

ATLAS 検出器を用いた  
同電荷 2 レプトンモードによる超対称性粒子探索

東京大学 大学院  
理学系研究科 物理学専攻  
小林研究室  
田中 薫

2012 年 1 月

## 概要

欧州原子核研究機構 (CERN) で建設された大型陽子陽子衝突型加速器 (LHC) を用いた重心系エネルギー 7TeV という世界最高エネルギー領域での素粒子実験では、超対称性粒子やヒッグス粒子の発見等、新たな物理現象の解明が期待されている。この LHC で行われている実験グループの一つに ATLAS があり、本研究はそこで取得した約  $2.2\text{fb}^{-1}$  のデータで解析を行い、同電荷 2 レプトンを用いた電弱ゲージノの直接生成の探索を行った。すでに 0-lepton モードの  $1\text{fb}^{-1}$  のデータを用いた解析でカラー荷を持った超対称性粒子に対して約 1TeV の質量下限値がつけられている。この制限は GUT 条件の下で、最も軽い  $\tilde{B}$  ニュートラリーノが 170GeV 程度の質量を持つ事になり、ダークマターの存在を否定する事になる。しかし、カラー荷を持った超対称性粒子のみが非常に重く、 $\tilde{B}$  ニュートラリーノが 100GeV 程度でダークマターとなるシナリオも考えられ、この場合電弱ゲージノの直接生成の探索が重要となる。本論文ではこれに着目した解析方法で超対称性粒子の探索を行った。本解析では同電荷 2 レプトンモードにおいて、モンテカルロシミュレーションとデータを比較する方法で探索を行った。2つの電子を要求したチャンネル、または2つのミュオンを要求したチャンネルともに得られた結果が標準理論バックグラウンドで予測された数と矛盾せず、超対称性粒子と考えられる事象は確認されなかった。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>8</b>
1.1 本論文の趣旨	8
1.2 標準理論	8
1.3 標準理論未解決問題の超対称性理論による解決	8
1.3.1 大統一理論	8
1.3.2 ヒエラルキー問題	9
1.3.3 ファインチューニング	9
1.3.4 ダークマターの候補	10
1.4 本論文の構成	10
<b>第 2 章 超対称性粒子</b>	<b>11</b>
2.1 超対称性モデル	11
2.2 超対称性粒子の質量	12
2.3 超対称性粒子の生成と崩壊	12
2.4 本研究の動機	15
<b>第 3 章 LHC 加速器と ATLAS 検出器</b>	<b>16</b>
3.1 LHC 加速器	16
3.2 ATLAS 検出器	17
3.2.1 内部飛跡検出器	17
3.2.2 カロリメータ	20
3.2.3 ミューオンスペクトロメータ	23
3.2.4 マグネットシステム	26
3.2.5 トリガー	27
3.3 事象の再構成	29
3.3.1 ジェットの再構成	29
3.3.2 電子の再構成	31
3.3.3 ミューオンの再構成	31
3.3.4 Missing $E_T$ の再構成	32
3.4 モンテカルロシミュレーション	32
3.4.1 使用したモンテカルロサンプルの一覧	32
<b>第 4 章 解析</b>	<b>34</b>
4.1 本解析の特徴	34
4.2 解析の流れ	34
4.3 標準理論のバックグラウンド事象	44
4.3.1 QCD ジェット事象	44

4.3.2	$t\bar{t}$ 生成事象	45
4.3.3	Z 生成事象	46
4.3.4	W 生成事象	47
4.3.5	Diboson の生成事象	47
4.4	同電荷 2 レプトン 解析法	47
4.4.1	イベントセレクション	47
4.4.2	残った事象の確認	56
4.4.3	モンテカルロサンプルの規格化	56
4.4.4	Data-Driven を用いたフェイクの解析手法	58
4.5	Fake 起源の Isolation Rate の評価	59
4.6	Efficiency の評価	61
4.7	Fake 起源を Data-Driven で考慮した Muon Channel	61
<b>第 5 章</b>	<b>結果と考察</b>	<b>66</b>
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>69</b>
<b>付録 A</b>	<b>モンテカルロサンプル一覧</b>	<b>71</b>
<b>付録 B</b>	<b>Confidence Level の定義</b>	<b>75</b>

# 目次

1.1	標準理論の粒子	9
1.2	SUSY を考慮した時の GUT スケールでの大統一	10
2.1	超対称性粒子の質量発展	13
2.2	超対称性粒子の生成	13
2.3	$\tilde{\chi}^{\pm}\tilde{\chi}^0$ の崩壊	14
3.1	LHC 加速器	16
3.2	ATLAS 検出器	17
3.3	内部飛跡検出器の構造 1	18
3.4	内部飛跡検出器の構造 2	18
3.5	内部飛跡検出器の構造 3	18
3.6	Pixel Detector の構造	19
3.7	SCT のモジュールの写真	20
3.8	バレル部の SCT の写真	20
3.9	バレル部 TRT の写真	20
3.10	遷移輻射のイメージ	20
3.11	カロリメータの全体像	21
3.12	アコーディオンカロリメータの一部	22
3.13	電磁カロリメータの構造図	22
3.14	EM フォワードカロリメータの構造図	22
3.15	タイルカロリメータの構造図	23
3.16	タイルカロリメータ組み立て時の様子	23
3.17	ハドロンエンドキャップカロリメータの構造図	24
3.18	フォワードカロリメータの配置図	24
3.19	ミュオンスペクトロメータの断面図	24
3.20	ミュオンスペクトロメータの全体図	25
3.21	Thin Gap Chamber の断面図	26
3.22	Cathode Strip Chamber の断面図	26
3.23	MDT の断面図	26
3.24	MDT のモジュール	26
3.25	ATLAS 検出器のマグネットシステム	27
3.26	ソレノイド磁石	27
3.27	トロイド磁石 (バレル部)	27
3.28	トロイド磁石 (エンドキャップ部)	27
3.29	ATLAS 検出器におけるトリガーシステム	28
3.30	レベル 1 トリガー処理の流れ	29

4.1	本研究で着目した事象 . . . . .	35
4.2	$E_{Tcone20}/p_T$ . . . . .	38
4.3	Number of pixel hits+Number of crossed dead pixel sensors . . . . .	40
4.4	Number of SCT hits+Number of crossed dead SCT sensors . . . . .	40
4.5	Number of pixel holes + Number of SCT holes . . . . .	40
4.6	$p_{Tcone20}$ . . . . .	41
4.7	HECf . . . . .	43
4.8	Time . . . . .	43
4.9	EMf . . . . .	43
4.10	Chf . . . . .	44
4.11	FMax . . . . .	44
4.12	gg からの QCD ジェット過程 . . . . .	45
4.13	$q\bar{q}$ からの QCD ジェット過程 . . . . .	45
4.14	gq からの QCD ジェット過程 . . . . .	45
4.15	gg からの $t\bar{t}$ 生成過程 . . . . .	46
4.16	qq からの $t\bar{t}$ 生成過程 . . . . .	46
4.17	$t\bar{t}$ の semi-leptonic decay . . . . .	46
4.18	W/Z の生成過程 1 . . . . .	47
4.19	W/Z の生成過程 2 . . . . .	47
4.20	W/Z の生成過程 3 . . . . .	47
4.21	Diboson 生成過程 . . . . .	48
4.22	leading electron $p_T$ . . . . .	49
4.23	2nd electron $p_T$ . . . . .	49
4.24	leading jet $p_T$ . . . . .	49
4.25	2nd jet $p_T$ . . . . .	49
4.26	electron $\eta$ . . . . .	49
4.27	electron $\phi$ . . . . .	49
4.28	electron $M_{ll}$ . . . . .	50
4.29	Hard brems からくる Charge miss ID . . . . .	51
4.30	electron $\eta$ (Same Sign) . . . . .	51
4.31	electron $M_{ll}$ (Same Sign) . . . . .	51
4.32	electron $\eta$ ( $M_{ll} > 15GeV$ ) . . . . .	52
4.33	electron $M_{ll}$ ( $M_{ll} > 15GeV$ ) . . . . .	52
4.34	カロリメータ前方の物理量 . . . . .	52
4.35	Number of Jet ( $M_{ll} > 15GeV$ ,Electron Channel) . . . . .	53
4.36	Missing $E_T$ (at least 1Jet) . . . . .	54
4.37	$M_{ll}$ (Missing $E_T > 50GeV$ ) . . . . .	54
4.38	leading muon $p_T$ . . . . .	55
4.39	2nd muon $p_T$ . . . . .	55
4.40	muon $M_{ll}$ (Same Sign) . . . . .	55
4.41	$M_{ll}$ 分布 (Opposite Sign && $M_{ll} > 15GeV$ ) . . . . .	58
4.42	Fake 起源の isolation rate: muon $p_T$ . . . . .	60
4.43	Fake 起源の isolation rate: muon $\eta$ . . . . .	60

4.44	Efficiency: muon $p_T$	62
4.45	muon $M_{ll}$ (Same Sign)	62
4.46	muon $M_{ll}$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	63
4.47	Number of Jet ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	63
4.48	muon $\eta$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	63
4.49	muon $\phi$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	63
4.50	leading muon $p_T$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	64
4.51	2nd muon $p_T$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	64
4.52	Missing $E_T$ (at least 1Jet,Muon Channel)	64
4.53	muon $M_{ll}$ (Missing $E_T > 50\text{GeV}$ )	65
5.1	leading Jet $p_T$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	68
5.2	2nd Jet $p_T$ ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )	68

# 表目次

2.1	超対称標準模型	11
2.2	超対称性粒子の生成断面積 ( $\sqrt{s}14\text{TeV}$ )	14
3.1	LHC 加速器の主要パラメータ	17
4.1	LArHoleVeto	36
4.2	Jet Object Definition	37
4.3	Electron Object Definition	37
4.4	Electron Object Definition(Signal)	38
4.5	Muon Object Definition	39
4.6	Muon Object Definition(Signal)	40
4.7	Overlap Removal の定義	40
4.8	Trigger	41
4.9	HEC spikes	42
4.10	EM coherent noise	42
4.11	Non-collision background & Cosmics	43
4.12	Vertex cut	44
4.13	Z 事象モンテカルロサンプルの規格化	56
4.14	di-electron Oppsite Sign	57
4.15	Fake 起源の Isolation Rate を求めるためのカットとイベント数	60
5.1	Z 生成事象におけるデータと MC の割合	66
5.2	系統誤差 (Electron Channel)	66
5.3	系統誤差 (Muon Channel)	66
5.4	Electron Channel	67
5.5	Muon Channel	67
A.1	モンテカルロサンプルの一覧 1	71
A.2	モンテカルロサンプルの一覧 2	72
A.3	モンテカルロサンプルの一覧 3	73
A.4	モンテカルロサンプルの一覧 4	74
A.5	Signal Sample	74



# 第1章 序論

## 1.1 本論文の趣旨

本研究では、電弱ゲージノの直接生成の探索に着目する事で、同電荷2レプトンモードにおける超対称性粒子 (SUSY 粒子<sup>1</sup>) の探索を行った。

何故この解析に着目したのか、その理由を整理するために、本章では標準理論で解決されていない問題を解決に導く超対称性理論を通して、超対称性粒子探索の重要性について説明し、また次章では電弱ゲージノの直接生成事象に着目した理由を超対称性粒子の特徴を通して説明する。

以上の前提を説明した上で、1.4 で構成を示すように、検出器や解析手法について話を進めて行く事とする。

## 1.2 標準理論

現在の素粒子物理学は標準理論を基にした理論体系からなっており、少なくとも低エネルギー領域 (電弱スケール) において理論的に説明する事ができた模型である。なお、標準理論は図 1.1 の様に物質の構成要素となっているフェルミオン (クォークとレプトン) と素粒子間の力を伝搬するゲージボソンからなっている。ゲージボソンはグルーオン、W と Z ボソン、フォトンと呼ばれる粒子で、それぞれ強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の力の媒介を説明するものである。ただし、ゲージボソンに自発的対称性を介して質量を与える Higgs 粒子は未だに発見されておらず、Higgs 粒子の発見は LHC 実験における最重要課題の一つである。

## 1.3 標準理論未解決問題の超対称性理論による解決

標準理論は電弱スケール以下に関して、理論的によく説明出来ているが、その枠組みだけでは説明不可能な事が知られている。即ち、標準理論を超えた新たな物理法則が必要になる事を意味しており、これを説明する候補として、超対称性理論が有力視されている。

以下では、標準理論で問題視されている大統一理論、ヒエラルキー問題、ファインチューニング、ダークマターに関する内容と、その問題が超対称性粒子の存在によって解決が期待されている理由を述べる。

### 1.3.1 大統一理論

自然界の4つの基本的な相互作用の中で、電磁相互作用と弱い相互作用は密接に関連しており、電弱統一模型で統一された。この模型は結合定数が  $g_2$  の SU(2) 対称性ゲージ理論と結合定数が  $g_1$  の

---

<sup>1</sup>SUSY は supersymmetry(超対称性) を意味する。

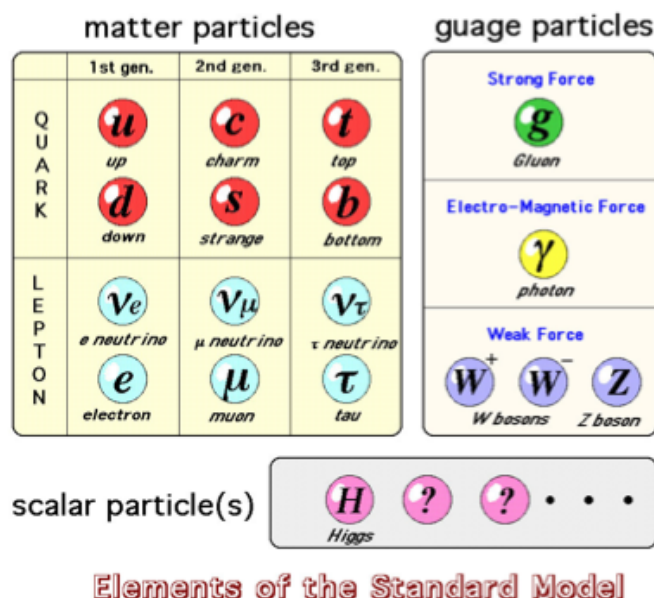


図 1.1: 標準理論の粒子: 標準理論の粒子の中では Higgs 粒子のみ未発見

U(1) 対称なゲージ理論から構成されている。それ故、2つの相互作用が独立に存在し、SU(2)×U(1) で表される。また、強い相互作用の理論の QCD は結合定数  $g_3$  をもった SU(3) 対称なゲージ理論であり、標準模型は SU(3)×SU(2)×U(1) と表され、これを内包した統一理論は SU(5) や SO(10) 等が一般的に考えられている。

大統一理論とは、1つの結合定数  $g$  をもつ統一的なゲージ理論が自発的に破れた結果、3つのゲージ理論が生じたと考えられている理論である。図 1.2 の青線が示すように、3つの力は  $10^{14}$  GeV 付近で近接しており、もし3本の線が1点で交われば、3つの相互作用の大統一が可能になる。そして、SU(5) の大統一理論を超対称性化した超対称性 SU(5) 大統一理論では、図 1.2 の赤線が示すように、約  $10^{16}$  GeV 付近で3つの結合定数が一致する。

