しなくてはならないことがシミュレーションにより判明した。

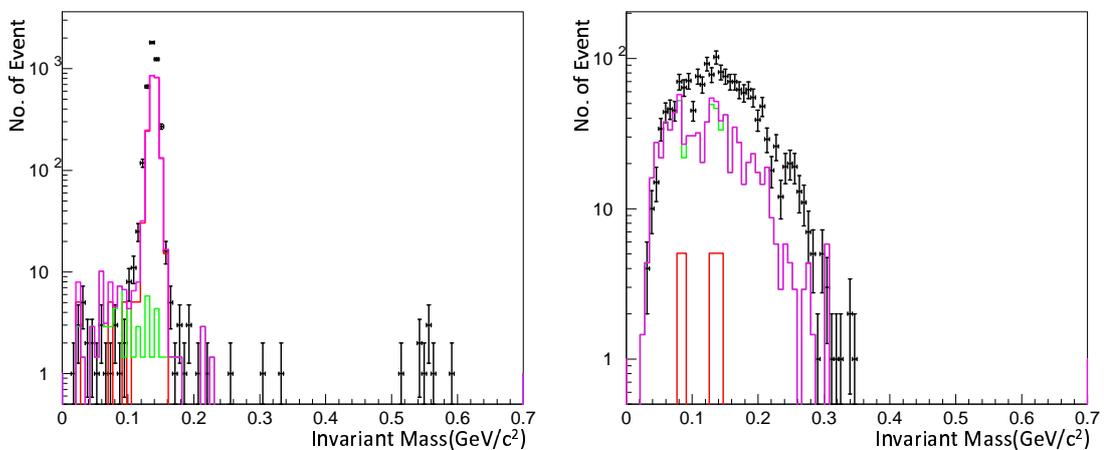


図 3.27: 中性モード (左図) と荷電モード (右図) における MC との比較

Cut を全て入れた後の実験データとシミュレーションとの比較。右図

から緑 ( $K_{e3}$ ) のイベント数  $\simeq$  ピンク (MC sum) であることがわかる。

黒 : 実験データ、赤 : コア中性子、緑 :  $K_{e3}$ 、ピンク : MC sum である。

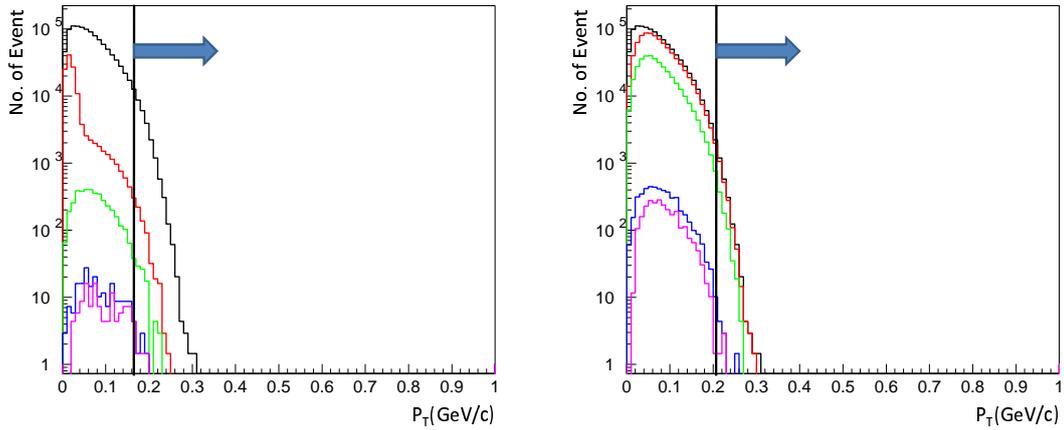


図 3.28: Background シミュレーションによる

中性モード (左図) と荷電モード (右図) における  $P_T$  分布

それぞれ、黒 : cut なし、赤 : outerCV、緑 : veto cut、青 :  $\gamma$  selection cut、  
 ピンク : 運動学的な条件、の順で background の除去を行っている。

図 3.28 にモンテカルロによる  $K_e3$  の  $P_T$  分布図を示す。左図が中性モード、右図が荷電モードで黒が background の除去をしていないグラフである。赤は outerCV によって、中性モードか荷電モードかの選択をしたグラフである。ここで荷電モードでは CV と cluster の位置一致の条件を加えている。緑はさらに veto 検出器によるイベントセレクションを行ったグラフ、青がさらに  $\gamma$  selection cut を加えたグラフ、最後にピンクが運動学的な条件を入れた background の低減をするための条件を全て入れたグラフである。中性モードでは  $P_T$  160 MeV/c 以上、荷電モードでは  $P_T$  200 MeV/c 以上という条件を入れることで  $K_e3$  起因の background を除去できることがこの結果からわかる。

次節では、

中性モード  $\rightarrow P_T > 160$  MeV/c

荷電モード  $\rightarrow P_T > 200$  MeV/c

という条件を加え、 $K_e3$  起因の background を低減したイベントセレクションを行う。

## 3.4 解析2 ~ High $P_T$ 領域での解析 ~

### 3.4.1 Event Selection

3.3の解析では event selection 後の荷電モードにおいて、残る主な background は  $K_e3$  によるものであることが判明した。中性モードでも除去しきれない  $K_e3$  起因の background が残っている。これらの background を除去するために、

- 中性モード  $\rightarrow P_T > 160 \text{ MeV}/c$
- 荷電モード  $\rightarrow P_T > 200 \text{ MeV}/c$

という条件を加えて再度イベントセレクションを行う。 $P_T$  条件を加えただけの不変質量グラフを図 3.29 に示した。

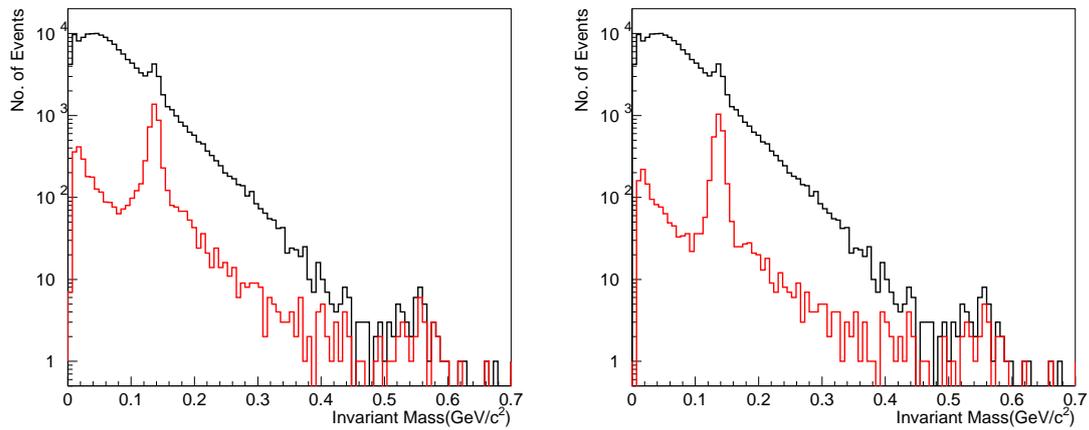


図 3.29:  $P_T > 160 \text{ MeV}/c$ (左図) と  $P_T > 200 \text{ MeV}/c$ (右図) の不変質量分布

$P_T$  に強い条件をかけたので、他の条件を再度見直す。条件の再設定は  $\pi^0$  のシグナル数と background 数の比が大きくなるように決め直す。運動学的な条件、veto 検出器によるイベントセレクション、 $\gamma$  selection cut の新しい条件を表 3.4、3.5、3.6 に示した。

R12	$> 23.5 \text{ cm}$
Erat	$> \text{中性モード} \rightarrow 0.04, \text{荷電モード} \rightarrow 0.045$
Acp	$> 20^\circ$
$P_T$	$> \text{中性モード} \rightarrow 0.16 \text{ GeV}/c, \text{荷電モード} \rightarrow 0.2 \text{ GeV}/c$
R-cut	半径 $< 80.5 \text{ cm}$ かつ $-17.5 \text{ cm} < x < 17.5 \text{ cm}$ 、 $-17.5 \text{ cm} < y < 17.5 \text{ cm}$ 以外

表 3.4: 運動学的条件

	Energy threshold(MeV)	中性モード Time window(ns)	荷電モード Timewindow(ns)
CC02	2.0	83.6 ~ 95.0	73.6 ~ 96.0
CC03	1.5	Not applied	Not applied
CC04	0.8	90.9 ~ 100.0	91.0 ~ 99.5
CC04s	0.7	91.9 ~ 100.5	93.0 ~ 99.2
CC05	2.0	Not applied	Not applied
CC05s	0.7	Not applied	Not applied
CC06	2.0	81.7 ~ 94.6	81.7 ~ 97.4
CC07	25.0	93.9 ~ 120.9	94.5 ~ 126.0
FB	1.0	79.0 ~ 92.4	79.5 ~ 92.4
MB	5.0	66.7 ~ 92.4	69.4 ~ 87.0
Sandwich	2.0	60.4 ~ 76.6	65.2 ~ 76.2
BCV	1.0	69.4 ~ 92.4	74.7 ~ 89.7
BHCV	0.1	Not applied	Not applied
innerCV	0.1	48.6 ~ 67.0	57.3 ~ 64.5
outerCV	0.1	51.7 ~ 67.2	54.6 ~ 63.4(要求)

表 3.5: Veto 検出器でのイベントセレクション

	中性モード	荷電モード
<i>gamRMS</i>	5.3 cm	5.9 cm
<i>gamERAT</i>	0.85	0.85
<i>gamTDI</i>	3.0 ns	3.0 ns
<i>gamgnid</i>	0.3	0.3
<i>gantheta</i>	-40°	-40°
<i>gamfuse</i>	0.5	0.5
MIP cut	115 MeV ~ 250 MeV	115 MeV ~ 250 MeV