### 1.3.2 ヒエラルキー問題

大統一理論では基本エネルギーは GUT スケール ( $10^{16}$  GeV) やプランクスケール ( $10^{19}$  GeV) の様に大変大きい実験的に観測されている電弱スケール ( $10^2$  GeV) はそれに対して大変小さい。もし大統一理論が基本理論だとすると、基本理論のエネルギースケールに対して、電弱統一理論のエネルギースケールを導きだし、いかに自然に説明するかで問題となっている。

SUSY を仮定して、SUSY 粒子のスケールが TeV オーダーであるとする、top クォークの Yukawa 結合の働きにより自然に電弱スケールを作る事ができる。

### 1.3.3 ファインチューニング

標準模型が適用出来るスケールの上限であるカットオフ  $\Lambda$  が電弱スケールに比べて大きい場合、電弱スケールが不安定になる事がある。これは、ヒッグス粒子の質量  $m_H$  に対する量子補正が  $m_H^2 = m_{H0}^2 + c\Lambda^2$  と2次発散してしまうからである。実際に、大統一スケールで3つのゲージ結合

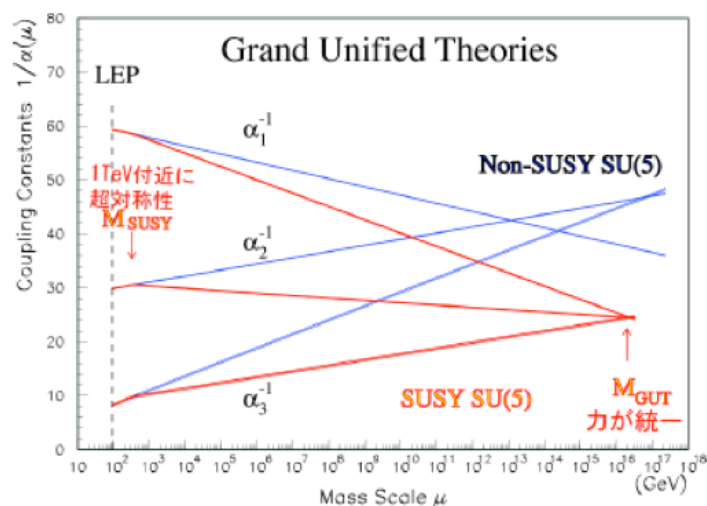


図 1.2: SUSY を考慮した時の GUT スケールでの大統一:  $\alpha_i(E)^2 = g_i(E)^2/4\pi$

定数が一致するという計算には、「標準模型がその統一スケールまで適用出来る」という仮定があり、 $m_H \sim 100\text{GeV}$  を実現するには、 $(10^{13})^2$  の調整が必要となる。しかし、ここに超対称性を導入する事で、ヒッグスの 2 乗に対する補正が 2 次発散からログ発散に変わる。

### 1.3.4 ダークマターの候補

WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) の観測事実から、宇宙の物質密度の大部分はバリオンではなく、重力以外では観測にかからない暗黒物質である事が分かっている。これは、標準模型を超える粒子の存在を示している。

ダークマターの性質として、以下のものがある。

1. 安定な粒子である事
2. カラーを持たない事
3. 電氣的に中性である事
4. 非相対論的粒子である事

最も軽い超対称性粒子である LSP(Lightest Supersymmetric Particle) は以上の性質を満たしており、暗黒物質の有力な候補と見なされる。

## 1.4 本論文の構成

本論文は全 6 章から構成されている。

第 2 章では超対称性模型の概要について説明する。

第 3 章では LHC 加速器の概要および ATLAS 検出器について簡単に説明する。

第 4 章では本研究における解析手法について説明する。

第 5 章で結果と考察について述べる。

第 6 章では本研究をまとめる。

## 第2章 超対称性粒子

### 2.1 超対称性モデル

本研究では標準理論を基に拡張し、超対称性を組み込んだ MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) に着目して解析を行った。MSSM には 3 世代のクォークとレプトン、それに加えてゲージ場とヒッグス場が含まれる。

なお、標準理論と MSSM に基づく超対称性粒子の一覧を表 2.1 に示す。

表 2.1: 超対称標準模型

標準模型の粒子		超対称性粒子	
S=1/2	lepton : $e, \mu, \tau$ neutrino : $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ quark : $u, c, t$ $d, s, b$	S=0	scalar lepton : $\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$ scalar neutrino : $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$ scalar quark : $\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}$ $\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$
S=1	photon : $\gamma$ ( $B^0, W^0$ ) Weak Boson : $W^\pm, Z$ gluon : $g$	S=1/2	Bino $\tilde{B}^0$ Wino : $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$ gluino : $\tilde{g}$
S=0	Higgs: $h, H, A, H^\pm$	S=1/2	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$
S=2	Graviton	S=3/2	Gravitino $\tilde{G}$

中性ゲージノ ( $\tilde{B}^0, \tilde{W}^0$ ) と中性ヒッグシーノ ( $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ ) が混合を起こし、ニュートラリーノ ( $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ ) となる。ただし、下添字は質量が軽い順につける事になっている。超対称性 (SUSY) 粒子ではヒッグスのダブルットは最低 2 つ必要になり、自由度は複素数による効果も含めて、8 個になる。この自由度のうち、 $Z, W^\pm$  の 3 個の自由度が使われ、残りの 5 個がヒッグス粒子の個数 ( $h, H, A, H^\pm$ ) となる。

対称性が破れていないと、標準理論の粒子と SUSY 粒子は同じ質量になると考えられる。しかし、そのような粒子は未だ発見されていない。それ故、対称性は破れており、SUSY 粒子は標準理論に比べ十分重くなっていると考えられる。

MSSM は標準理論を前提としているが、実際には対称性を自発的に破る機構が存在すると考えられた。その破れは Hidden Sector からある相互作用によって伝えられると考えられており、その相互作用の種類によって、いくつかモデルが提唱されている。

重力相互作用を通して破れる時は Gravity mediation モデル、ゲージ相互作用を通して破れる時は Gauge mediation モデルとなっている。本研究においては Gravity mediation モデルをターゲットにしている。

MSSM モデルは 124 個のフリーパラメータがあるが、もっともらしい仮定を入れて自由度を減らす。これを mSugra モデルと呼び、パラメータは 4 個+符号まで落とせる。以下、そのパラメー

タについて説明する。

- $m_0$ : GUT スケールにおけるスカラー粒子 (Squark, Slepton) の質量
- $m_{1/2}$ : GUT スケールにおけるゲージノ粒子 (Gaugino) の質量
- $\tan\beta$ : Higgs 場が自発的対称性の破れを起こした際に現れる、2 個の中性 Higgs 粒子の真空期待値の比
- $A_0$ : Higgs 粒子とスカラー粒子との GUT スケールにおける結合定数
- $\text{sign}(\mu)$ : Higgsino mass パラメータの符号

以下、超対称性粒子の質量について述べる。なお、 $D = M_Z^2 \cos 2\beta$  ( $M_Z$  は Z の質量) を意味する。

## 2.2 超対称性粒子の質量

$$m^2(\tilde{g}) = (2.8m_{1/2})^2 \quad (2.1)$$

$$m^2(\tilde{u}_L) = m_0^2 + 6.28m_1^2 + 0.35D \quad (2.2)$$

$$m^2(\tilde{u}_R) = m_0^2 + 5.87m_1^2 + 0.16D \quad (2.3)$$

$$m^2(\tilde{d}_L) = m_0^2 + 6.28m_1^2 - 0.42D \quad (2.4)$$

$$m^2(\tilde{d}_R) = m_0^2 + 5.82m_1^2 - 0.08D \quad (2.5)$$

$$m^2(\tilde{e}_L) = m_0^2 + 0.52m_1^2 - 0.27D \quad (2.6)$$

$$m^2(\tilde{e}_R) = m_0^2 + 0.15m_1^2 - 0.23D \quad (2.7)$$

$$m^2(\tilde{\nu}_L) = m_0^2 + 0.52m_1^2 + 0.50D \quad (2.8)$$

squark の質量の第 2 項が大きい理由は強い力を意味し、結合が強いほど質量が大きくなる。また、左巻きが右巻きに比べて、第 2 項が大きい理由は SU(2) に対する電荷を持っているか否かで fermion が 2 つに分類される事に起因する。なお、それ以外の量子数は同じである。

## 2.3 超対称性粒子の生成と崩壊

LHC は陽子陽子衝突型加速器である。陽子はクォークとグルーオンから生成されているため、図 2.2 に示すように  $(\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{q})$  が主な生成過程である。

生成断面積に強く依存するのは  $\tilde{g}, \tilde{q}$  のみである。表 2.2 に生成断面積の詳細を示す。

図 2.3 から分かるように、 $\chi^\pm, \chi^0$  はパラメータによって崩壊モードが異なる。各領域における崩壊の詳細について以下、順に説明する。

- 領域 I:  $m(\tilde{\chi}_1^\pm), m(\tilde{\chi}_2^0) > m(\tilde{t}^\pm) > m(\tilde{\chi}_1^0)$  となるため、以下の崩壊モードをたどり、終状態でレプトンを多く出すという特徴を持つ。

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{t}^\pm \nu \rightarrow t^\pm \tilde{\chi}_1^0 \nu \quad (2.9)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{t}^\pm t^\mp \rightarrow t^\pm t^\mp \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.10)$$

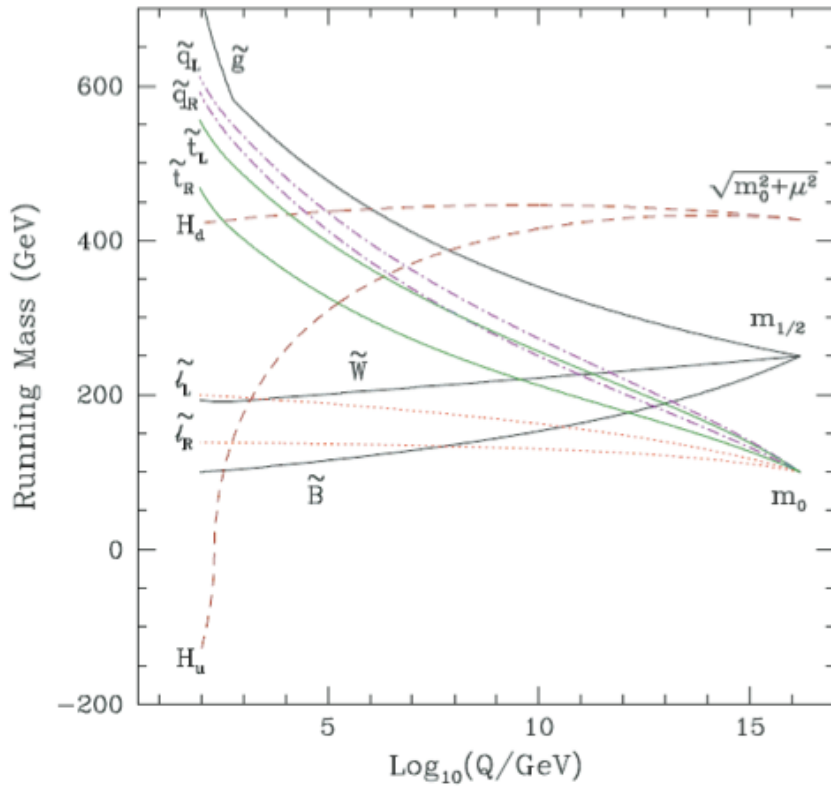


図 2.1: 超対称性粒子の質量発展

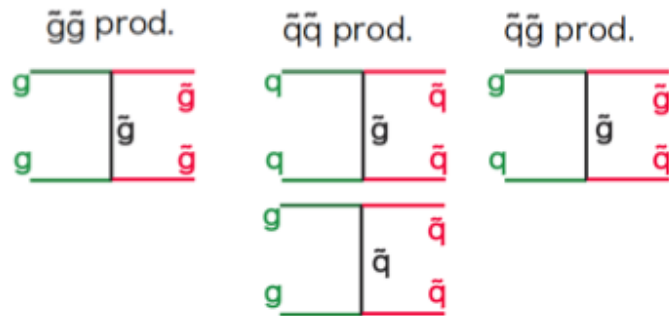


図 2.2: 超対称性粒子の生成

表 2.2: 超対称性粒子の生成断面積 ( $\sqrt{s}14\text{TeV}$ )

$\tilde{g}$ と $\tilde{q}$ の質量	生成断面積
$m(\tilde{q})=m(\tilde{g})=500\text{GeV}$	$\sigma \sim 100\text{pb}$
$m(\tilde{q})=m(\tilde{g})=1\text{TeV}$	$\sigma \sim 3\text{pb}$
$m(\tilde{q})=m(\tilde{g})=2\text{TeV}$	$\sigma \sim 20\text{fb}$

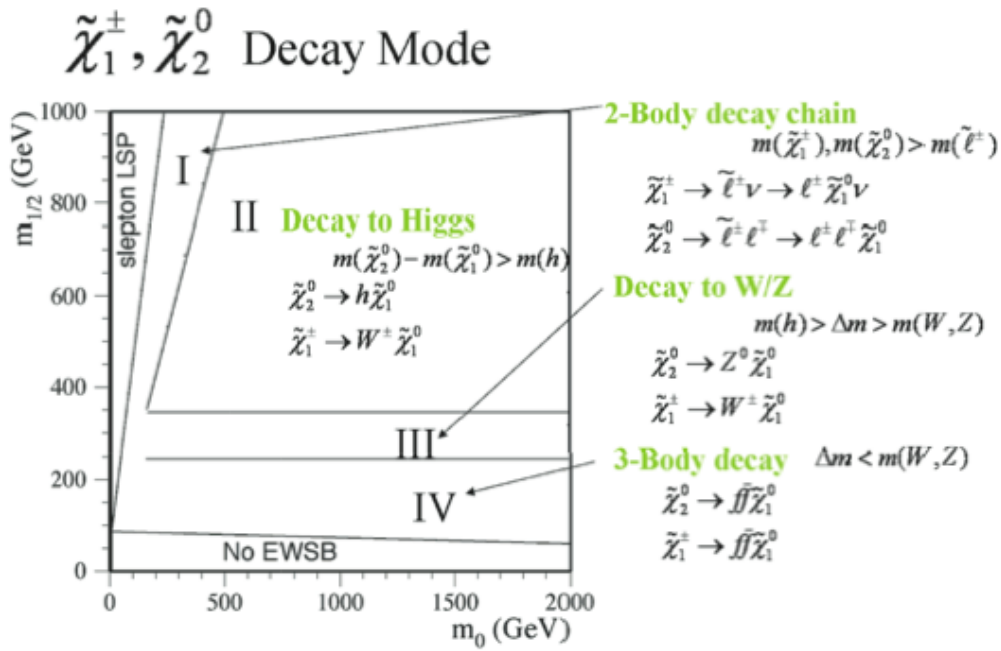


図 2.3:  $\tilde{\chi}^\pm \tilde{\chi}^0$  の崩壊

- 領域 II :  $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(h)$  となるため、 $\tilde{\chi}_2^0$  から  $h$  粒子への崩壊が可能になる。(なお、 $h$  はヒッグス粒子の中で最も軽い粒子である。)

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.11)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.12)$$

- 領域 III :  $m(h) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m_Z$  となるため、 $h$  粒子への崩壊が不可能になり、 $Z$  粒子への崩壊がメインになる。

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.13)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.14)$$