表 3.6:  $\gamma$  selection cut

$P_T$  条件と CV による中性モード、荷電モードの選択をしたものが図 3.30 である。荷電モードを選択する際には、CV と cluster の位置一致条件も加わっている。CV と cluster の位置一致条件があるにも関わらず、荷電モードでは再び  $\pi^0$  の質量付近にピークが見えている。このピークの理由は後に考察する。図 3.31 はさらに運動学的な条件 (表 3.4) を入れたグラフである。図 3.32 はさらに veto 検出器 (表 3.5) によるイベントセレクションの条件を入れたグラフである。図 3.33 はさらに  $\gamma$  selection cut (表 3.6) を入れたグラフである。

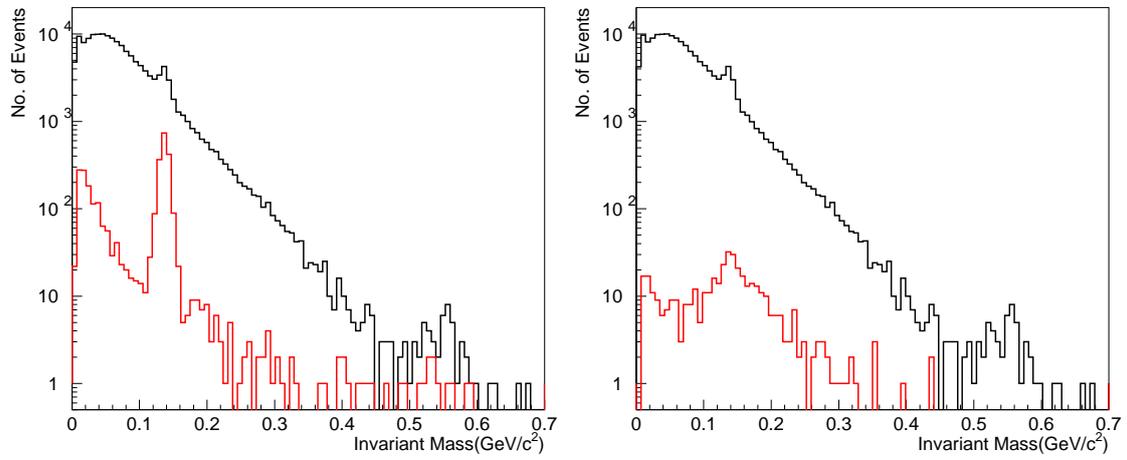


図 3.30:  $P_T > 160 \text{ MeV}/c$  の中性モード (左図) と  $P_T > 200 \text{ MeV}/c$  の荷電モード (右図) の不変質量分布

図 3.29 から CV による中性モード (左図) と荷電モード (右図) の条件を加えた不変質量分布。

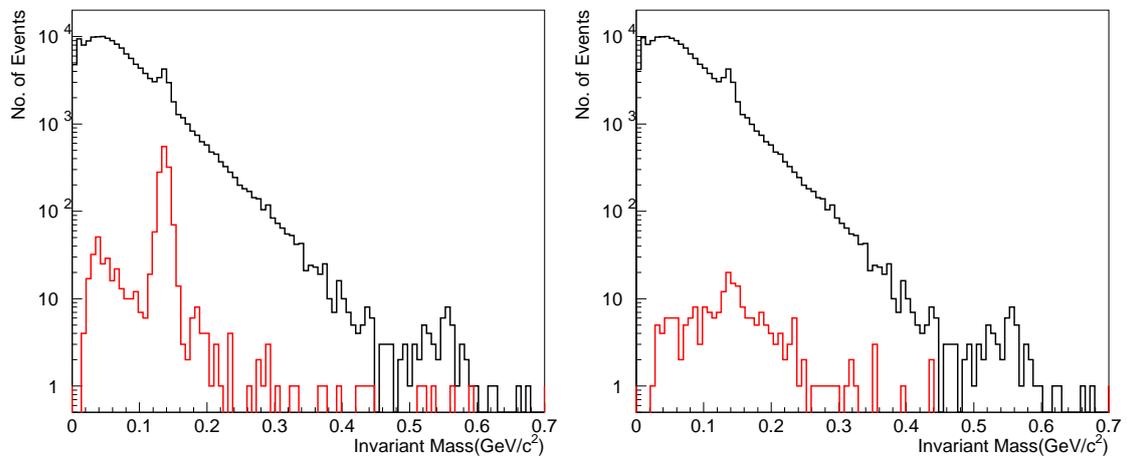


図 3.31: さらに運動学的条件を入れ  $P_T > 160 \text{ MeV}/c$  の中性モード (左図) と  $P_T > 200 \text{ MeV}/c$  の荷電モード (右図) の不変質量分布

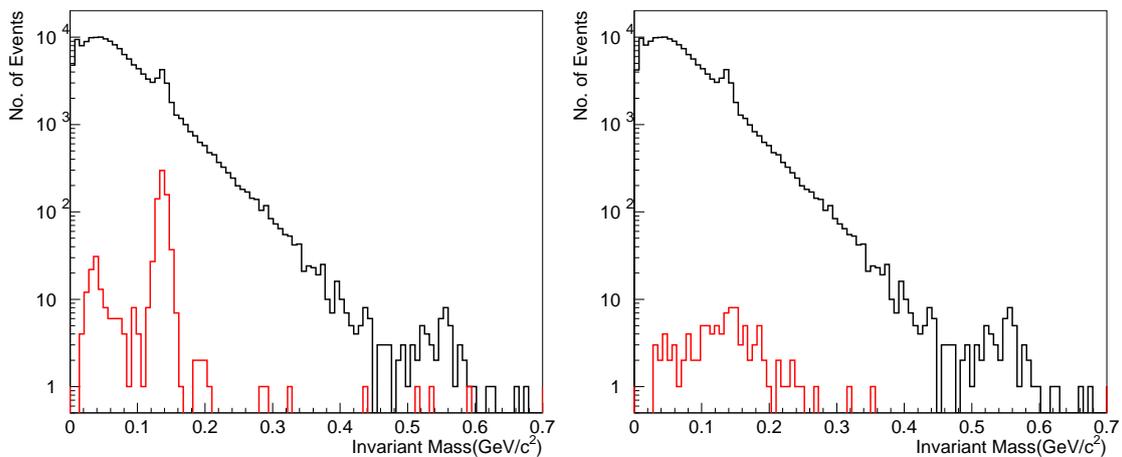


図 3.32: さらに Veto 検出器によるイベントセレクションを行い  $P_T > 160$  MeV/ $c$  の中性モード (左図) と  $P_T > 200$  MeV/ $c$  の荷電モード (右図) の不変質量分布

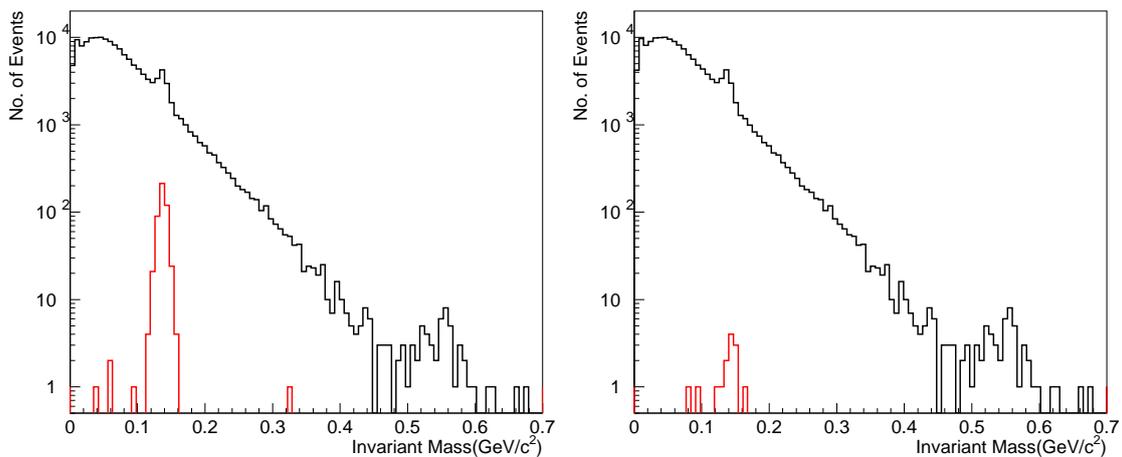


図 3.33: さらに  $\gamma$  selection cut を行い  $P_T > 160$  MeV/ $c$  の中性モード (左図) と  $P_T > 200$  MeV/ $c$  の荷電モード (右図) の不変質量分布

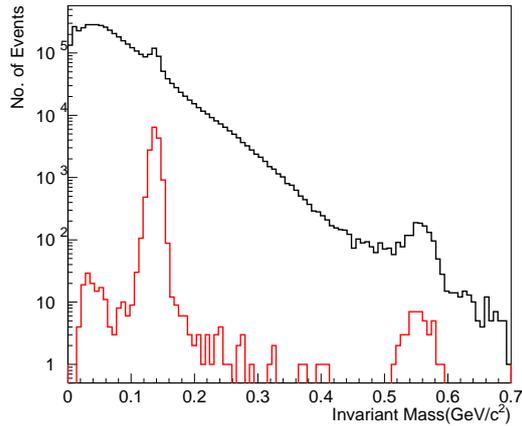


図 3.34: Background 除去後の中性モード  
不変質量分布 (全データ)

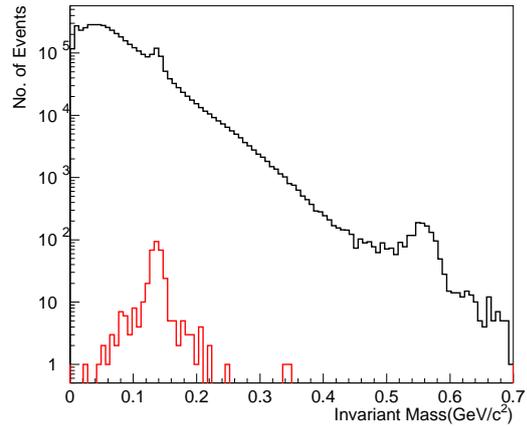


図 3.35: Background 除去後の荷電モード  
不変質量分布 (全データ)

35Run 全データによる background の除去をした中性モードの不変質量分布を図 3.34 に、荷電モードを図 3.35 に示した。図 3.35 の荷電モードでは、 $e^+e^-$  を要求しているにもかかわらず、 $\pi^0$  質量 ( $135\text{MeV}/c^2$ ) 付近にピークができています。このピークの原因としては、

1.  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊で 2 つの  $\gamma$  線がともに outerCV に信号を残した場合。
2.  $\pi^0$  の dalitz decay ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) で残った  $\gamma$  線が outerCV に信号を残す場合。
3.  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊で片方の  $\gamma$  が outerCV に信号を残し、かつもう一方の  $\gamma$  線がその近くに入射した場合。

の 3 つが考えられる。それらの原因を確かめるために、outerCV の条件を外して  $\pi^0$  の個数を数え、 $\gamma$  線 1 個が outerCV に信号を残す確率を求めることで background の見積もりを行う。

- 図 3.36 は図 3.35 から荷電モードを選択する outerCV の条件を外した不変質量分布である。赤で囲った範囲 ( $112\text{ MeV}/c^2 \sim 168\text{ MeV}/c^2$ ) は  $\pi^0$  の質量領域とし、この中のイベント数は  $\pi^0$  の個数とする。本来はこの範囲のイベント数から background を引かなくてはならないが、background は信号の  $10^{-3}$  の寄与しかないため無視する。 $\pi^0$  の 99.8% は  $2\gamma$  に崩壊するので、四角の中の  $\gamma$  の個数はおおよそ  $\pi^0$  の個数の 2 倍である。図 3.36 から  $\pi^0$  の質量領域内で  $\pi^0$  の個数は  $19080 \pm 138$  個、 $\gamma$  の個数はその 2 倍の  $38160 \pm 195$  個になる。

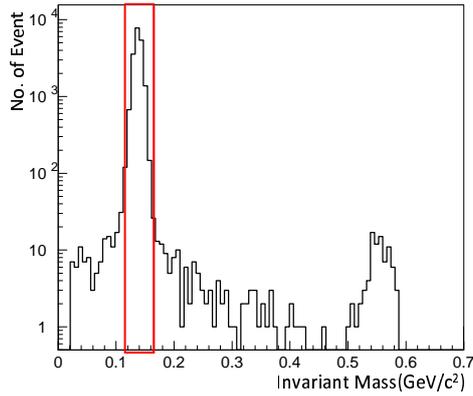


図 3.36: 荷電モードの cut 条件から outerCV の条件を外した不変質量分布  
赤で囲んだ部分が  $\pi^0$  イベントである。

- 図 3.37 は  $2\gamma$  のうちエネルギーの大きい cluster1 を形成する  $\gamma$  だけが outerCV で conversion を起こしてしまい荷電粒子と見てしまっているときの不変質量分布である。  $\pi^0$  質量領域内 (四角の中) での個数は 543 個になる。同様に cluster2 の場合は図 3.38 より 507 個になる。

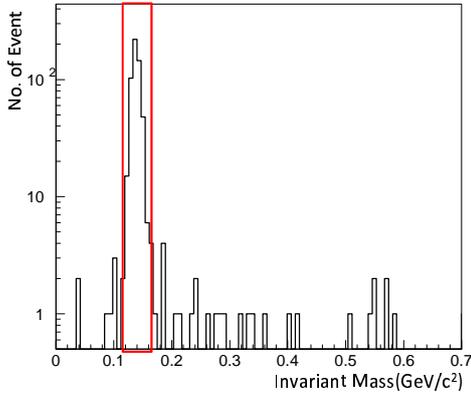


図 3.37: Cluster1 を形成する  $\gamma$  だけが CV で conversion することを要求した不変質量分布

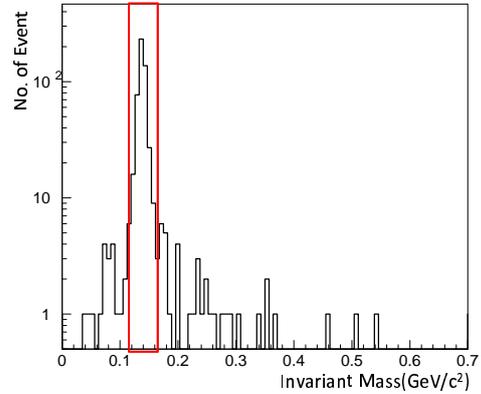


図 3.38: Cluster2 を形成する  $\gamma$  だけが CV で conversion することを要求した不変質量分布

- 図 3.39 は図 3.36 に荷電モードを選択する outerCV の条件を入れた不変質量分布、つまり、図 3.35 の赤グラフと同様のグラフである。このときの  $\pi^0$  質量領域内 (四角の中) での個数は 294 個である。
- 図 3.40 は図 3.39 の赤で囲った領域内のイベントがある 1 枚の outerCV 上にあるか別々の outerCV 上にあるかを示したグラフである。横軸=0 は cluster1 と cluster2 が別々の outerCV 上で生成されたイベントで 46 個、横軸=1 は cluster1 と cluster2 が同じ 1 枚の outerCV 上で生成されたイベントで 248 個である。cluster1 と cluster2 がある 1 枚の outerCV 上に生成されたときに、1 つの  $\gamma$  が outerCV で conversion を起こすと 2 つのシグナルが測定されるのでこの 248 個は  $e^+e^-$  イベントと誤認したイベント数である。

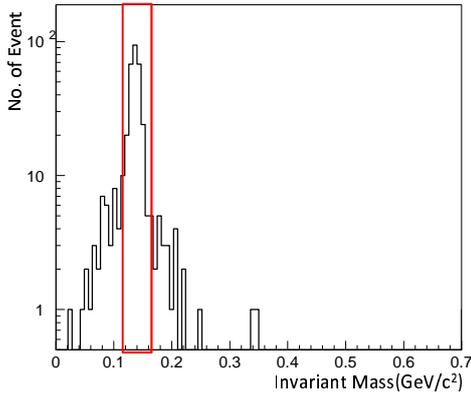


図 3.39: 荷電モードを選択する outerCV の条件を入れた不変質量分布

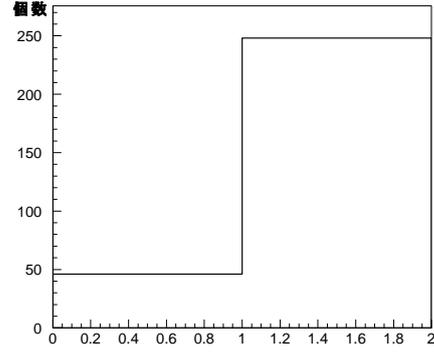


図 3.40: Cluster1 と 2 が生成される場所  
横軸=0 は別々の CV 上、横軸=1 は同じ CV 上で生成されている。

以上のことから、 $\gamma$  線が conversion する数を  $N_{CV}$ 、 $\gamma$  線の総数を  $N_\gamma$ 、 $\gamma$  線が outerCV で conversion する確率を  $P_{CV}$  とすると、

$$P_{CV} = \frac{N_{CV}}{N_\gamma} = \frac{(543 + 507 + 248) \pm 61.5}{38160 \pm 195} = (3.40 \pm 0.16) \times 10^{-2} \quad (3.15)$$

この conversion する確率 3.4% をもとに、想定される background の寄与を次のように見積もった。

1.  $\pi^0$  の個数を  $N_{\pi^0}$  とすると、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊で両方の  $\gamma$  が outerCV で conversion する予想数は、

$$N_{\pi^0} \times P_{CV}^2 = (19080 \pm 138) \times (0.0340 \pm 0.0016)^2 = 22.1 \pm 1.5 \quad (3.16)$$

2.  $\pi^0$  の dalitz decay( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) の崩壊分岐比 ( $0.01198 \pm 0.00032$  [15]) を  $P_{dalitz}$  とすると、dalitz decay の  $\gamma$  が outerCV で conversion する予想数は、

$$N_{\pi^0} \times P_{dalitz} \times P_{CV} = (19080 \pm 138) \times (0.0119 \pm 0.00032) \times (0.0340 \pm 0.0016) = 7.7 \pm 0.4 \quad (3.17)$$

3. 図 3.39 の  $\pi^0$  質量領域内の 294 個中 248 個は、図 3.41 に示すように 1 つの outerCV 上に  $2\gamma$  が入射したとき、もしも 1 つの  $\gamma$  が outerCV で conversion を起こすと outerCV の構造上もう一方の  $\gamma$  も conversion を起こしたように見え、荷電モードと誤ってしまうイベントである。

以上 3 つの原因から予想されるイベント数は 278 個であり、観測数 294 個とおおよそ一致している。その中でも多い原因が 3 番目の  $2\gamma$  による 2cluster が同 outerCV 上にあり荷電モードと誤って観測してしまう場合であるので、同 outerCV 上にある 2cluster は除去することにする。そしてできた不変質量分布が図 3.42 の右図である。