- 領域 IV :  $m(Z) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$  となるため、on shell  $Z, W$  への崩壊が不可能となる。それ故、 $W^*, Z^*, sfermion^*$  を介して  $\tilde{\chi}_1^0$  へと崩壊する。

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}^* \rightarrow \nu l\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.15)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^* \rightarrow ll\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.16)$$

## 2.4 本研究の動機

ゲージノの質量に関しては図 2.1 で示すように、GUT スケールでは  $m_{1/2}$  であるが、1TeV 付近では

$$m(\tilde{B}) \sim 0.4m_{1/2} \quad (2.17)$$

$$m(\tilde{W}) \sim 0.8m_{1/2} \quad (2.18)$$

$$m(\tilde{g}) \sim 2.6m_{1/2} \quad (2.19)$$

$$(2.20)$$

となり、 $m_{1/2}$  のみでゲージノの質量は決定される。

しかし、すでに 0 レプトンモードの  $1fb^{-1}$  のデータを用いた解析でカラー荷を持った超対称性粒子に対して約 1 TeV の質量下限値がつけられている。しかし、この制限は GUT 条件により  $\tilde{g}, \tilde{W}, \tilde{B} = 7:2:1$  より bino-like なニュートラリーノは 170GeV 程度の質量を持つ事になり、最も軽い bino-like なニュートラリーノがダークマターである事が否定される。しかし、カラー荷を持った粒子のみが非常に重い時、bino-like なニュートラリーノが 100GeV 程度でダークマターとなるシナリオも考えられる。この場合電弱ゲージノの直接生成探索が重要となる。



## 第3章 LHC加速器とATLAS検出器

本章ではLHC加速器とATLAS検出器について概説する。

### 3.1 LHC加速器

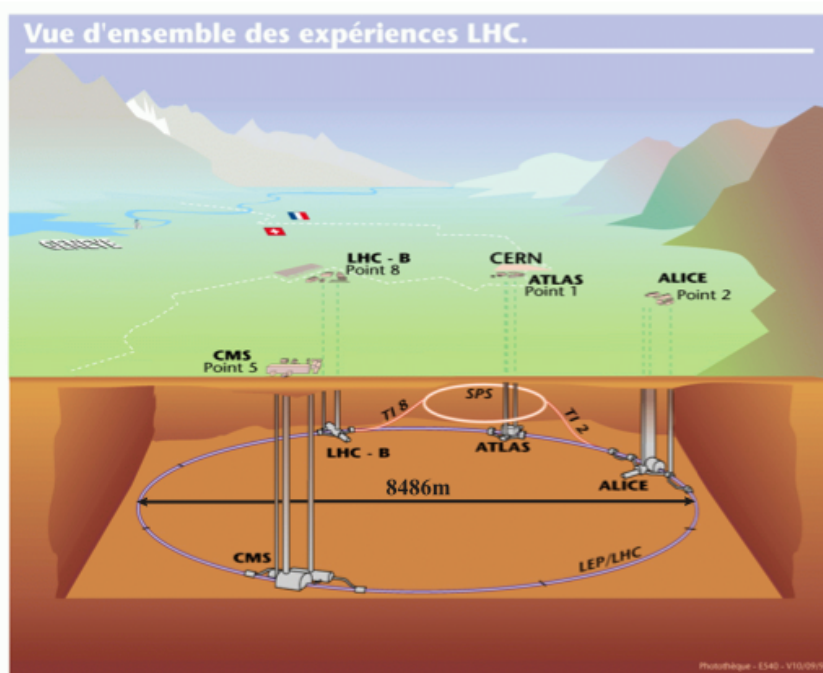


図 3.1: LHC 加速器

スイスジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) において、大型陽子陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) が地下 100m のトンネル内に設置されている。LHC 全体の外観は図 3.1 に示す。陽子の質量は電子に比べて約 2000 倍大きい為、円形加速器の問題となる円軌道の接線方向に放出されるシンクロトロン放射によるエネルギー損失が非常に小さく、重心系衝突で世界最大エネルギー 7TeV(将来的には重心系エネルギーで 14TeV) を実現可能にしている。最大ルミノシティは  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に達し、ヒッグス粒子の探索や TeV 領域にあると思われる超対称性粒子 (SUSY) の探索等を目標にしている。

表 3.1: LHC 加速器の主要パラメータ

パラメータ	設計値	2011 parameters
重心系エネルギー	(7+7)TeV	(3.5+3.5)TeV
Bunch 数	2808	1380
1bunch 当たりの陽子数	$1.2 \times 10^{11}$	$1.45 \times 10^{11}$ (Maximum)
Peak Luminosity	$1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$3.6 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

## 3.2 ATLAS 検出器

ATLAS は LHC に設置された、直径 25m、長さ 44m、総重量 7,000t の大型の汎用検出器である。全体図は図 3.2 に示す。

中心から、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオンスペクトロメータの 3 つの検出器から構成されており、また内部飛跡検出器とカロリメータの間にソレノイドマグネット、カロリメータとミュオンスペクトロメータの間にトロイダルマグネットがある。これらの超伝導磁石は荷電粒子の飛跡を曲げる為の磁場を作り、運動量を測定する目的に設置されている。

以下、ATLAS 検出器の各部位について順に説明していく。

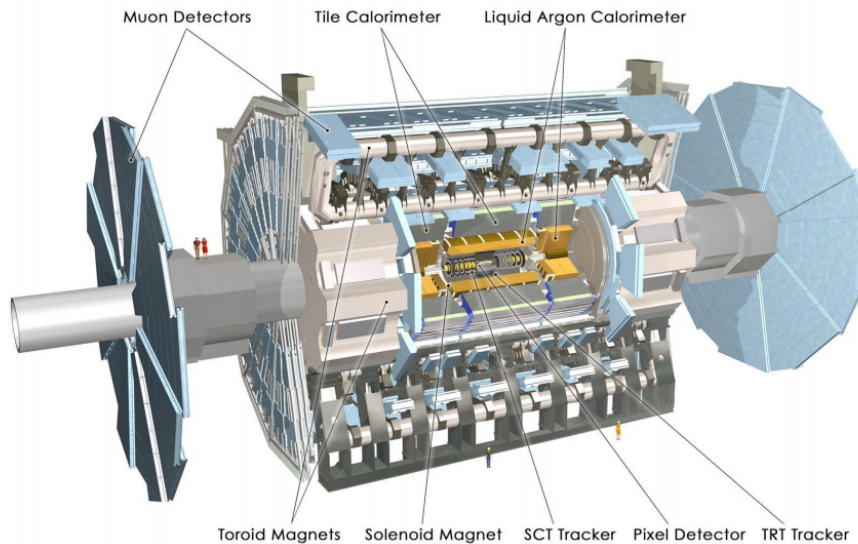


図 3.2: ATLAS 検出器:直径 25m、長さ 44m、総重量 7,000t の巨大汎用検出器

### 3.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビームの衝突点に最も近い所に設置されており、2T の超伝導ソレノイドで曲げられた荷電粒子の飛跡を再構成する事で粒子の運動量や電荷の符号を調べる事が出来る。なお、内部飛跡検出器は内側から、ピクセル検出器 (Pixel)、シリコントラッカー (SCT)、遷移輻射トラッカー (TRT) の 3 つで構成されている。飛跡検出器の構造図は図 3.3-図 3.5 に示す。

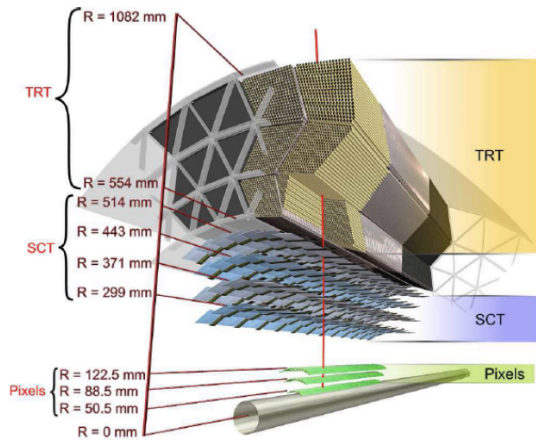


図 3.3: 内部飛跡検出器の構造 1

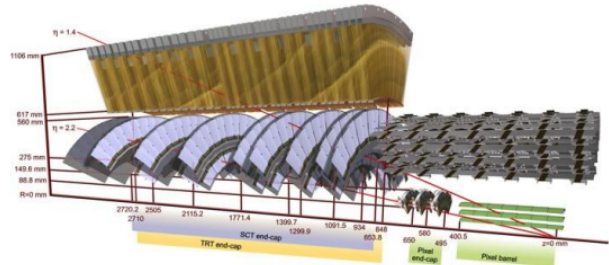


図 3.4: 内部飛跡検出器の構造 2

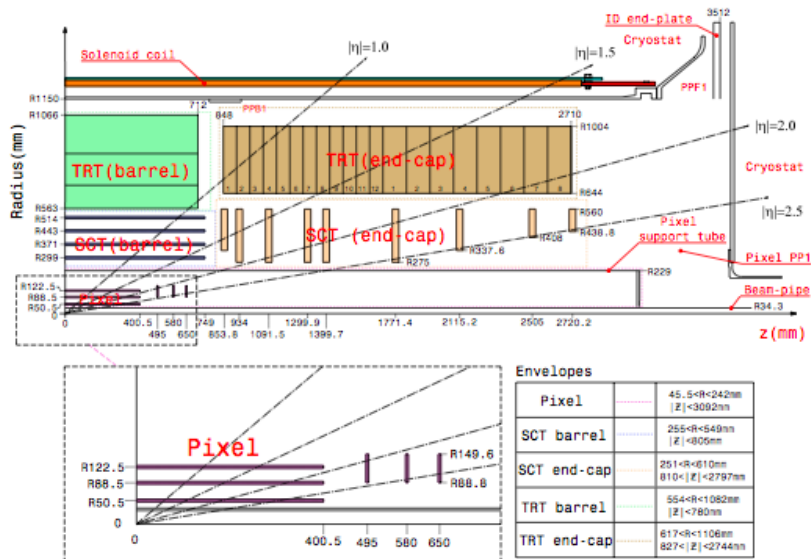


図 3.5: 内部飛跡検出器の構造 3

### Pixel Detector

ピクセル検出器はビームパイプから最内層にある半導体検出器で、高い位置分解能 ( $r-\phi$  方向で  $10\mu\text{m}$ ,  $z$  方向で  $115\mu\text{m}$ ) を持つ。一つ一つのピクセルは  $50\mu\text{m}\times 400\mu\text{m}$  または、 $50\mu\text{m}\times 600\mu\text{m}$  を一つのピクセルとしたシリコン検出器である。また、1つのモジュールは 47,268 個のピクセルから成る。

モジュールは 2次元読み出しが可能で、図 3.6 の様にピクセル一つ一つに読み出しがついている。なお、Barrel 部に 3層、Endcap 部前後に各々 3層で構成されており、ピクセルの総数は 8,000 万にも及ぶ。

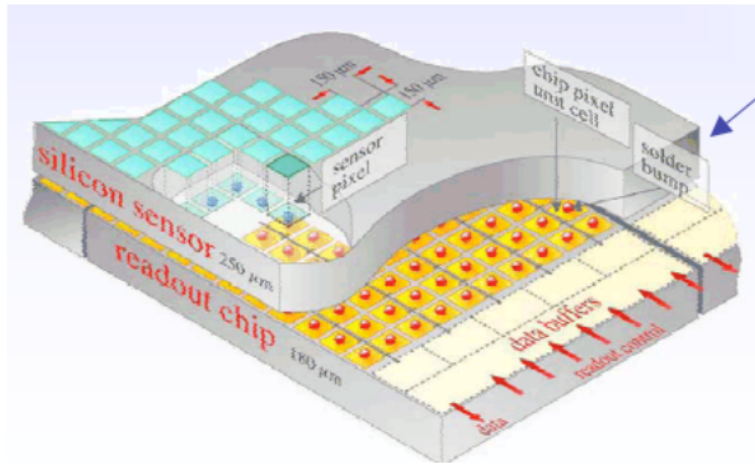


図 3.6: Pixel Detector の構造

### SCT(Semiconductor Tracker)

SCT は Pixel Detector の外側に位置し、高い位置分解能 ( $r-\phi$  方向で  $17\mu\text{m}$ 、 $z$  方向で  $580\mu\text{m}$ ) を持つ。Pixel 検出器同様シリコン検出器であるが、1つの SCT モジュールは 6~7cm 各の長方形シリコンウェハー 2 枚から成り、それぞれ  $80\mu\text{m}$  間隔で並んだアルミニウムストリップ検出器が敷き詰められており、1枚当たり 768 本のストリップがある。1つのモジュールの中で 2枚のウェハーを  $40\text{mrad}$  傾けて配置されている為、ストリップの縦方向に対しても分解能を持つ。なお、SCT のモジュールの写真を図 3.7 に示す。バレル領域では円筒形の筒上に 4層並べ (図 3.8 にバレル部の SCT の写真を示す)、エンドキャップ領域には前後 9枚ずつディスクを形成している。

### TRT(Transition Radiation Tracker)

TRT は SCT の外側に位置し、遷移輻射とイオン化を用いたガス検出器である。TRT は直径 4mm、長さ 40~150cm のストローチューブを重ね、その隙間にポリプロピレンとポリエチレンから成るファイバーまたはシートが敷き詰められている。ストローチューブによるカソード筒の中には、金メッキタングステンワイヤーによるアノードが通され、両者に電圧が掛けられている。また、ストローチューブの中に  $\text{Xe}:70\% \text{CO}_2:27\%, \text{O}_2:3\%$  が封入されている。位置分解能は  $130\mu\text{m}$  と程度で Pixel や SCT に比べ悪いが、多層構造をしている為、連続的な飛跡を測定する事で精度良く飛跡を再構成出来る。バレル部 TRT の写真に関しては図 3.9 に示す。

また、TRT は同時に遷移輻射を用いる事で粒子識別が可能な検出器である。遷移輻射とは相対論的粒子が非一様な物質中を通過する時に光子を出す現象である。この時に放出される光子のエネルギーは  $\gamma = E/m$  に比例する為、 $m$  を識別可能である。それ故、最も軽い荷電粒子である電子