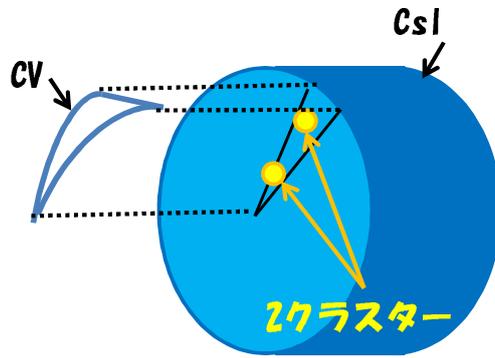


図 3.41: ある一枚の outerCV と CsI 検出器の概要図  
 同一の outerCV に 2cluster が生成したときのイメージ図

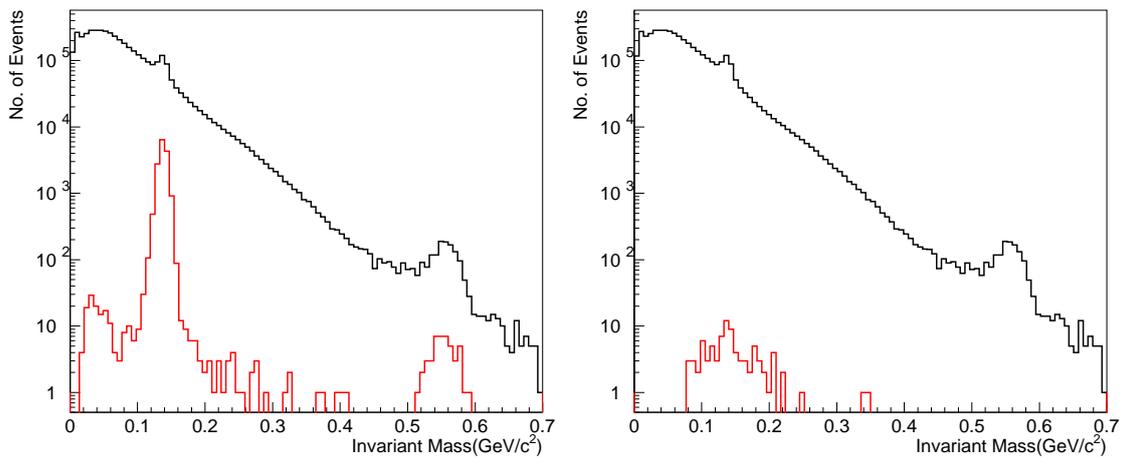


図 3.42: Cut をすべて入れた中性モード (左図 3.34 と同一) と同一の outerCV への入射イベントを除去した荷電モード (右図) の不変質量分布

### 3.4.2 モンテカルロシミュレーションとの比較

図 3.43 に、 $high P_T$  条件で background の低減を行った質量分布とシミュレーションとの比較を示した。黒は実験データ、緑は  $K_e3$ 、赤はコア中性子、ピンクはそれらのシミュレーションを足し合わせたグラフである。 $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  と  $K_\mu3$  は 3.3.2 節と同様に全て除去されている。

図 3.43 左図は中性モードの不変質量分布である。Cut を全て入れ background の低減を行うと 15362 events 残った。シミュレーション上の background はコア中性子起因のものが 48.20 %、 $K_e3$  起因のものが 0.39 %である。シミュレーションと実験データを比較すると、 $\pi^0$  と  $\eta$  のピーク以外に U-boson 起因のピークらしきものは見られない。

図 3.43 右図は荷電モードの不変質量分布である。Background の低減を全て行うと 85 events が残った。シミュレーション上の background はコア中性子起因のものが 23.53 %、 $K_e3$  起因のものが 24.71 %である。こちらも中性モードと同様、U-boson 起因のピークらしきものは見つからなかった。シミュレーションでは 2 次粒子分布の再現性が良くないので実験データを 100 %は再現できない。

次節ではこれらの結果を用いて U-boson の断面積の上限値を求めていく。

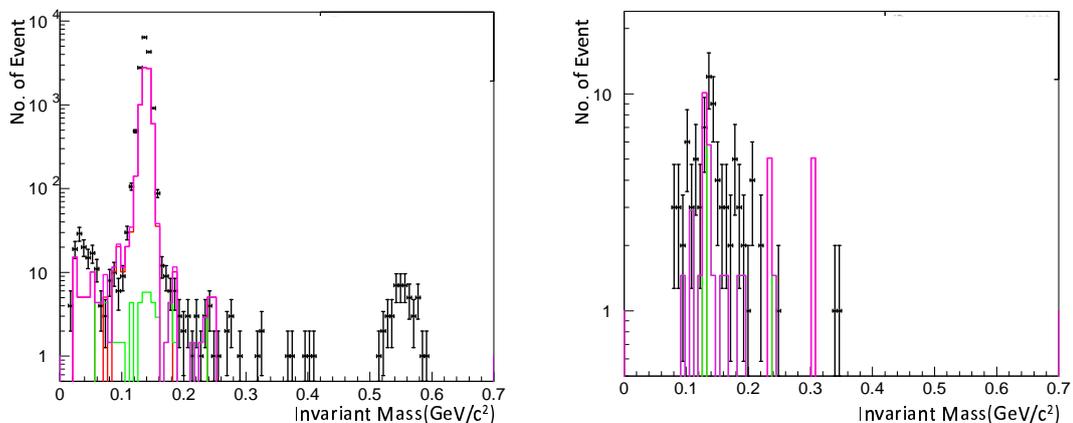


図 3.43: 中性モード (左図) と荷電モード (右図) におけるシミュレーションと実験データの比較をした不変質量分布

モンテカルロシミュレーションの GEANT3 では  $\eta$  生成のコードが含まれていないため、 $\eta$  のピークは見えていない。黒：実験データ、赤：コア中性子、緑： $K_e3$ 、ピンク：MC sum。

## 第4章 結果と考察

Background の低減を行うことで中性モードでは 15362 events、荷電モードでは 85 events 残った。残ったイベントは全て U-boson によってできたイベントとみなして、 $\pi^0$  の断面積と比較することで、 $n + Al \rightarrow U + X$ 、 $U \rightarrow e^+e^-, 2\gamma$  過程の U-boson の生成崩壊断面積  $\sigma_{U-boson}$  の上限値を計算する。上限値は、

$$\begin{aligned} \sigma_{U-boson} < & \frac{\pi^0 \text{の断面積}}{\text{同一 acceptance での}\pi^0 \text{のイベント数}} \\ & \times \text{Acceptance の補正係数 (} m_U \text{)} \\ & \times \text{質量 bin ごとのイベント数の上限値,} \end{aligned} \quad (4.1)$$

である。ここで、 $\pi^0$  の断面積は図 4.1 からエネルギーに依存せず  $4 \times 10^{-3}$  barn と一定にした [17]。また、acceptance の補正係数 ( $m_U$ ) は U-boson の質量に依存するパラメータであり詳しくは 4.2 節で説明する。

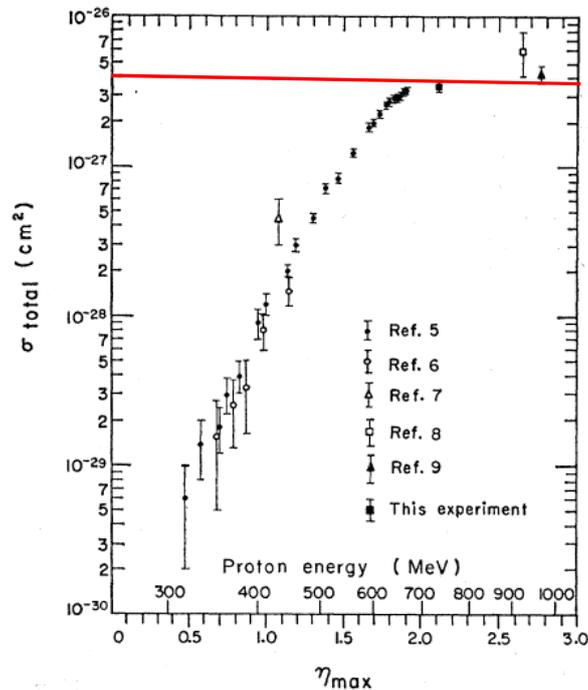


図 4.1:  $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$  反応における  $\pi^0$  の全断面積 [17]  
赤線は今回の解析で設定した  $\pi^0$  の全断面積 ( $4 \times 10^{-3}$  barn)

## 4.1 $\pi^0$ イベント数

中性モードでの  $\pi^0$  のイベント数は、cut を全て入れた不変質量分布である図 3.42 左図から求めることができ、その数は 14945 events である。荷電モードでの  $\pi^0$  のイベント数は、cut を全て入れた不変質量分布から荷電モードであるかどうかを判断する outerCV の条件を外した解析を行い求める。解析結果を図 4.3 に示す。この結果から求めた  $\pi^0$  イベント数は 11320 events である。

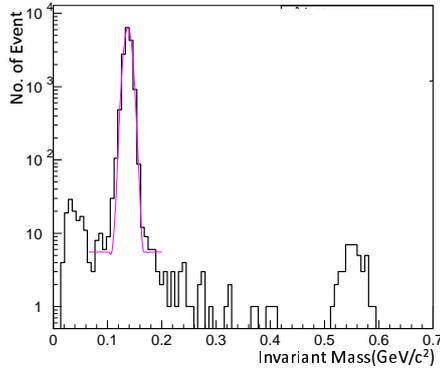


図 4.2: 全ての cut を入れた中性モードの不変質量分布

図 3.42 の左図と同じグラフである。 $\pi^0$  イベント数は中性モードで 14945 events である。

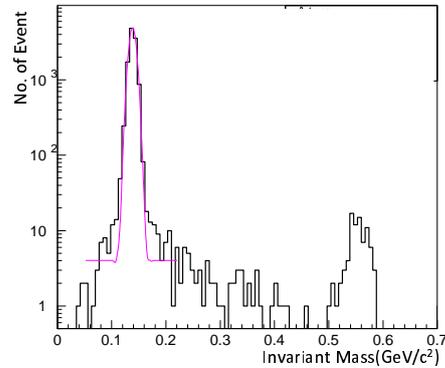


図 4.3: 全ての cut から outerCV による cut だけを外した荷電モードの不変質量分布  
図 3.42 の右図から outerCV による荷電モードの条件を外したグラフである。 $\pi^0$  イベント数は中性モードで 11320 events である。

## 4.2 acceptance 補正係数

Acceptance の質量依存性の補正係数を求める。図 4.5 はシミュレーションによって求めた質量ごとの acceptance である。シミュレーションでは、中性子を Al target に入射して生成された  $\pi^0$  のエネルギーと方向のデータをもとにして粒子を作る。このときに、質量を変えていき、その粒子が崩壊して生成される  $2\gamma$  が CsI 検出器に入射して検出される個数を数えている。このようにして求められた acceptance は図 4.5 の  $\circ$  のデータである。

図 4.5 の  $\triangle$  は  $\circ$  のデータに 2cluster 間の距離が 23.5 cm 以上という条件を課した acceptance である。このデータは中性モードの解析で使われる。図 4.6 に  $\pi^0$  の質量を 10 MeV/c<sup>2</sup>、50 MeV/c<sup>2</sup>、135 MeV/c<sup>2</sup>、548 MeV/c<sup>2</sup> と変えたときの 2cluster 間の距離を示した。

図 4.5 の  $\square$  は 2cluster 間の距離が 23.5 cm 以上という条件に加えて、2cluster 間の角度  $\theta$  が 63° 以上という条件を入れた acceptance である。これは荷電モードで使われる。3.4.1 節で述べたように、荷電モードでは同一 outerCV 上にある cluster は除去しており、outerCV は上流部に重なっている部分がある (図 2.10 参照) ので  $\theta=63^\circ$  以上という条件をつけた。図 4.6 と図 4.7 に  $\pi^0$  の質量を 10 MeV/c<sup>2</sup>、50 MeV/c<sup>2</sup>、135 MeV/c<sup>2</sup>、548 MeV/c<sup>2</sup> と変えたときの 2cluster 間の角度を示した。

図 4.2 と図 4.3 は実験値から求めた acceptance ( $\pi^0$  と  $\eta$  の質量領域のみ) とシミュレーションで求めた acceptance の比較である。実験値の acceptance とシミュレーションの acceptance には良い一致が見られるので、この結果を acceptance の補正係数として使用する。

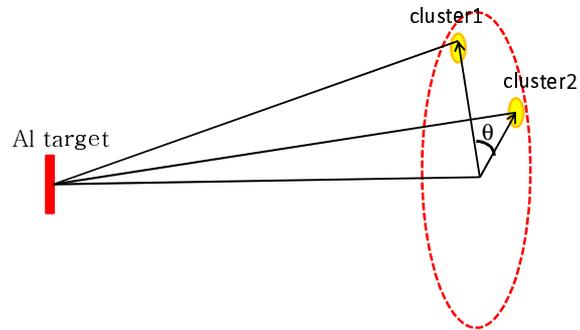


図 4.4: 2cluster 間の角度  $\theta$

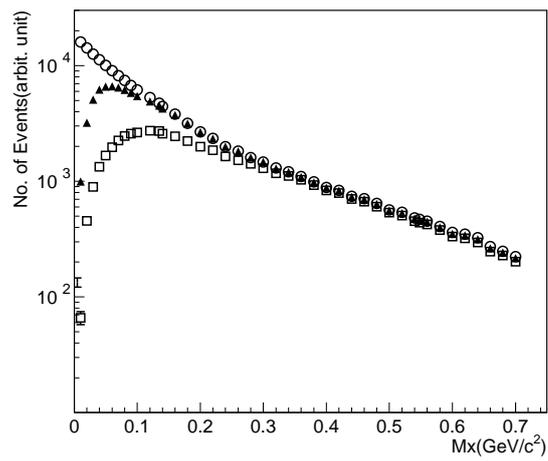


図 4.5: Acceptance の質量依存性

○ は  $2\gamma$  が CsI 検出器に入射したときの acceptance、△ は 2cluster 間の距離が 23.5 cm 以上のときの acceptance、□ は 2cluster 間の距離が 23.5 cm 以上、かつ、1 つの outer CV 上に 2cluster があるイベントを削除した acceptance。

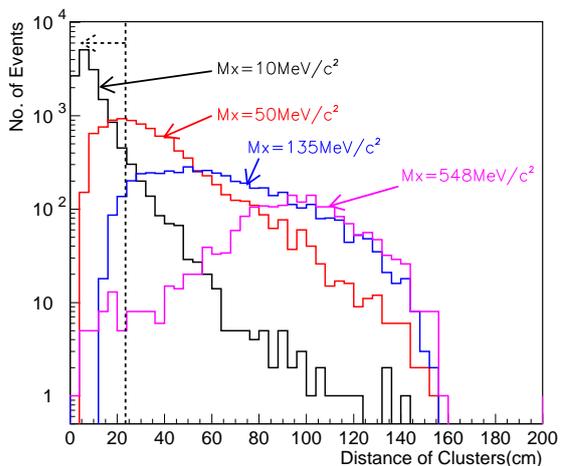


図 4.6: MC で  $\pi^0$  の質量を変えたときの  
2cluster 間の距離  
崩壊した  $2\gamma$  が生成する cluster 間の  
距離の質量依存性

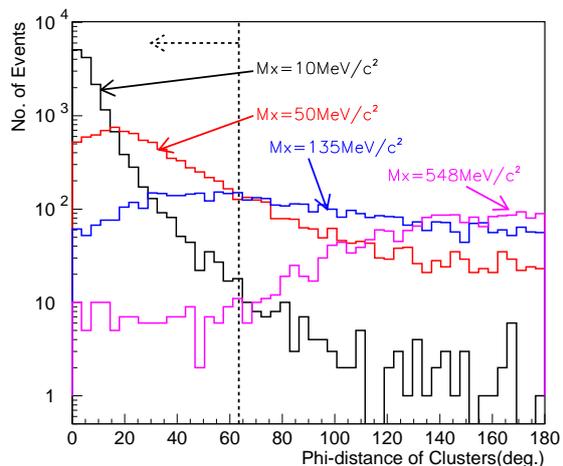


図 4.7: MC で  $\pi^0$  の質量を変えたときの  
2cluster 間の角度  
崩壊した  $2\gamma$  が生成する cluster 間の  
角度の質量依存性

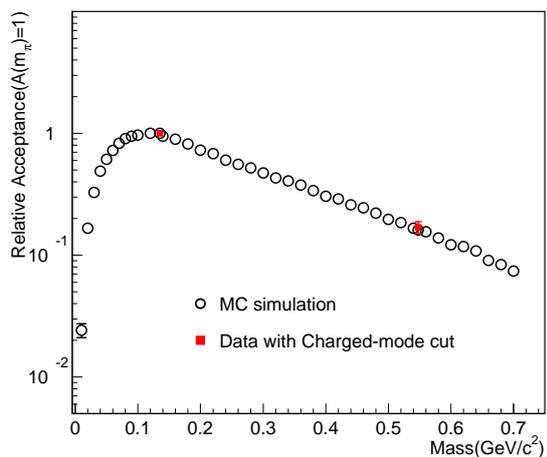
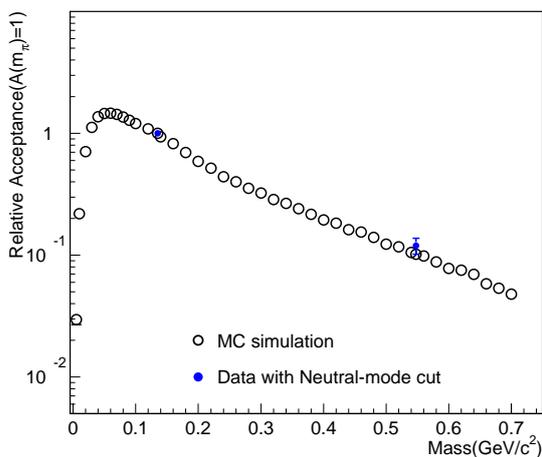


図 4.8: 左図は中性モードの右図は荷電モードの acceptance  
シミュレーションで求めた acceptance と実験値から求めた中性モード (左図) と  
荷電モード (右図) の acceptance ( $\pi^0, \eta$ ) の比較である。 $\pi^0$  の質量 ( $135 \text{ MeV}/c^2$ )  
の acceptance で規格化している。

### 4.3 質量 bin ごとのイベント数の上限値

次に質量 bin ごとのイベント数の上限値を求める。便宜上、全て cut を入れた不変質量分布である図 3.42 を  $0 \text{ MeV}/c^2$  から  $680 \text{ MeV}/c^2$  までを  $40 \text{ MeV}/c^2$  ずつ 17 bin に分ける。  $40 \text{ MeV}/c^2$  ずつ 17 bin に分けた中性モードと荷電モードの不変質量分布をそれぞれ図 4.3 と図 4.3 に示す。各 bin のイベント数の上限値を 90 % Confidence Level で求めるために Feldman-Cousins method[18] を用いて実験値から求める。表 4.1 と表 4.2 に中性モードと荷電モードでのイベント数の上限値を示す。