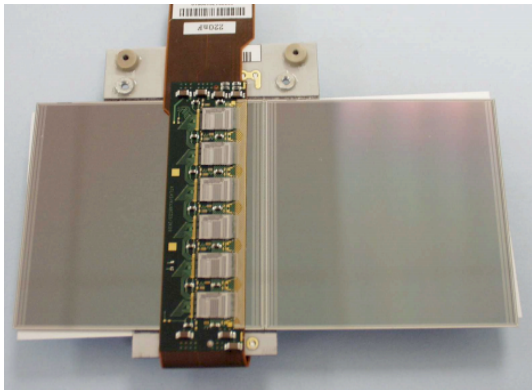


図 3.7: SCT のモジュールの写真

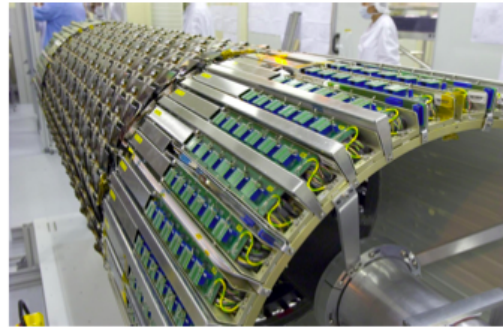


図 3.8: バレル部の SCT の写真

を他の荷電粒子を区別する事が出来る。

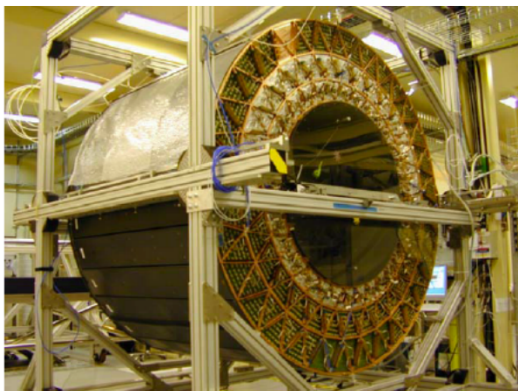


図 3.9: バレル部 TRT の写真

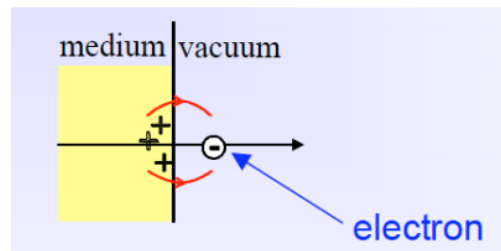


図 3.10: 遷移輻射のイメージ

### 3.2.2 カロリメータ

カロリメータの主な役割は、電子や光子、ジェット等のエネルギー、位置の測定である。図 3.11 にカロリメータの全体図を示しているが、ATLAS 検出器のカロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータから構成されており、また各々 $\eta$ の範囲によって、細かく分けられる。なお、各カロリメータは広い $\eta$ の範囲をカバーしており、Missing  $E_T$  を測定する事が可能になっている。

#### 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは電子と光子のエネルギー測定に用いられ、アコーディオンカロリメータと EM フォワードカロリメータから構成されている。

全体のエネルギー分解能は、電子のエネルギーを  $E[\text{GeV}]$  とすると、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (3.1)$$

と表せる。

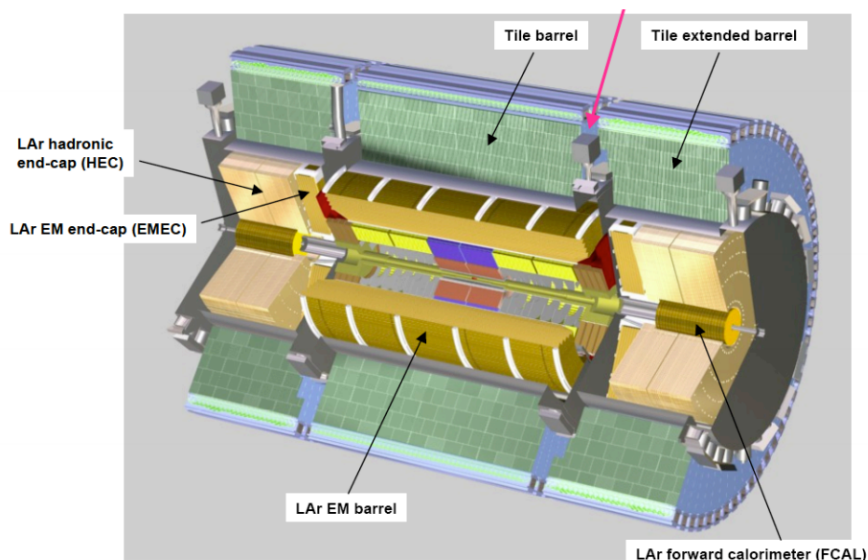


図 3.11: カロリメータの全体像

#### ● アコーディオンカロリメータ

アコーディオンカロリメータはバレル部 ( $|\eta| < 1.475$ ) とエンドキャップ部 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) からなり、両者とも構造的には同じで、鉛の吸収体と放射線耐性に優れる液体アルゴンから構成されたサンプリングカロリメータを用いた。この特徴としては、図 3.12 に示す様に、吸収体がアコーディオン状になっており、読み出しをカロリメータ後方から行う事で  $\phi$  方向に対して不感領域を無くす事が出来る為、一様な測定を可能にさせている。

図 3.13 の様に深さ方向に 3 層に分けられており、 $4X_0 + 16X_0 + 2X_0$  ( $X_0$  は Radiation length を意味し、鉛の場合は  $X_0$  は 0.56cm である) の厚みを持ち、3 層は内側から Layer1, Layer2, Layer3 と呼ばれ、それぞれ以下の様な特徴を持つ。

Layer1: 電磁シャワーとしての広がり小さい為、 $\eta$ 、 $\phi$  方向の精密測定が可能。

Layer2:  $\eta$ 、 $\phi$  方向の精密測定が可能であるが、主にエネルギーの測定として用いられる。

Layer3: シャワーの広がりの違いを利用する事で、電磁シャワーとハドロンシャワーの区別が可能。

#### ● EM フォワードカロリメータ (FCal)

EM フォワードカロリメータは  $3.1 < |\eta| < 4.9$  の領域をカバーしているカロリメータである。前方の領域はビームパイプに近く、放射線強度が最も高い為、図 3.14 に示す様に特殊な構造をした液体アルゴンカロリメータが用いられる。銅板にあけた穴の中に銅のロッドを通して、その隙間に液体アルゴンが満たされている。その中で生じた電荷を集める事でエネルギーを測定する。なお、EM フォワードカロリメータは図 3.18 の FCal1 に設置されている。

#### ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外側に設置されており、ジェットのエネギー測定を可能にする。また、ハドロンカロリメータはハドロンタイルカロリメータ、ハドロンエンド

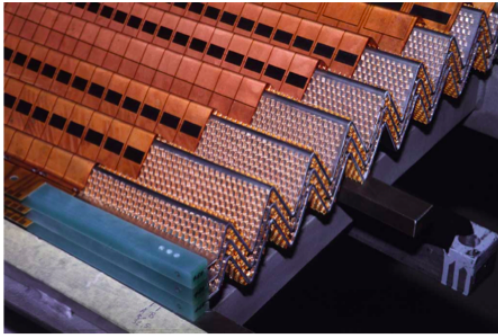


図 3.12: カロリメータの一部: 電磁カロリメータをアコーディオン状に設計

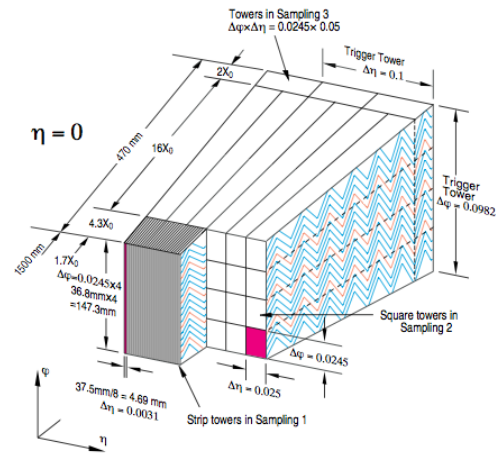


図 3.13: 電磁カロリメータの構造図

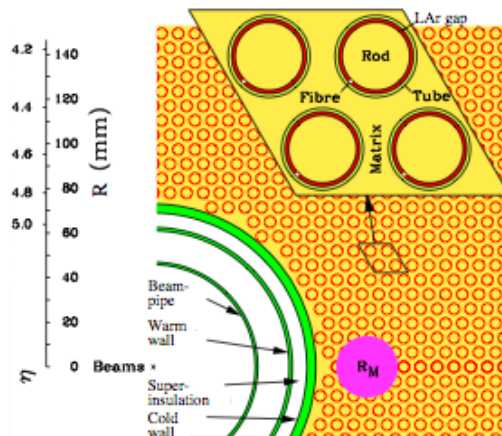


図 3.14: EM フォワードカロリメータの構造図

キャップカロリメータ、ハドロンフォワードカロリメータから構成されている。以下、順に説明をする。

- **ハドロンタイルカロリメータ (Tile)**

$|\eta| < 1.7$  の領域はタイルカロリメータでカバーされている。図 3.15 に示す様に、タイルカロリメータは吸収体の鉄とプラスチックシンチレータから読み出しを行うサンプリングカロリメータである。(図 3.16 に読み出しファイバーの様子を示す)シンチレータからの光は Wave Length Shifter(WLS) を通過し、Photo Multipiler Tube(PMT) に入る事で増幅されつつ電気信号に変換される。

- **ハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC)**

$1.5 < |\eta| < 3.2$  の領域はエンドキャップカロリメータでカバーされている。吸収体として銅を用いており、また、この領域では放射線強度が大きい為、液体アルゴンを利用している。なお、図 3.17 に示す様に層状構造になっている。

- **ハドロンフォワードカロリメータ**

$3.1 < |\eta| < 4.9$  の領域はフォワードカロリメータでカバーされている。上記した EM フォワードカロリメータと同じ構造をしているが、ロッドは銅のかわりにタングステンになっている。なお、図 3.18 の FCal2,FCal3 に設置されている。

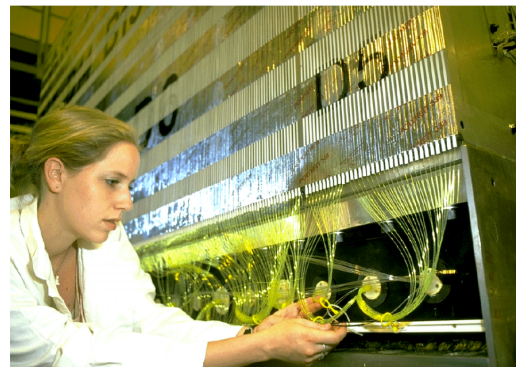
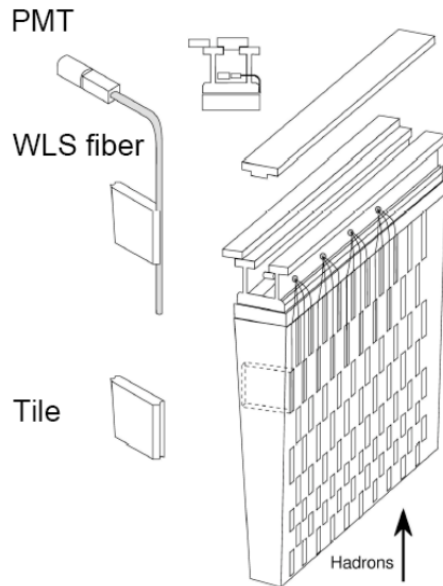


図 3.16: タイルカロリメータ組み立て時の様子

図 3.15: タイルカロリメータの構造図:鉄の吸収体にタイル状のシンチレータが埋め込まれている。

### 3.2.3 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンは物質との相互作用が小さい為、ミューオンの軌跡を測定する為にミューオンスペクトロメータを ATLAS 検出器の最も外側に設置されている。図 3.19 で示す様にミューオンスペクト



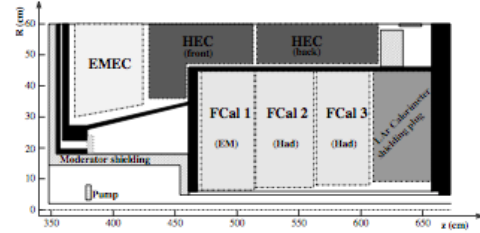
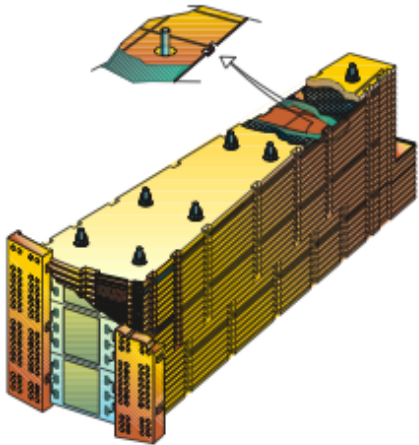


図 3.18: フォワードカロリメータの配置図

図 3.17: ハドロンエンドキャップカロリメータの構造図

ロメータは運動量精密測定を目的とした MDT(Muon Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) と Trigger を目的とした TGC(Thin Gap Chamber)、RPC(Resistive Plate Chamber) の 4 種類の検出器から構成されている。図 3.20 にミュオンスペクトロメータの全体図を示す。

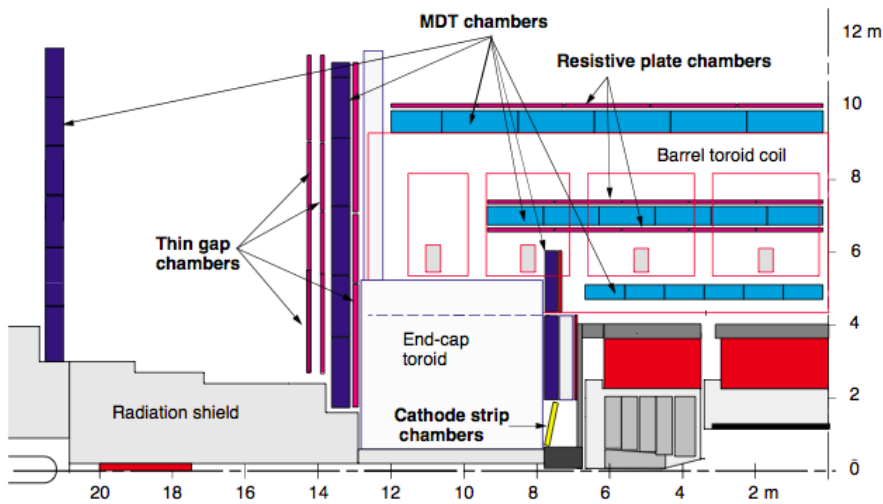


図 3.19: ミュオンスペクトロメータの断面図

● **Thin Gap Chamber (TGC)**

TGC は  $1.05 < |\eta| < 2.7$  の領域をカバーするトリガー用検出器である。Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) 型の一つであり、図 3.21 で示す様に 2 枚の並行陰極板に等間隔に陽極線のワイヤーを配置した構造となっている。アノードには直径  $50\mu\text{m}$  の金メッキされたタンゲステンワイヤーを用い、カソードには表面抵抗  $1\text{M}\Omega$  のカーボンを塗布されたガラス・エポキシ板を用いた。特徴的な事はワイヤーとカソード間は  $1.4\text{mm}$  となっており、ワイヤー間

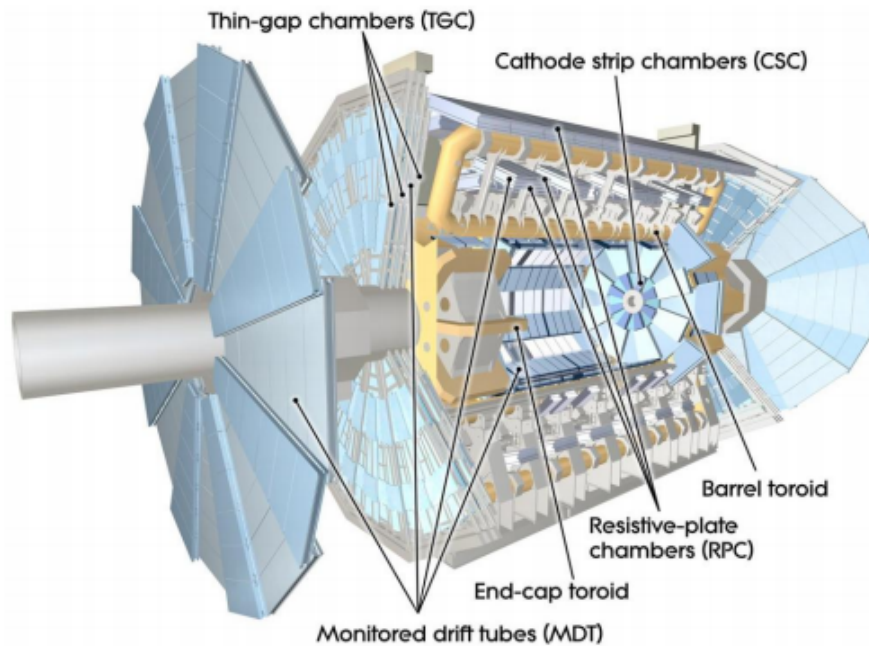


図 3.20: ミューオンスペクトロメータの全体図

の間隔である 1.8mm となっている所である。ワイヤー間およびワイヤーとストリップの間隔を狭くする事でドリフト時間を短くし、高いレートで入射しても検出効率は落ちない。

- **Resistive Plate Chamber (RPC)**

RPC は  $|\eta| < 1.05$  の領域をカバーするトリガー用検出器である。直交したストリップによる  $\phi-z$  方向の 2次元読み出しである。その間には高抵抗ベークライトの平行ストリップがあり、ガスはイソテトラフルオールエタン (94.7%)、イソブタン (5%)、六フッ化硫黄 (0.3%) が封入されている。その間に高電圧をかけて、放電を起こすことでミューオンの通過を検出する。

- **Cathode Strip Chamber (CSC)**

CSC は  $2.0 < |\eta| < 2.7$  の領域をカバーする飛跡検出器である。図 3.22 で示すように TGC と同じ構造になっている。なお、ワイヤーはタングステン (97%) とレニウム (3%) からなっており、ワイヤー間隔は 2.5mm でストリップ間隔は 5.3mm または 5.6mm の 2種類がある。ガスはアルゴン (80%) と二酸化炭素 (20%) の混合ガスを用いている。

- **Monitored Drift Tube (MDT)**

MDT は  $|\eta| < 2.7$  の領域をカバーしたミューオンの位置測定用の検出器である。図 3.23 に示したような断面図を持つ Drift Tube を 3 または 4 層重ねて、図 3.24 に示すようなモジュールの構造をとっている。MDT は直径約 30mm のアルミニウムから成るカソードチューブに直径  $50\mu\text{m}$  のタングステン (97%) とレニウム (3%) から成るワイヤーを張った構造になっており、このモジュールは図 3.19 で示すように、バレル部とエンドキャップ部にそれぞれ 3 ステーションずつ設置されている。また、ガスはアルゴン (97%) と二酸化炭素 (3%) の混合ガスを用いている。MDT は非常に大きな検出器であるため、重力による設置後の歪みを監視

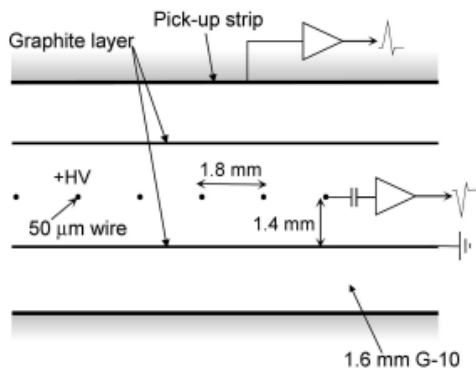


図 3.21: Thin Gap Chamber の断面図

する必要があり、光学的アライメントを行っている。図 3.20 赤い線はそのレーザービームを示す。

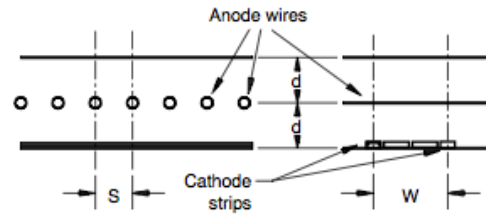


図 3.22: Cathode Strip Chamber の断面図

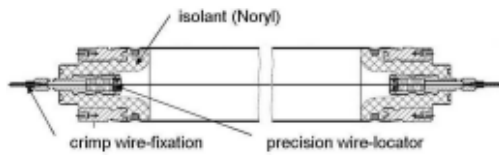


図 2.43: MDT の断面図 [9]

図 3.23: MDT の断面図

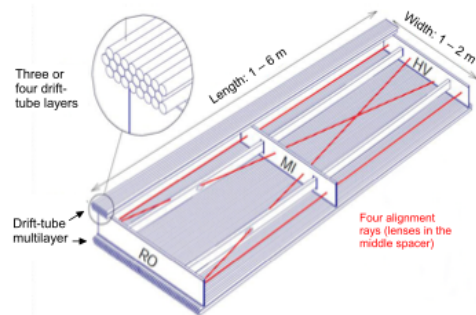


図 3.24: MDT のモジュール

### 3.2.4 マグネットシステム

ATLAS 検出器で用いられるマグネットシステムは内部飛跡検出器用のソレノイド磁石とミュオンスペクトロメータ用のトロイド磁石の2種類から構成されている。全体のマグネットシステムは図 3.25 で示す通りで、トロイド磁石はバレル部とエンドキャップに分けて設置されている。以下では各磁石の詳細を説明する。

#### ● ソレノイド磁石

ソレノイド磁石は内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間に設置され、2Tのソレノイド磁場をz方向に作る事で内部飛跡検出器中で荷電粒子の飛跡をφ方向に曲げる。コイル部はz方向の長さ5.3m、直径2.4m、径方向の厚さ45mmの円筒形をしている。カロリメータの内側での物質量を最小限にすることで、カロリメータの分解能を落とさない必要があるため、径方向の厚みは極力小さくしている。ソレノイド磁石の写真は図 3.26 に示す。

#### ● トロイド磁石

トロイド磁石はミュオンスペクトロメータを覆う様に外側に設置されている。 $\phi$ 方向の磁場を作り出す事で  $p_T$  が小さなミュオンに対しても運動量を測定する事が可能になる。また、図 3.27、図 3.28 で示すように、バレル部もエンドキャップ部も 8 回対称の磁石から構成されている。それ故、磁場は  $\phi$  方向に均一ではない。

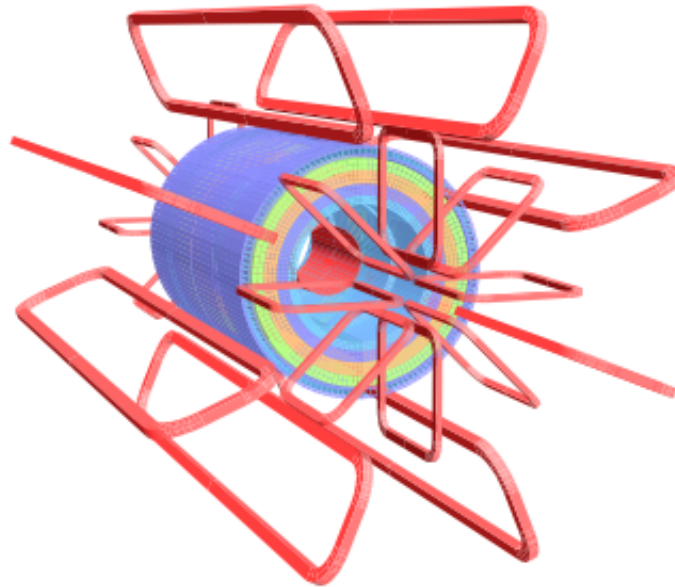


図 3.25: ATLAS 検出器のマグネットシステム



図 3.26: ソレノイド磁石



図 3.27: トロイド磁石 (バレル部)

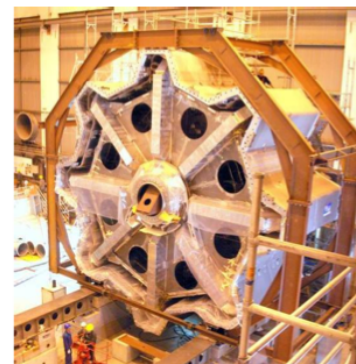


図 3.28: トロイド磁石 (エンドキャップ部)

### 3.2.5 トリガー

LHC は最大で 40.08MHz のビーム衝突を繰り返す、イベントレートは約 1GHz にも達する。また、1 イベント当たりのデータ量 1.5MByte である為、実験中のデータを全て記録する事は不可能

である。それ故、QCD イベント等、物理的に重要でないイベントを早い段階に打ち切り、重要なイベントだけを効率良く選び出す必要がある。ATLAS 検出器では3段階のトリガーシステムを設けて、データ収集レートを下げている。トリガーは順にレベル1トリガー (LVL1)、レベル2トリガー (LVL2)、イベントフィルター (EF, レベル3トリガー) と呼ばれ、トリガーレートはそれぞれ、最初の 1GHz から順に約 75kHz、約 2kHz、約 300Hz と落とされていく。

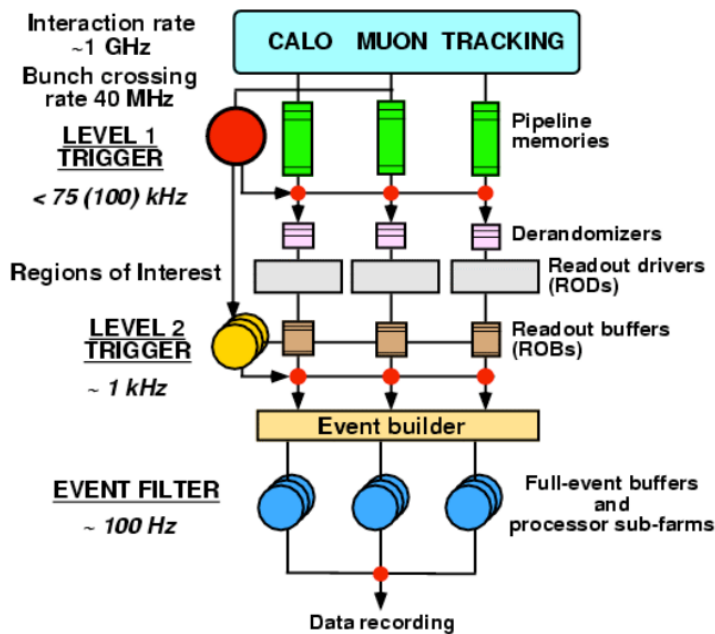


図 3.29: ATLAS 検出器におけるトリガーシステム

- **レベル1トリガー (LVL1)**

図3.30に示すようにレベル1トリガーはカロリメータとミュオントリガー検出器 (TGC, RPC) の情報がCTP(Central Trigger Processor)に送られる。各検出器からの情報はLVL1 Bufferと呼ばれるパイプラインメモリに一時的に保存される。パイプラインメモリには $2.5\mu\text{s}$ 以前のデータを保存できるように設計されており、レベル2トリガーに進むのを待つ。集められた情報をもとにレベル1トリガー判定をして、Level1 Accept(L1A)信号を生成する。このL1A信号はTTC(Timing Trigger and Control distribution system)によって、各検出器のフロントエンドに送られ、それと同時にROI(Region of Interest)と呼ばれるトリガー領域をレベル2トリガーに対して送信する。

- **レベル2トリガー (LVL2)**

レベル2トリガーでは、効率的にレベル1トリガーで選定されたROI領域のみの情報を用いる。処理は $500 \times 4$  coreのCPUを用いて平行にレベル2の判定を行う。また、レベル2の判定はソフトウェアで自由に複雑に処理出来るため、精度を落として高速に処理を行ったり、内部飛跡検出器の情報を用いる事で正確にミュオンのpTを再構成する事等を可能にさせる。

- **イベントフィルター (EF)**

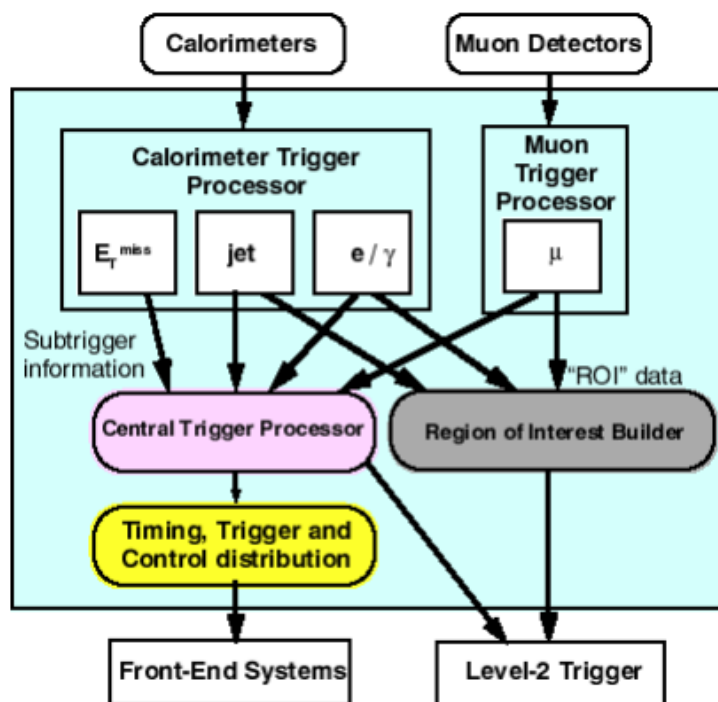


図 3.30: レベル 1 トリガー処理の流れ

イベントフィルターではレベル 2 トリガーの判定を受けて、アトラス検出器全体の全ての情報を用いてトリガー判定が行われる。1800×2×4 core を使用して 2kHz から 200Hz まで落とす。この処理によって、300MByte/sec でデータが記録されていく。

### 3.3 事象の再構成

トリガーで取得されたデータに対して、オフラインで事象の再構成 (Reconstruction) を行う。この再構成によって、ジェット、電子、ミューオンの候補を認識する。これらの候補をまとめたものを Container と呼び、本研究ではこの Container を使用して解析を行った。

以下では、この候補を選びだし、Container に格納するための一般的なアルゴリズムについての詳細をのべていく。なお、本解析ではこの Container に対してさらに適切なカットをかける事で、より正確な選別 (Identification) を可能にした。

#### 3.3.1 ジェットの再構成

ジェットの再構成には 20 万個の Cell から構成されたカロリメータを用いた 2 段階の方法がある。まず、Cell の数を減らす作業を行う。それを行う方法として Tower アルゴリズムと Topological Clustering アルゴリズムがある。本解析では Topological Clustering アルゴリズムに基づいて計算している。

- Tower アルゴリズム

カロリメータ内を  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  単位で  $100 \times 64$  のセグメントを作る。セグメント毎に  $E_T$  (Cell のエネルギーを足し合わせてセグメントの Grid に射影) の Tower が作られる。

### • Topological Clustering アルゴリズム

カロリメータにおいて、ノイズに対する信号のゆ有意度を  $\Gamma = E_{cell} / \sigma_{noise, cell}$  とおくと、まず  $|\Gamma| > 4$  となる Cell があるかを調べ、あった場合その Cell を Seed とする。次に、その Seed の周りに隣接する Cell を調べ、 $|\Gamma| > 2$  となる Cell があれば、その Cell には有意にエネルギーが入っていると判定され、Seed のクラスターに組み込まれる。また、その Cell に対しても同じ操作を行い、連鎖的に Seed Cell に足し合わせ、最後にその一つ外側の  $|\Gamma| > 0$  を満たす Cell をクラスターに組み込む。こちらの方がノイズを抑制する効果大きい。