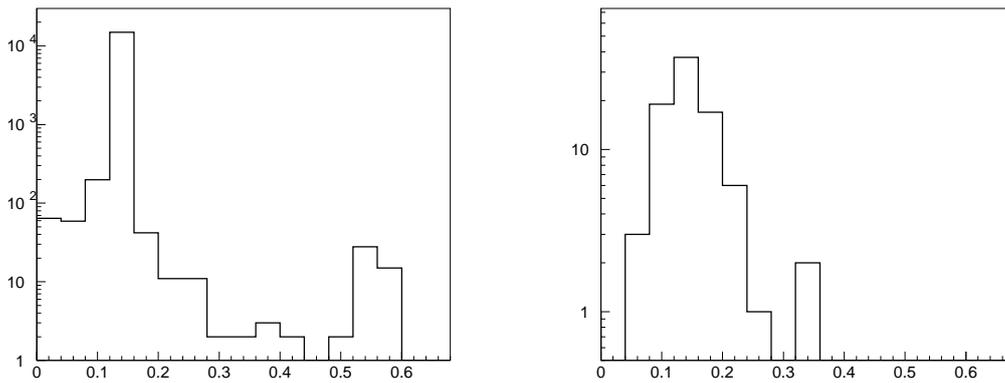


図 4.9: 左図は中性モード右図は荷電モードの不変質量分布 cut をすべて入れた後、 $40 \text{ MeV}/c^2$  ずつ 17 bin に分けた不変質量分布。

質量範囲 (MeV/ $c^2$ )	実験値	上限値
0 ~ 40	64	77.90
40 ~ 80	59	72.70
80 ~ 120	199	222.14
120 ~ 160	14922	15122.34
160 ~ 200	42	53.90
200 ~ 240	11	17.81
240 ~ 280	11	17.81
280 ~ 320	2	5.91
320 ~ 360	2	5.91
360 ~ 400	3	7.42
400 ~ 440	2	5.91
440 ~ 480	0	2.44
480 ~ 520	2	5.91
520 ~ 560	28	37.90
560 ~ 600	15	22.52
600 ~ 640	0	2.44
640 ~ 680	0	2.44

表 4.1: 各 bin ごとの Feldman-Cousins method から求めたイベント数の上限値 (中性モード)

質量範囲 (MeV/ $c^2$ )	実験値	上限値
0 ~ 40	0	2.44
40 ~ 80	3	7.42
80 ~ 120	19	27.51
120 ~ 160	37	48.10
160 ~ 200	17	25.02
200 ~ 240	6	11.47
240 ~ 280	1	4.36
280 ~ 320	0	2.44
320 ~ 360	2	5.91
360 ~ 400	0	2.44
400 ~ 440	0	2.44
440 ~ 480	0	2.44
480 ~ 520	0	2.44
520 ~ 560	0	2.44
560 ~ 600	0	2.44
600 ~ 640	0	2.44
640 ~ 680	0	2.44

表 4.2: 各 bin ごとの Feldman-Cousins method から求めたイベント数の上限値 (荷電モード)

## 4.4 U-boson の断面積の上限値

4.1 節 ~ 4.3 節の結果から、式 (4.1) を用いて U-boson の断面積の上限値を求めることができる。求めた断面積の上限値を図 4.10 と図 4.11 に示す。図 4.10 は中性モードで、 $\pi^0$ (約  $135\text{MeV}/c^2$ ) と  $\eta$ (約  $548\text{MeV}/c^2$ ) の質量領域付近以外では  $\sigma_{\text{U-boson}} < 1 \sim 7 \times 10^{-5}$  と求めることができた。図 4.11 は荷電モードで、こちらも  $\sigma_{\text{U-boson}} < 0.2 \sim 1.8 \times 10^{-5}$  と求めることができた。

そして、さらに(シグナルのイベント数 :  $N_{\text{signal}}$ )/( $\pi^0$  のイベント数 :  $N_{\pi^0}$ ) の上限値とクォークと U-boson の coupling constant( $f_{qU}$ ) の上限値を求めた。シグナルのイベント数とは全ての cut を入れて後に残ったイベント数のことである。

$f_{qU}$  の上限値を以下のようにして求めた。QCD の coupling constant は  $g_s^2 \equiv 4\pi\alpha_s$  と定義される。ここで  $\alpha_s$  は強い相互作用における coupling constant であり、 $\alpha_s \sim 0.3$  である。中性子相互作用で生成される U-boson と  $\pi^0$  の断面積の比は、

$$\frac{\sigma(nn \rightarrow nnU)}{\sigma(nn \rightarrow nn\pi^0)} \sim \frac{f_q^2}{g_s^2} = \frac{f_q^2}{4\pi\alpha_s}, \quad (4.2)$$

であり、変形すると、

$$f_q = \sqrt{4\pi\alpha_s \times \frac{\sigma(nn \rightarrow nnU)}{\sigma(nn \rightarrow nn\pi^0)}}, \quad (4.3)$$

となる。質量に依存する acceptance の補正係数を  $F_{mU}$ 、質量 bin ごとのイベント数の上限値を  $N_U$  とすると coupling constant は、

$$f_{qU} < \sqrt{\frac{4\pi\alpha_s}{N_{\pi^0}} \times F_{mU} \times N_U}, \quad (4.4)$$

となる。

求めた coupling constant の上限値を図 4.12 と図 4.13 に示した。Coupling constant の上限値は中性モード、荷電モードともにおおよそ  $f_{qU} < 1 \sim 2 \times 10^{-1}$  程度である。それぞれの上限値を表 4.3 と表 4.4 に示す。

他の実験から得られる coupling constant の上限値と比較した荷電モードのグラフが図 4.14 である。本解析で得られた  $f_{qU}$  は  $J/\psi$  崩壊実験から得られた  $|f_{cV}| < 0.9 \times 10^{-2}$ 、 $\pi^0$  崩壊実験から得られた  $|f_{qV}| < 1.6 \times 10^{-3}$ 、 $K^+$  崩壊実験から得られた  $|f_{uV}| < 10^{-3}$  には及ばないが、中性子相互作用による測定では世界最高値となっている。本解析で求められた  $f_{qU} < 10^{-1}$  から  $J/\psi$  崩壊実験による上限値まで感度を上げるためには、式 4.4 より  $f_{qV} \propto \sqrt{N_{\pi^0}}$  なので 100 倍の統計が必要になるだろう。

今回の実験は  $10^{11}$  proton-on-target/s のビームで 1 日間のデータ収集を行ったが、茨城県東海村に建設中の J-Parc で予定している E14 実験では  $10^{14}$  proton-on-target/s のビームになり、中性子は E391a 実験の 50 倍生成される。このビームを用いて長時間データ収集を行うと統計を増やすことができ、 $\pi^0$  崩壊実験や  $K^+$  崩壊実験の上限値まで到達することも可能である。。また、E14 実験では CsI 結晶を  $7 \times 7 \times 30 \text{ cm}^3$  から  $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{ cm}^3$  に変えるため、エネルギーや位置分解能が大幅に改善されることが期待できる。さらにターゲットの位置を可動にすることで解析上の感度を一桁程度改善可能である。

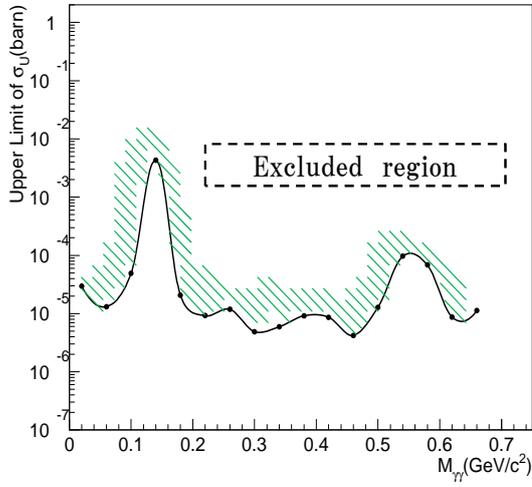


図 4.10: 中性モードにおける断面積の上限値

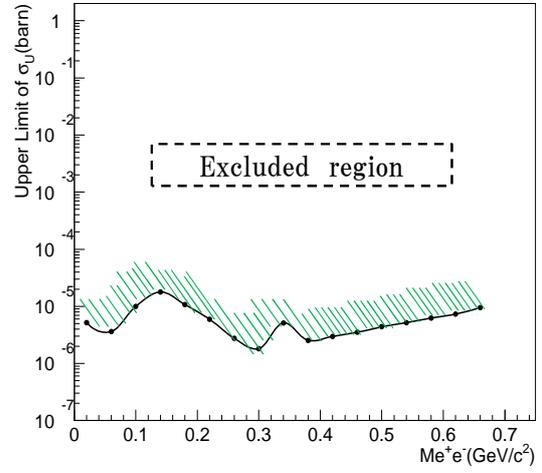


図 4.11: 荷電モードにおける断面積の上限値

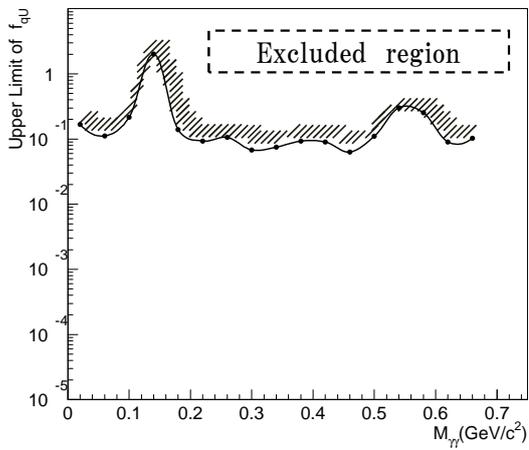


図 4.12: 中性モードにおける  
coupling constant  $f_{qU}$  の上限値

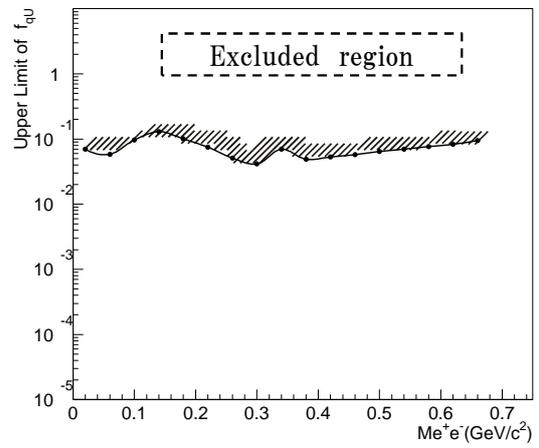


図 4.13: 荷電モードにおける  
coupling constant  $f_{qU}$  の上限値

質量 (MeV/c <sup>2</sup> )	N <sub>signal</sub> /N <sub>π<sup>0</sup></sub> (×10 <sup>-3</sup> )	断面積の上限値 (×10 <sup>-5</sup> barn)	coupling constant $f_{qU}$ (×10 <sup>-2</sup> )
20	4.28	2.95	16.66
60	3.95	1.32	11.14
100	13.32	4.92	21.54
140	998.46	430.99	201.55
180	2.81	2.07	13.98
220	0.74	0.92	9.31
260	0.74	1.19	10.58
300	0.13	0.49	6.79
340	0.13	0.59	7.48
380	0.20	0.92	9.30
420	0.13	0.86	9.02
460	0.0	0.42	6.31
500	0.13	1.28	10.99
540	1.87	9.65	30.16
580	1.00	6.84	25.39
620	0.0	0.87	9.03
660	0.0	1.12	10.28

表 4.3: 中性モードにおける各質量ごとのイベント数の比、U-boson 断面積の上限値、coupling constant  $f_{qU}$  の上限値

質量 (MeV/c <sup>2</sup> )	N <sub>signal</sub> /N <sub>π<sup>0</sup></sub> (×10 <sup>-3</sup> )	断面積の上限値 (×10 <sup>-5</sup> barn)	coupling constant $f_{qU}$ (×10 <sup>-2</sup> )
20	0.0	0.52	6.98
60	0.27	0.36	5.84
100	1.68	1.00	9.71
140	3.27	1.79	12.99
180	1.50	1.08	10.08
220	0.53	0.59	7.48
260	0.088	0.28	5.10
300	0.0	0.18	4.14
340	0.18	0.51	6.95
380	0.0	0.25	4.90
420	0.0	0.30	5.30
460	0.0	0.35	5.76
500	0.0	0.44	6.43
540	0.0	0.52	6.99
580	0.0	0.62	7.65
620	0.0	0.73	8.31
660	0.0	0.95	9.48

表 4.4: 荷電モードにおける各質量ごとのイベント数の比、U-boson 断面積の上限値、coupling constant  $f_{qU}$  の上限値

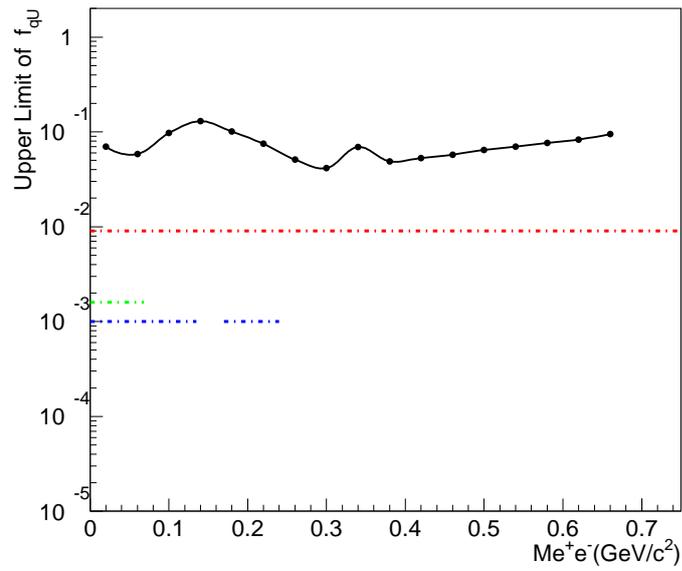


図 4.14: 他の実験から得られる coupling constant の上限値と本解析との比較  
 黒は本解析、赤は  $J/\psi$  崩壊実験、緑は  $\pi^0$  崩壊実験、青は  $K^+$  崩壊  
 実験で求められる coupling constant である。

## 第5章 まとめ

2004年2月から2005年12月にかけて高エネルギー加速器研究機構で行われたPS-E391a  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊実験のエネルギー較正用標的 Run の set up を使い、大統一理論で要求される extra-U(1) 対称性起因の U-boson 探索を試みた。U-boson は短寿命で、Al target で生成されすぐに崩壊すると仮定した。探索した U-boson の崩壊モードは U-boson  $\rightarrow 2\gamma$  (中性モード) と U-boson  $\rightarrow e^+e^-$  (荷電モード) である。利用したデータは 2cluster mode の trigger を使用した。

Acceptance を多くとるために、 $\pi^0$  シグナルを減らさないよう cut を入れ background の低減を行った。すると U-boson と見られるピークは見つからず、荷電モードにおいてはモンテカルロシミュレーションの結果から、 $K_e3$  起因による background が主に占めていることがわかった。

$K_e3$  起因による background を除去するには  $p_T$  が小さいイベントを cut することが有効であることがわかったので、 $P_T > 0.1$  GeV/c (low  $P_T$ ) という条件を中性モードにおいては  $P_T > 0.16$  GeV/c 以上、荷電モードにおいては  $P_T > 0.2$  GeV/c 以上という条件 (high  $P_T$ ) に変更し再度 background の除去を行った。その結果、こちらも U-boson は見つからなかった。

High  $P_T$  cut での結果をもとに U-boson の断面積の上限値、 $N_{\text{signal}}/N_{\pi^0}$  の上限値そして quark と U-boson の coupling constant  $f_{qU}$  の上限値を求めた。U-boson の断面積の上限値は中性モード、荷電モードともに  $\sigma_{\text{U-boson}}$  の上限値を  $10^{-5}$  の order で、quark と U-boson の coupling constant の上限値は中性モード、荷電モードともに  $f_{qU} < 1 \sim 2 \times 10^{-1}$  で求めることができた。

## 付録 A 原子核遷移実験からの手がかかり

IKF(the Institut für Kernphysik of the University of Frankfurt) で  $5\sim 15 \text{ MeV}/c^2$  の不変質量を持つ短寿命の中性 boson の  $e^+e^-$  崩壊の探索が行われた [11]。IKF グループでは、 $^{11}\text{B}(p, e^+e^-)^{12}\text{C}$  反応の 17.2 MeV と 12.2 MeV の E1 transition と  $^7\text{Li}(p, e^+e^-)^8\text{Be}$  反応の 17.6 MeV と 14.6 MeV の M1 transition の測定を行った。図 A.1 に実験のセットアップを示す。図 A.2 に  $e^+e^-$  opening angle の測定結果と IPC(internal pair conversion) 理論値との比較結果を示す。を、上段が M1 transition、下段が E1 transition の結果である。

図 A.2 において、 $40^\circ$  以下のところで IPC からのずれがあるが、それは EPC(external pair conversion) と多重散乱が起因していると考えられる。この図からわかるように、E1 transition では IPC からのずれはないが、M1 transition では IPC から想定される値より  $\omega = 50^\circ \sim 110^\circ$  で増加している。

図 A.2 上図の右上にある太い点線は質量  $8.5 \text{ MeV}/c^2$  の X-boson を仮定したときの  $e^+e^-$  崩壊のモンテカルロシミュレーションである。シミュレーションと実験データが一致していることから M1 transition で中性 boson(X) が生成され、その X が  $e^+e^-$  に崩壊している可能性が考えられる。実験結果から X の質量は  $4m_X = (9 \pm 1) \text{ MeV}/c^2$  で、X の生成分岐比  $Br_X$  は  $(11.4 \pm 3.4) \times 10^{-5}$  である [12]。また、E1 transition のことから  $m_X = 9 \text{ MeV}/c^2$  での X-boson 生成の上限値  $Br_X$  は  $2.3 \times 10^{-5}$  (95 % C.L.) となる。限定される X の崩壊時間は  $1 \times 10^{-15} \sim 6 \text{ s} \times 10^{-16} \text{ s}$  である。