次に、上記で構成した Tower や Cluster に対して、どの組み合わせが同一のジェットのものなのか判定を行う必要がある。手法としては、Cone アルゴリズムと  $k_T$  アルゴリズムの二つを使用し、このステップを踏む事で正確なジェットの本数と各ジェットのエネルギーを再構成する事が出来る。なお、本解析では  $k_T$  アルゴリズムにおいて、 $\Delta R (= \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}) = 0.4, g = -1$  ととった Anti- $k_T$  4Jet を使用した。

以下では、Cone アルゴリズムと  $k_T$  アルゴリズムの詳細について説明する。

### • Cone アルゴリズム

まず、1GeV 以上の  $E_T$  を持つクラスターを Seed として選択し、それを中心として  $\Delta R = 0.4$  の Cone 内にあるクラスターを集める。全 Seed に対してこの課程を  $E_T$  が高い順に行っていく (この段階ではオーバーラップを無視して Seed を中心に新たなジェットを作る)。次に、オーバーラップしているジェットに対して、分離または結合をする必要がある。

1. Cone の重なっている部分が各ジェットの 50% 以下であった場合  
重なっている部分は 2 つのジェットのうち、中心が近い方のジェットの一部と考えて、もう一方のジェットから分離される。
2. Cone の重なっている部分がどちらか一方のジェットのうちで 50% 以上であった場合  
2 つのジェットを結合する。

### • $k_T$ アルゴリズム

それぞれのクラスターの組み合わせ (i,j) に対して距離 d を以下のように定義する。

$$d_{ii} = p_{T,i}^{2g}$$

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{2g}, p_{T,j}^{2g}) \times \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}$$

$$d_{min} = \min(d_{ii}, d_{ij})$$

またクラスターとビームの組み合わせ (i, Beam) に対しては以下のように定義する。

$$d_{iBeam} = p_{T,i}^{2g}$$

なお、 $\Delta R$  はクラスター間の距離、D はデフォルトで 1 を用いた。

上式からも分かる様に d の値は  $R_{ij}$  が近いほど、また  $p_{T,i}$ 、 $p_{T,j}$  が大きいほど小さくなる。

もし、 $d_{min} = d_{ii}$  または、 $d_{min} = d_{iBeam}$  ならば、i 番目のクラスターをジェットとし、 $d_{min} = d_{ij}$  ならば、i 番目と j 番目を結合させて、新しいクラスターを作る。この作業を繰り返し行う事でジェットを構成していく。

### 3.3.2 電子の再構成

電子の再構成にはジェット同様 Tower を作り Cell をまとめ、それをもとに電子の探索を行う。なお、電磁カロリメータの情報のみを使用し、Tower は  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  毎に Cell のエネルギーを射影して作る。この Tower に対して Sliding window アルゴリズムを用いて電子の再構成を行う。以下、そのアルゴリズムの詳細について説明する。

#### • Sliding window アルゴリズム

5×5 の Tower からなる window をずらしながら、その window 内に含まれる  $E_T$  が閾値 (3GeV) を超える箇所を探す。発見後は 3×3 の window に切り替え、詳細な位置及およびエネルギーを測定する。

これに加えて以下の条件を課す。

##### 1. シャワーのシェイプが細い

電磁シャワーは *Molière* 半径程度になり大きな広がりをもたない事から、シャワーは十分小さい事を要求する。それ故、電磁カロリメータの第2層を用いて、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$  cells 内のエネルギーを  $E_{37}$ 、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 7 \times 7$  cells 内のエネルギーを  $E_{77}$  とおくと、この時、 $E_{37}/E_{77} > 0.9$  を要求する。また、もし電子の候補が複数あった時、その距離が  $\Delta R \leq 2.2$  であった場合、 $E_T$  が大きい方を採用し、もう一方を捨てる。

##### 2.トラックとのマッチング

内部飛跡検出器で観測されたトラックとのマッチングを行う。トラックとのマッチングには  $\Delta R < 0.1$  に  $E/p$  が 0.7 ~ 4 のトラックが存在する事を要求する。もし、クラスター付近にトラックがない時は光子とし、トラックが確認された時は電子として扱う。また、 $\pi^\pm$  は電磁カロリメータにエネルギーの一部しか落とさないため、 $E/p$  が 1 より小さくなる。

##### 3. ハドロンカロリメータへの漏れ

電子および光子のエネルギーは、そのほとんどを電磁カロリメータに落とし、ハドロンカロリメータではエネルギーをほとんど落とさない。それ故、電磁カロリメータ後方のハドロンカロリメータにエネルギーの漏れが小さい事を要求する。ここで、電磁カロリメータで落とす  $E_T$  を  $E_T^{EM}$  とおき、ハドロンカロリメータの第一層の  $E_T$  を  $E_T^{H1}$  とおく。この時、 $E_T^{H1}/E_T^{EM}$  が閾値以下である事を要求する。閾値は  $\eta$  に依存するが、およそ 1 ~ 3% としている。

### 3.3.3 ミューオンの再構成

ミューオンは電子の約 200 倍の質量を持つため、 $1/m^4$  で制動放射が抑制される。それ故、Minimum Ionizing Particle (MIP) としてカロリメータを突抜け、ミューオンスペクトロメータに達する。ミューオンの再構成にはこのミューオンスペクトロメータにおけるトラックと内部飛跡検出器によるトラックのマッチングによって行われる。

以下では、内部飛跡検出器とミューオンスペクトロメータの情報を併せて用いる 2 つのアルゴリズムの詳細について説明する。なお、本解析では  $p_T$  が大きい領域を用いるため、STACO アルゴリズムを利用した。



- **MuTag**

$p_T$  が小さいミュオンの再構成に用いられる。内部飛跡検出器で再構成されたトラックをミュオンスペクトロメータまで延長し、そこでヒットがある事が確認出来る事を要求する。

- **STACO (STATistical COmbined) muon**

内部飛跡検出器とミュオンスペクトロメータ各々で再構成されたトラックに対して平均化して精度を上げる手法である。このアルゴリズムはミュオンスペクトロメータでのトラックを再構成する必要がある為、MuTag よりも  $p_T$  が大きいミュオンを対象としている。

### 3.3.4 Missing $E_T$ の再構成

Missing  $E_T$  ( $E_T$ ) はいくつかのコンポーネントに分けて、それを全て足し合わせる事で計算される。計算式の詳細は以下に示す。

$$E_T = E_T^{\text{RefJet}} + E_T^{\text{RefEle}} + E_T^{\text{RefMuon}} + E_T^{\text{CellOut}}$$

なお、各コンポーネントについて以下に説明する。

- $E_T^{\text{RefJet}}$

Antik $_T$ TopoJet(上述した Topological Clustreing アルゴリズムと  $k_T$  アルゴリズム ( $g=-1$ ) を組み合わせたもの)を EM+JES Calibration で補正した時のベクトル和である。

- $E_T^{\text{RefEle}}$

電子による  $E_T$  でオーバーラップを解く前の状態で RobustMedium(定義は 2.4 の電子の ID に必要とされる変数の一覧参照)を通過した電子について計算。

- $E_T^{\text{RefMuon}}$

ミュオンによる  $E_T$  で Isolation およびオーバーラップを解く前の状態でミュオンを用いて計算した。

- $E_T^{\text{CellOut}}$

これまでの  $E_T$  コンポーネントで使われなかった Cell の  $E_T$  をとったもので、EM スケールで補正している。

## 3.4 モンテカルロシミュレーション

### 3.4.1 使用したモンテカルロサンプルの一覧

主要な物理プロセスは以下の5つである。

- QCD ジェット過程
- $t\bar{t}$  生成事象
- Z 生成事象

- W 生成事象
- Diboson の生成事象

4.3 に崩壊プロセスおよび各バックグラウンドの特徴を示す。  
なお、使用する Signal のパラメータは以下に示す。

- $M_{\chi^\pm}, M_{\chi^0}, M_{\text{lepton}}, M_{LSP}$  : 150GeV, 150GeV, 100GeV, 50GeV

## 第4章 解析

前章で述べた様に SUSY 粒子が生成されたイベントは大きな  $E_T$  を持っている。それ故、データの中に SUSY 粒子の有無を確認する為には  $E_T$  が大きい領域でデータと陽子陽子衝突の際に生じるとされる事象 (Luminosity:  $2.2fb^{-1}$ ) に対して行ったモンテカルロシミュレーションとの事象数が一致しているかを比較する事で可能とする。なお、この手法を MC 法と呼ぶ。

### 4.1 本解析の特徴

本解析では 2.4 で説明した電弱ゲージノの直接生成探索において、特に同電荷を持った 2 レプトンそれに加えて高い  $p_T$  ジェットを出すイベントに着目した。このイベントを示すファインマンダイアグラムは図 4.1 に示す。

このイベントに着目した理由は終状態に以下の様な特徴がある為である。

1. ゲージノがレプトンやニュートラリーノを生成し、一番軽いニュートラリーノは検出されない。
2. カラーを持った粒子が作られない為、 $\tilde{g}$  や squark から  $p_T$  の大きなマルチジェットが生じない。
3. LHC は陽子陽子コライダーな為、図 4.1 の様な ISR (Initial State Radiation) の high  $p_T$  ジェットを伴う断面積が大きい。それ故、 $p_T$  が大きな 1 ジェットがつく事が多い。

本解析では同電荷 2 レプトンモードにおいて、2 つの電子を要求したチャンネル (Electron Channel)、または 2 つのミュオンを要求したチャンネル (Muon Channel) に対して行った。特にフレーバーが同じでなければ理由はないが、データの解析において Egamma と Muons というストリームの重複をとかなければならないため、前述した 2 つのチャンネルを優先的に行った。しかし、2 つのミュオンを要求するチャンネルのデータの理解に時間がかかったため、フレーバーが異なる電子 1 個ミュオン 1 個のチャンネルを解析するに至らなかった。

### 4.2 解析の流れ

解析の流れは以下の順に行った。

1. GRL (Good Runs List)
2. LArError
3. LArHoleVeto
4. Object Definition

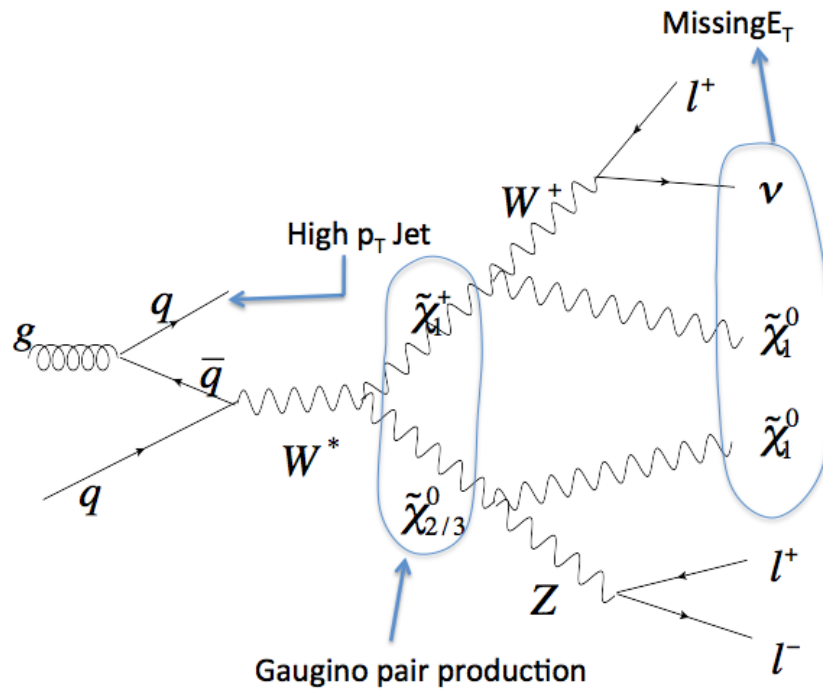


図 4.1: 本研究で着目した事象

## 5. Overlap removal

## 6. Trigger

## 7. イベントクリーニング

## 8. Vertex cut

## 9. $E_T$ の計算

以下、各カットの詳細について説明する。

### 【1】 GRL (Good Runs List)

用いるべきデータは安定した衝突が行われ、かつ検出器が正しく動作している期間のイベントのみで構成されている必要があり、そのイベントのみを抜き出す操作を GRL カットをかける事で可能になる。なお、モンテカルロシミュレーションに対してはこの処理は必要ない。

### 【2】 LArError

LAr(リキッドアルゴンのカロリメータ)の Quality(ジェットの ID やジェットのクリーニングに必要とされる変数の一覧参照)が Error を返して来ていないイベントのみを選び出す。

### 【3】 LArHoleVeto

period E 以降の期間内にコントローラボードの不良により、一部(表 4.1 参照)の電磁カロリメータにおいて、信号の読み出しが不可能となった。それ故、ジェットのエネルギーの一部が再構成さ

れなかった場合は偽の  $E_T$  を作るので、ジェットがその Hole にエネルギーを与えていると思われる時 Veto する必要がある。

BCH.CORR\_JET: ジェットの shape から期待される dead cell に落としたエネルギーに対する補正  
 BCH.CORR\_CELL: 隣接するセルから期待される dead cell に落としたエネルギーに対する補正

表 4.1: LArHoleVeto

項目
$-0.1 < \eta < 1.5$ and $-0.9 < \phi < -0.5$ を満たしている時
MC: $p_T > \text{threshold}$
data: $p_T > \text{threshold} \times (1 - \text{BCH.CORR\_JET}) / (1 - \text{BCH.CORR\_CELL})$
threshold: 40 GeV

モンテカルロシミュレーションはハドロンタイルカロリメータ (Tile) の補正もリキッドアルゴンカロリメータ (LAr) の補正も行われていない。→ (1-BCH.CORR\_JET)

一方でデータはLArの補正は行われているが、Tileの補正が行われていない。→ (1-BCH.CORR\_CELL)

それ故、データとモンテカルロで同じ条件の threshold をかけるために、データの補正をモンテカルロシミュレーションと同じ条件にする必要がある。

#### 【4】 Object Definition

前章で述べたアルゴリズムによって選び出されたジェット、電子、ミューオンにさらに適切なカットを加える。これによって、より正確な Object を ID する事が可能になる。

#### ● ジェットの Object Definition

##### ジェットの ID やジェットのクリーニングに必要とされる変数の一覧

- $p_T, \eta$ : カロリメータセルの  $(\eta, \phi)$  のエネルギー加重平均により求めたジェットの値を用いる。なお、 $p_T$  はハドロニックスケールの値を用いる。
- EMFraction(EMf): ジェットの全エネルギーに対する電磁カロリメータで落としたエネルギーの割合。EM のクラスターノイズをチェック。
- HECFraction(HECf): ジェットの全エネルギーに対するハドロンエンドキャップ (HEC) で落としたエネルギーの割合。HEC のクラスターノイズをチェック。
- ChFraction(Chf): カロリメータで測定された全エネルギー (ハドロニックスケール) に対する内部飛跡検出器で測定された荷電粒子の全横方向運動量の割合。ジェットのエネルギーのうちトラックの  $p_T$  の合計と補正後のジェットの  $p_T$
- LArQuality(LArQ): LAr で測定された Pulse の Shape ( $a_i^{meas}$ ) と予測された信号波形 ( $a_i^{pred}$ ) の差の 2 乗値 ( $\sum_{samples} (a_i^{meas} - a_i^{pred})^2$ ) のエネルギーウェイトで判断される。0 に近い程ノイズではなく、正しいジェットであると判断される。
- HECQuality(HECQ): 求め方は上記同様で、LAr ではなく HEC で測定された Pulse を用いる。