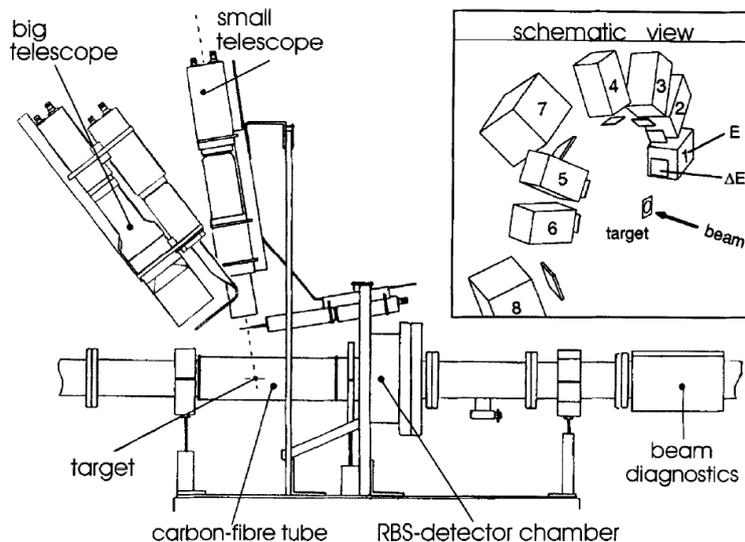


図 A.1: IKF グループの短寿命中性 boson 探索実験のセットアップ

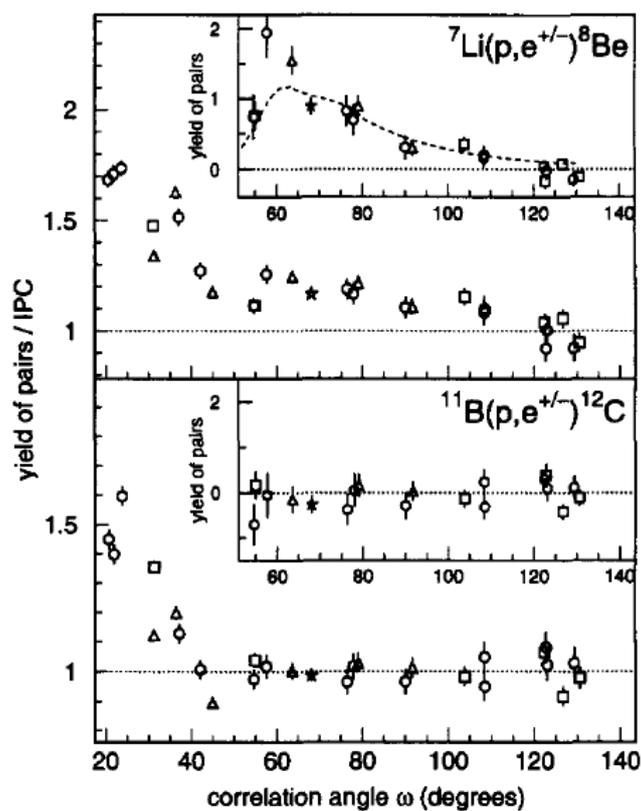


図 A.2:  ${}^7\text{Li}(p, e^+e^-){}^8\text{Be}$  反応と  ${}^{11}\text{B}(p, e^+e^-){}^{12}\text{C}$  反応の  $e^+e^-$  の角度相関の実験結果  
 上図が M1 transition の  ${}^7\text{Li}(p, e^+e^-){}^8\text{Be}$  反応、下図が E1 transition の  
 ${}^{11}\text{B}(p, e^+e^-){}^{12}\text{C}$  反応の IPC 理論値との比である。それぞれ右上の図が  $e^+e^-$   
 の yield で、 ${}^7\text{Li}(p, e^+e^-){}^8\text{Be}$  反応のグラフ中の点線は  $8.5 \text{ MeV}/c^2$  の質量を  
 持つ中性 boson を仮定したときのレプトン pair 崩壊のシミュレーション結果  
 である。

## 付 録 B 符号化マスク

光学系を用いないで撮像する技術に符号化マスクがある。X 線または  $\gamma$  線が透過しない厚さの金属板に、適当な大きさの入射孔を適当な位置に、適当な数あけたものを符号化マスクという。マスクの下に 2 次元の位置検出型観測器を適当な距離離して平行に取り付ける。いろいろな方向から入射する天体からの放射は検出器上の入射方向に対応する位置にマスクの影が投影される。マスクの像とマスクのパターンの相関を求めると入射方向に相当する位置でピークとなる。相関の強度分布が像を表すことになる。

マスクのパターンやデコードにはさまざまな方法が考案されている。ロシアの「GRANAT」衛星のシグマ  $\gamma$  線望遠鏡 (SIGMA) や、ESA の「INTEGRAL」衛星の  $\gamma$  線検出器 (IBIS) および X 線検出器 (JEM-X) では、URA (uniformly redundant array) マスクと最適符号化システム (OCAS) が採用されている。URA マスクは相関の 2 次ピークが現れないマスクである。日本ではアダマール行列をマスク化したアダマールマスクがロケット観測に使われた。NASA の  $\gamma$  線バースト観測衛星「Swift」には D 字型をした  $3 \text{ m}^2$  の巨大な符号化マスクが使われていて、機上で  $\gamma$  線バーストの入射方向を知り、ただちに搭載の望遠鏡を向けて、残光を観測する。分解能は検出器の位置分解能、入射孔の大きさと配列、マスクと検出器の距離、検出器およびバックグラウンドの一様性に影響される。多くの場合、入射孔と遮蔽部の全面積は同じになっているので、バックグラウンドの変動は少ない。視野はマスクと検出器の距離できまる [2]。

# 謝辞

本論文を作成するに当たり多くの方々にご協力いただきました。この場を借りて感謝の言葉を申し上げます。

吉田浩司先生には、ゼミを通じて高エネルギー物理学の基礎を学びました。ゼミで学んだ内容はその後の研究の理解にとっても役立ちました。研究内容だけでなく、研究する環境にまで気をかけていただきありがとうございました。また、理学部への転学部という機会を与えていただいたことに大変感謝しています。田島靖久先生には実験の仕方、GEANT4 や Linux の扱い方などさまざまなことを教わりました。発表のたびにいつもスライドの確認をしていただきありがとうございました。研究内容のみならず、日本語の文章にも指摘があり、自分の間違いの多さに気が付きました。加藤静吾先生にはゼミを通して原子核物理学の基礎を教わりました。岩田高広先生には学部生のときから授業を通じ素粒子論の基礎を学び、素粒子に対する興味を持ちました。

高エネルギー加速器研究機構の方々にはとてもお世話になりました。渡辺丈晃先生には本研究のテーマを頂き、解析方法をすべて教えていただきました。理解の遅い私に、E391a 実験、U-boson、解析手順など多くのことをいつも根気強く基礎から教えてくださいました。質問に答えてくださるたびに理解が深まり、解析に対する楽しさを知ることができました。この解析は、渡辺丈晃先生なしでは成り立ちませんでした。本当に感謝しています。稲垣隆雄先生、小松原健先生、Lim Gei Youb 先生には毎週のミーティングで多くの助言を頂きとても感謝しています。

研究以外にも KEK の坂下健先生、京都大学の谷口七重さん、佐賀大学の下川哲司さん、緒方里咲さんには大変お世話になりました。皆様のおかげで慣れない KEK 生活も楽しく過ごすことができました。JUM メンバーの方々には研究に関する助言を多く頂き感謝しています。本研究で用いた clustering は坂下健先生、モンテカルロシミュレーションデータは京都大学の隅田土詞さん、シカゴ大学の Gabriel Perdue さんのものを使わせていただきました。本論文は E391a 実験に関わった全ての方のおかげで完成することができたことに感謝します。

そして、研究室におきましては皆様のおかげで楽しい二年間を過ごすことができました。同じ高エネルギーグループ M1 の上林智亮君には実験、その他いろいろなことを手伝っていただき感謝しています。同研究室の M2 田中昂君、外山幸太君、M1 植松秀章君には二年間大変お世話になりました。奥山皓君、熊田宏毅君、榊原久志君、須田真博君、高橋利弥君、本田城正君には日々の学校生活でお世話になりました。楽しい研究生活を続けられたのは皆さんのおかげです。

最後に 6 年間の大学生活を支えてくださった皆様に感謝します。ありがとうございました。

## 関連図書

- [1] G.Vedrenne *et al.* “ SPI:The spectrometer aboard INTEGRAL ”A&A 411,L63-L70 ( 2003 )
- [2] 槇野文命、“ 科学衛星と宇宙ステーション ”、岩波書店
- [3] P.Jean *et al.* “ Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4<sup>th</sup> quadrant of the Galaxy ”、arXiv:astro-ph/0309484 ( 2003 )
- [4] C.D.Dermer and R.J.Murphy “ ANNIHILATION RADIATION IN THE GALAXY ”、arXiv:astro-ph/0107216 ( 2001 )
- [5] “ パリティ、2007、11月号 ”、丸善
- [6] Shou-hua Zhu “ U-boson at BES ”、arXiv:astro-ph/0701001 ( 2006 )
- [7] Natalia Borodatchenkova *et al.* “ Probing MeV Dark Matter at Low-Energy  $e^+e^-$  Colliders ”、arXiv:hep-ph/0510147 ( 2006 )
- [8] P.FAYET “ LIGHT DARK MATTER<sup>a</sup> ” arXiv:hep-ph/0408357 ( 2004 )
- [9] Pierre.Fayet “ U-boson detectability,and Light Dark Matter ” arXiv:hep-ph/0607094 ( 2006 )
- [10] Pierre Fayet “ Constrains on light dark matter and U-boson ,from  $\psi, \Upsilon, K^+, \pi^0, \eta$  and  $\eta'$  decay ” PHYSICAL REVIEW D74,054034 (2006)
- [11] F.W.N de Boer *et al.* “ A deviation in internal pair conversion ” Physics Letters B 388(1996)235-240
- [12] F.W.N de Boer *et al.* “ Search for a short-lived neutral boson with a mass around  $9 MeV/c^2$  ” Nuclear Physics B(Proc. Suppl.) 72(1999)189-194
- [13] M.cassé *et al.* “ INTEGRAL AND LIGHT DARK MATTER ” arXiv:astro-ph/0404490 ( 2004 )
- [14] F. ハルツェン・A、D. マーチン共著 “ クォークとレプトン —現代素粒子物理学入門— ”、培風館
- [15] S.Eidelman *et al.* “ Particle data group Physics Letters **B 592** ” 1(2004)
- [16] G.Weidenspointner *et al.* “ THE SKY DISTRIBUTION OF 511KEV POSITRON ANNIHILATION LINE EMISSION AS MEASURED WITH INTEGRAL/SPI ”、arXiv:astro-ph/0702621 ( 2007 )

- [17] ROBERT J. CENCE *et al.* “ Neutral-Pion Production from Proton-Proton Collisions at 735 MeV ”、PHYSICAL REVIEW、VOLUME 131,NUMBER 6、15 SEPTEMBER 1963
- [18] Gary J.Feldman,Robert D.Cousins “ Unified approach to the classical statistical analysis of small signals ”、PHYSICAL REVIEW D、VOLUME 57,NUMBER 7、1 APRIL 1998
- [19] Ken SAKASHITA 、博士論文、大阪大学“ Search for the decay  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  ”(2006)
- [20] 佐々木隆浩、修士論文、山形大学“ 中性 K 中間子崩壊による擬スカラー粒子の探索 ”(2005)