- Time: Cell 毎のジェット到達時間をエネルギーを用いて加重平均したもの。
- fracSamplingMax:(Fmax) カロリメータをサンプリング毎に見た時、最大のエネルギーを持ったレイヤーが全体のエネルギーに対して占める割合。
- NegativeE(negE):ジェットにおける負のエネルギー (トポロジカルクラスターは  $|\Gamma| > 4$  になるので)

表 4.2: Jet Object Definition

項目
$p_T > 20\text{GeV}$
$ \eta  < 2.5$

クリーンなジェットを選び出す条件は後述するイベントクリーニング表 4.9~ 表 4.11 の条件を満たし、加えて表 4.2 の条件を満たす。

## ● 電子の Object Definition

### 電子の ID に必要とされる変数の一覧

- $p_T, \eta$ : トラックを使って計算した電子の横方向運動量と  $\eta$  は Cluster の中心と本当の中心が一致していないため、補正が必要とされる。ここでの  $\eta$  はその補正が入っている  $\eta$  を意味する。
- $\eta^{cluster}$ : 補正が行われる前の  $\eta$ 。補正の詳細は前述を参照のこと。
- AuthorElectron:Electron と Photon の再構成を行うアルゴリズムを区別するための数字である。なお、1:Electron,2:Photon,3:Soft Electron となっている。それ故、Electron を ID したい時は一般的に 1 か 3 を使用する。
- RobustMedium: Electron と Fake Electron の区別。
- ETcone20:  $\Delta R < 0.2$  以内の Cell  $E_T$  の合計 (Electron に対応する Cluster の  $E_T$  は排除して計算)。すなわち、この変数によって Isolation か否かをチェックする。

表 4.3: Electron Object Definition

項目
AuthorElectron=1 or 3
RobustMedium
$p_T > 20\text{GeV}$
$ \eta^{cluster}  < 1.37, 1.52 <  \eta^{cluster}  < 2.47$ (not in the crack region)

図 4.2 に  $E_T\text{cone}20/p_T$  の分布を示す。分布からも分かるように Isolation Cut によってジェットのミス ID の少ないクリーンなイベントを選び出す事が出来る。

表 4.4: Electron Object Definition(Signal)

項目
$E_T cone20/p_T < 0.15$
leading electron $p_T > 25 GeV$

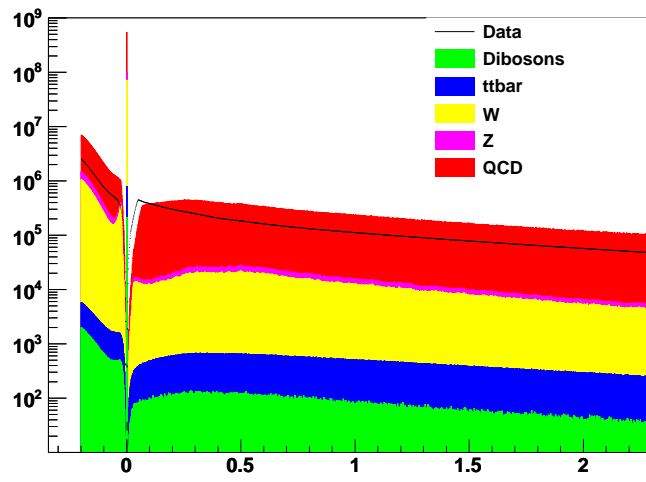


图 4.2:  $E_T cone20/p_T$

- ミューオンの Object Definition

ミューオンの ID に必要とされる変数の一覧

- $p_T, \eta$ : STACO アルゴリズムによって、ミューオンスペクトロメータと内部飛跡検出で再構成した結果をコンバインする事によって得られた  $p_T$  と  $\eta$ 。
- IsCombined: ミューオンスペクトロメータと内部飛跡検出の飛跡をコンバインしたミューオンである事を示す。
- isLowPtReconstructed: muon system にヒットはあるが三層を通る完全なトラックがない。
- expectBLayerHit: B layer(最内のレイヤー) にヒットがあるべきか否か
- NBLayerHits: BLayer のヒット数
- NPixelHits: Pixel のヒット数
- NSCTHits: SCT のヒット数
- NTRTHits: TRT のヒット数
- NTRTOutlierHits: TRT のヒットにおいて、タイミングがずれている数
- NTRTTotalsHits: NTRTHits+NTRTOutlierHits
- NDeadPixelSensors: 読み出し不能なピクセルセンサー数 (Track 上にある数)
- NDeadSCT sensors: 読み出し不能な SCT センサー数
- NPixelholes: Pixel の hole 数
- NSCTholes: SCT の hole 数

表 4.5: Muon Object Definition

項目
StacoMuon
IsCombined    isLowPtReconstructed
$p_T > 10 GeV$
$ \eta  < 2.4$
! expectBLayerHit    numberOfBLayerHits > 0
Number of pixel hits+Number of crossed dead pixel sensors > 1
Number of SCT hits+Number of crossed dead SCT sensors >= 6
Number of pixel holes + Number of SCT holes < 3
$ \eta  < 1.9$ ならば $n_{TRT}^{TotalHits} > 5$ かつ $n_{TRT}^{outliers} < 0.9n_{TRT}^{TotalHits}$
$ \eta  \geq 1.9$ かつ $n_{TRT}^{TotalHits} > 5$ ならば $n_{TRT}^{outliers} < 0.9n_{TRT}^{TotalHits}$

図 4.3、図 4.4、4.5 は順に Number of pixel hits+Number of crossed dead pixel sensors、Number of SCT hits+Number of crossed dead SCT sensors、Number of pixel holes + Number of SCT holes の分布を示す。



表 4.6: Muon Object Definition(Signal)

項目
$p_{Tcone20} < 1.8 GeV$
1st muon $p_T > 20 GeV$

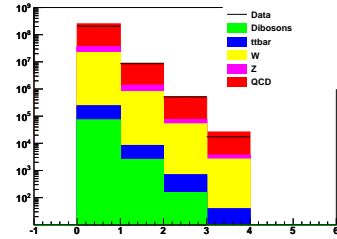
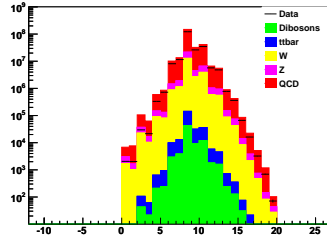
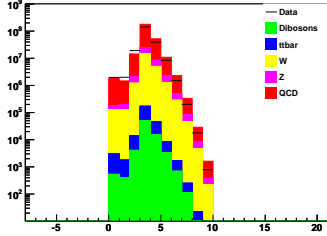


図 4.3: Number of pixel hits+Number of crossed dead pixel sensors  
 図 4.4: Number of SCT hits+Number of crossed dead SCT sensors  
 図 4.5: Number of pixel holes + Number of SCT holes

各分布は表 4.5 の内部飛跡検出器の Hit 数を満たす事で、クリーンなミュオンを選び出す事ができる。

図 4.6 は  $p_{Tcone20}$  の分布である。表 4.6 の Isolation Cut を満たす事で、Jet のミス ID を落とす事が出来る。

### 【5】Overlap Removal

先の Object Definition のカットを通過した電子の候補はジェットとして再構成される可能性も含んでいるため、その重複を取り除く必要がある。また、ジェットの近くで再構成された電子やミュオンはジェットの Fake である可能性が高いため、それを取り除く必要がある。定義の詳細は表 4.7 に示す。

表 4.7: Overlap Removal の定義

項目	カットの条件
Jet Removal	$\Delta R(\text{Jet}, \text{Electron}) < 0.2$ を満たす Jet を取り除く
Electron Removal	$\Delta R(\text{Electron}, \text{Jet}) < 0.4$ を満たす Electron を取り除く
Muon Removal	$\Delta R(\text{Muon}, \text{Jet}) < 0.4$ を満たす Muon を取り除く

### 【6】Trigger

表 4.8 に使用するトリガーについて記載する。なお、電子は Egamma Stream をミュオンは Muons Stream を使用している。

### 【7】イベントクリーニング

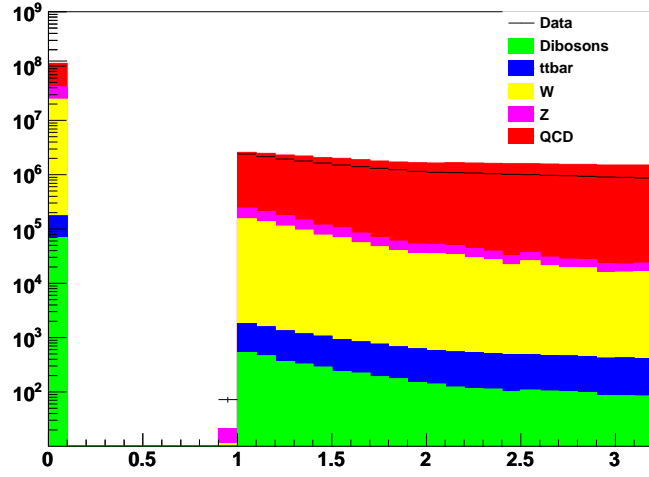


図 4.6:  $p_T$  cone20

表 4.8: Trigger

Analysis	Period	Stream	Trigger(Data)	Trigger(MC)	Offline Cut
electron	$< J$ $\geq J$	Egamma	EF_e20_medium EF_e22_medium	EF_e20_medium	leading electron $p_T > 25\text{GeV}$
muon	$< J$ $\geq J$	Muons	EF_mu18 EF_mu18_L1J10	EF_mu18	leading muon $p_T > 20\text{GeV}$ muon $p_T > 20\text{GeV}$ && leading Jet $p_T > 60\text{GeV}$

- **HEC spikes**

ハドロンエンドキャップ (HEC) にノイズが生じる事がある。Cell 毎にノイズが生じるため、Cell 数が少ないジェットが存在すれば、ノイズである可能性が高い。また Quality が悪い時もノイズである可能性が高い。

表 4.9: HEC spikes

項目
$HECf > 0.5 \ \&\& \ HECQ > 0.5$ or $ negE  > 60 \text{ GeV}$

- **EM coherent noise**

電磁カロリメータにはノイズが生じる事があり、そのイベントを排除する必要がある。ここで重要となる変数が LArQuality である。このようなノイズが生じた時の波形は通常とは異なるため、予想される波形と近いかな否かを判断する量である LArQuality を用いる。なお、0 に近ければ正常な波形で、1 に近ければ異常な波形となっている。詳細なカットは表 4.10 に示す。

表 4.10: EM coherent noise

項目
$EMf > 0.95 \ \&\& \  LArQ  > 0.8 \ \&\& \  \eta  < 2.8$

- **Non-collision background & Cosmics**

宇宙線からくるノイズも生じる事がある。このノイズは Timing を見る事で大部分を落とす事が出来る。また、Non-collision background は検出器外で作られるため、外側の検出器でエネルギーを落としやすく、EM カロリメータの Energy Fraction を見ることで、ノイズを落とす事が出来る。

アトラス検出器の上流でビームが残留気体と衝突することで、ビームと平行にシャワーができる。これは Beam Halo と呼ばれ、ビームと同じタイミングで検出器に平行に入ってくる。それ故、検出器一層分のみしかエネルギーを落とさない事が多い。

以上の事から、表 4.11 を満たすものが1つでもあればその事象を排除する。

図 4.7~ 図 4.11 は順に HECf、Time、EMf、Chf、FMax の分布を示す。これらのパラメータが以上の条件を満たす事で HEC spikes、EM coherent noise、Non-collision background & Cosmics のノイズを落とし、クリーンな事象を残す事が出来る。

**【8】 Vertex cut**

宇宙線のバックグラウンドを落とすために、表 4.12 のカットを要求する。

**宇宙線を ID する為に必要な変数**

表 4.11: Non-collision background & Cosmics

項目
$ Time  > 25ns$
or
$EMf < 0.05 \ \&\& \ Chf < 0.05 \ \&\& \  \eta  < 2$
or
$EMf < 0.05 \ \&\& \  \eta  \geq 2$
or
$FMax > 0.99 \ \&\& \  \eta  < 2$

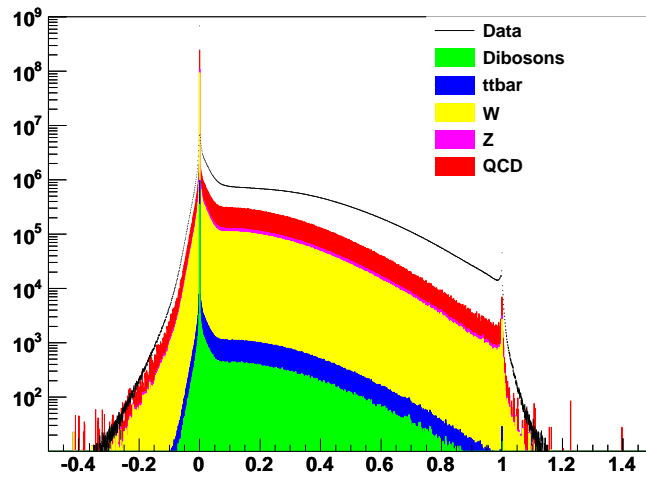


図 4.7: HECf

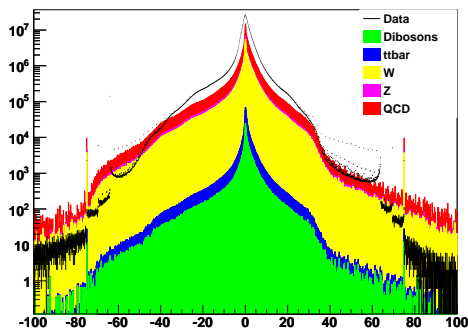


図 4.8: Time

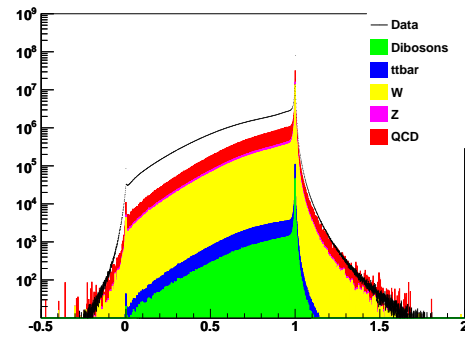


図 4.9: EMf

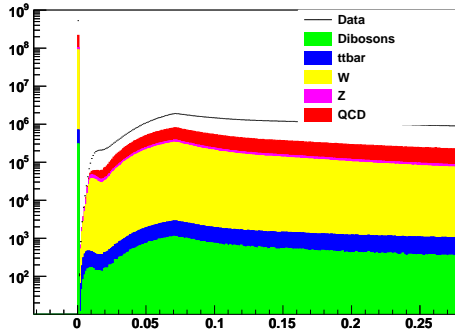


図 4.10: Chf

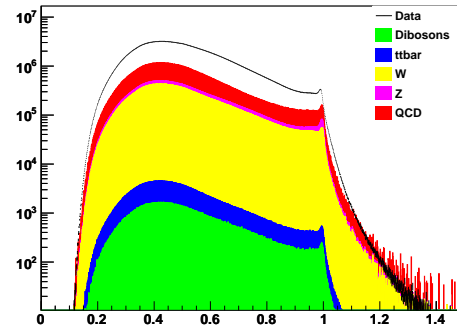


図 4.11: FMax

- $z_0^{PV}$ : Primary Vertex とミューオンの最近接点の z 方向距離
- $d_0^{PV}$ : Primary Vertex とミューオンの最近接点の x-y 平面方向の距離

Cosmic muon が ATLAS 検出器内を通過する事が確率は小さいがあるため、そのイベントを排除する必要がある。その為に、ミューオンが Primary Vertex からある程度離れていた場合、それは正常な衝突から生じたミューオンではないと判断し、そのイベントを捨てる。

表 4.12: Vertex cut

項目
$ z_0^{PV}  < 1mm$
$ d_0^{PV}  < 0.2mm$

### 【9】 $E_T$ の計算

3.3.4 に記した方法で  $E_T$  の計算をする。

## 4.3 標準理論のバックグラウンド事象

同電荷 2レプトンモードによる超対称性粒子を探索する上で超対称性粒子のシグナル以外にも大量のスタンダードモデルバックグラウンドが生成される。その為、超対称性粒子の探索手法としてシグナルを enhance しつつバックグラウンドを取り除くカットを考える必要がある。

それ故、各カットを考えて行く上で、各バックグラウンドの特徴を理解しておく必要がある。以下では同電荷 2レプトン解析の中で知っておくべきバックグラウンドの起源とそれを特徴づける物理量についての詳細を説明する。

### 4.3.1 QCD ジェット事象

LHC は陽子陽子衝突型加速器である為、特に  $gg \rightarrow gg$  の QCD ジェット事象が非常に多い。生成過程のファインマンダイアグラムは図 4.12~図 4.14 に示す。

図からも確認出来るように、QCD 生成過程においてニュートリノが生成されていないため、 $E_T$  が生じないものと考えられる。それ故、 $E_T$  が大きなカットを要求する事によって、QCD イベントを取り除く事が可能であると思われる。しかし、実際にはバックグラウンドとして大きく分けて以下の2つの理由から、比較的大きな  $E_T$  を持ったイベントが生じる事がある。

1. heavy flavor(b,c) を含む場合、例えば  $b \rightarrow lvc$  という様にレプトニック崩壊により、ニュートリノが生成される。これによって  $E_T$  が生じ、バックグラウンドとなる。
2. 検出器の分解能が原因でジェットの  $p_T$  が正しく測れない時、これによって  $\cancel{E}_T$  が生じて、バックグラウンドとなる。

また QCD のイベントには heavy flavor 起源の本物のレプトン以外にも、電子とミュオンフェイクとなりうるイベントがある。

- $\pi^\pm$  が内部飛跡検出器内でトラックをひいた後、その延長上のカロリメータに  $\pi^0$  から崩壊してきた  $\gamma$  がエネルギーを落とす事で、電子と間違えて再構成してしまう事がある。
- $\pi^\pm$  がカロリメータと反応せずに通過し、ミュオンスペクトロメータで検出してしまい、ミュオンと間違えて再構成してしまう事がある。

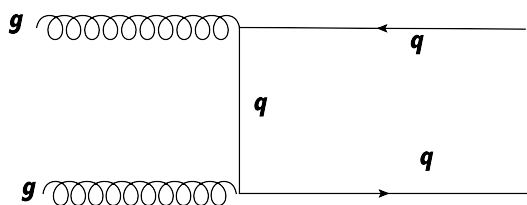


図 4.12:  $gg$  からの QCD ジェット過程

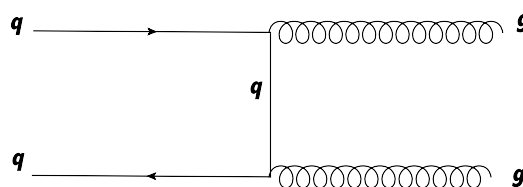


図 4.13:  $q\bar{q}$  からの QCD ジェット過程

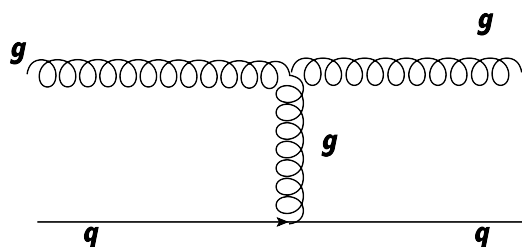


図 4.14:  $gg$  からの QCD ジェット過程

### 4.3.2 $t\bar{t}$ 生成事象

$t\bar{t}$  生成過程は図 4.15、図 4.16 に示す。なお、 $t\bar{t}$  生成事象において同電荷 2 レプトンのバックグラウンドとなる事象は 2 通りある。

- 図 4.17 で示すように、 $t\bar{t}$  の一方のトップが leptonic decay もう一方は hadronic decay をした場合 (この時、semi-leptonic decay とする)、hadronic decay した  $b$  がその後 leptonic decay すると 2 つのレプトンは同電荷の組み合わせとなる。
- 上記で出た  $b$  は leptonic decay しなくとも  $b$  ジェットがレプトンの fake とミス ID する可能性があり、同電荷 2 レプトンのバックグラウンドとなる。

また、 $t \rightarrow bW$  過程により  $W \rightarrow l\nu$  から  $E_T$  を伴うため、本解析におけるバックグラウンドとなる。

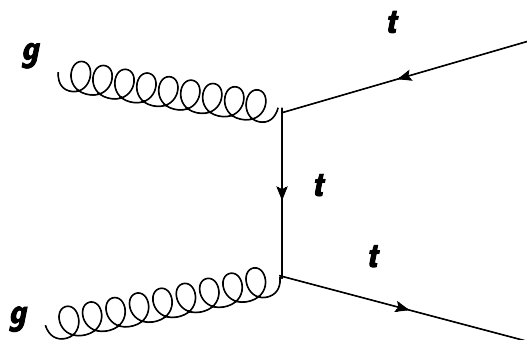


図 4.15:  $gg$  からの  $t\bar{t}$  生成過程

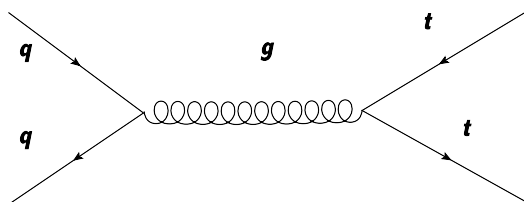


図 4.16:  $qq$  からの  $t\bar{t}$  生成過程

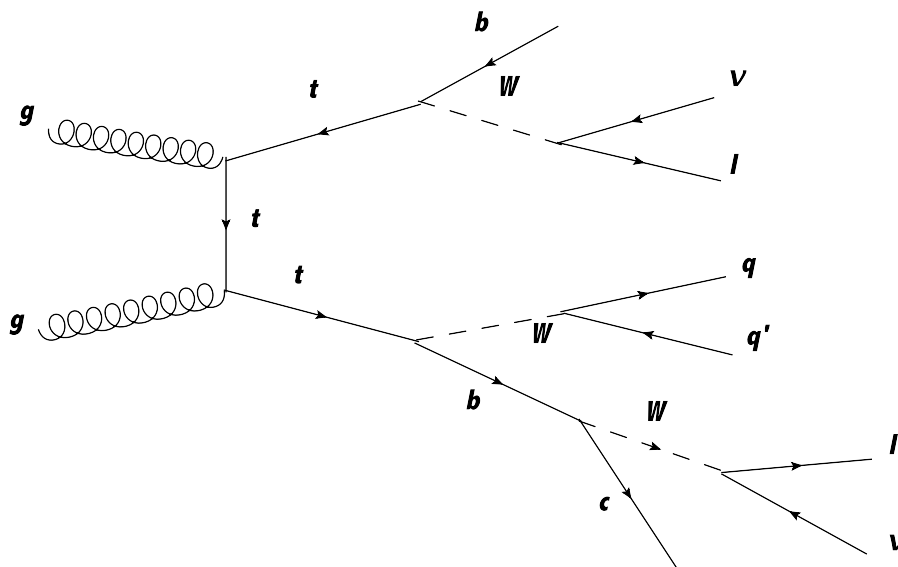


図 4.17:  $t\bar{t}$  の semi-leptonic decay

### 4.3.3 Z 生成事象

Z 粒子の崩壊事象は  $E_T$  を伴う事象は生じない。また、Z 粒子の崩壊で生じる粒子は 2 レプトンではあるが、電荷が逆である。それ故、バックグラウンドとしては比較的小さいと考えられるが、実際には Electron チャンネルにおいて大きなバックグラウンドとなりうる。追って、その詳細について説明する事とする。

### 4.3.4 W 生成事象

W 粒子はレプトンと  $E_T$  を伴う崩壊を起こす為バックグラウンドとなりうるが、レプトン数は 1 個であるため、もう一方のレプトンは Fake となる jet を含む W/Z+Jet 生成 (図 4.18、図 4.19 に示す。)

W 粒子を特徴づける物理量は  $M_T$ (Transvers mass) と呼ばれる物である。 $M_T$  は式 4.1 で表現される。

$$M_T = \sqrt{2p_{lT} E_T(1 - \cos\phi)} \quad (l = e, \mu) \quad (4.1)$$

$$\cos\phi = \frac{p_{lX} E_X + p_{lY} E_Y}{E_T p_{lT}} \quad (4.2)$$

レプトンと  $E_T$  の Transvers mass を組むと  $W \rightarrow l\nu$  の分布において、 $M_T \sim M_W (= 80\text{GeV})$  を最大値としたヤコビアンピークを作る。

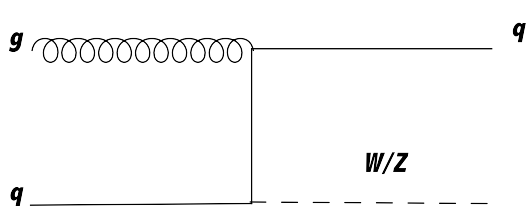


図 4.18: W/Z の生成過程 1

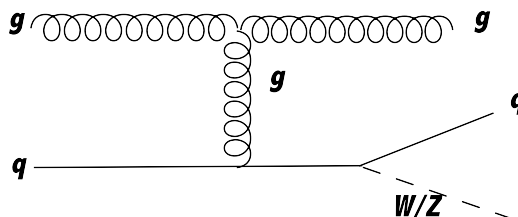


図 4.19: W/Z の生成過程 2

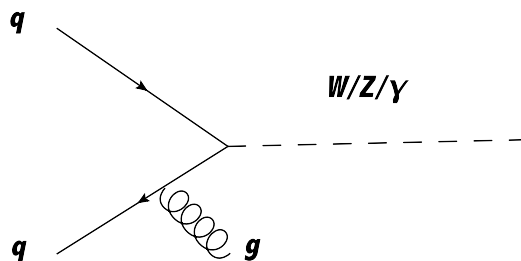


図 4.20: W/Z の生成過程 3

### 4.3.5 Diboson の生成事象

断面積自体は大きくないが、特に WZ 事象は無視出来ないバックグラウンドとなる。 $W \rightarrow l\nu$  と  $Z \rightarrow l^+l^-$  より W 粒子の崩壊からのレプトンとそのレプトンと同じ電荷のレプトンを検出し、もう一方のレプトンが ID に失敗もしくは ATLAS 検出器がカバーしている領域の外に出た場合、 $\nu$  が  $E_T$  が作る事でバックグラウンドとなる。

## 4.4 同電荷 2レプトン 解析法

### 4.4.1 イベントセレクション

本研究で用いたイベントセレクションは以下の通りである。



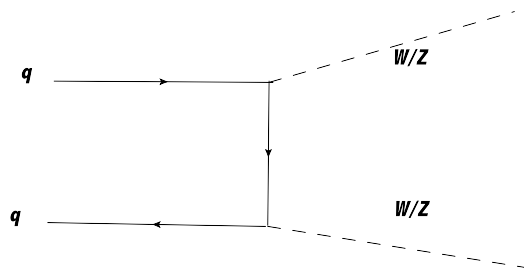


図 4.21: Diboson 生成過程

1. 2 レプトン
2. **Same sign**
3.  $M_{ll} > 15\text{GeV}$
4. **at least 1 ジェット**
5.  $E_T > 50\text{ GeV}$

以下順にセレクションの詳細を説明していく。

#### 【1】 2 レプトン

正確に 2 つのレプトンが存在する事を要求する。

- di-electron(Electron) channel  
最も  $p_T$  が大きい電子は  $p_T > 25\text{GeV}$  を要求する。
- di-muon(Muon) channel  
最も  $p_T$  が大きいミューオンは  $p_T > 20\text{GeV}$  を要求する。

Electron channel: 正確に 2 レプトンに崩壊する事象は Z+Jet 事象、 $t\bar{t}$  事象、WW 事象である。なお特に Z+Jet イベントは断面積も大きいため、2レプトンを要求後のイベントが最も多い。一方で、W+Jet は 1 つのレプトンへは崩壊し、もう一つはジェットからのフェイクとして電子とミス ID してしまう事があり、そのイベントが残る。QCD イベントは電子に崩壊しないため、2 つの電子両方ともジェットからのフェイクであると考えられる。フェイクの詳細は以下に示す。

各分布は図 4.22~4.28 に示す。順に、leading electron  $p_T$ 、2nd electron  $p_T$ 、leading Jet  $p_T$ 、2nd Jet  $p_T$ 、electron  $\eta$ 、electron  $\phi$  2 つのレプトンの Invariant Mass の分布である。

図 4.22~4.28 は 2 つの Electron を要求した時の各分布である。electron の  $p_T, \eta, \phi$  と  $M_{ll}$  およびジェットの  $p_T$  全ての分布において、良い精度で合っていると考えられる。

なお、図 4.27 の  $\phi$  分布で、一部へこんでいる領域は LArVeto の影響を受けているためである。

#### 【2】 Same sign

最初のカットで選んだレプトンが同電荷、すなわち (+,+) か (-,-) になる組み合わせを要求する。このカットにより Z や  $t\bar{t}$  等、終状態が Opposite sign(OS) になるイベントの多くを排除出来る。ただし、di-electron channel の時 Z のイベントが多く残っているのが確認できる。その理由の詳細は後ほど説明する事とする。

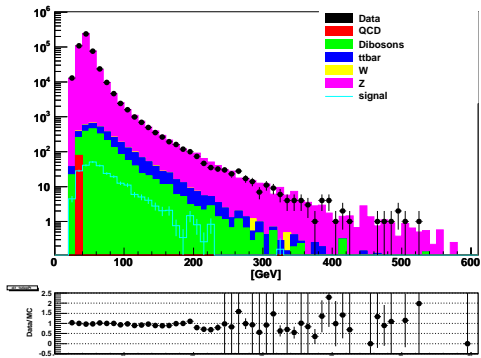


图 4.22: leading electron  $p_T$

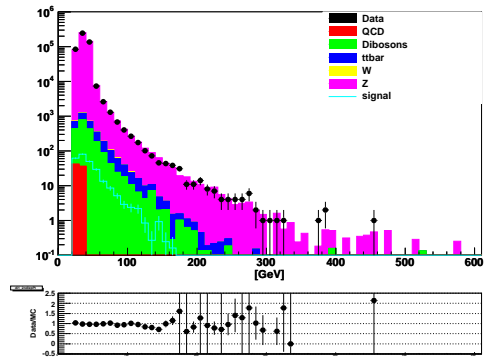


图 4.23: 2nd electron  $p_T$

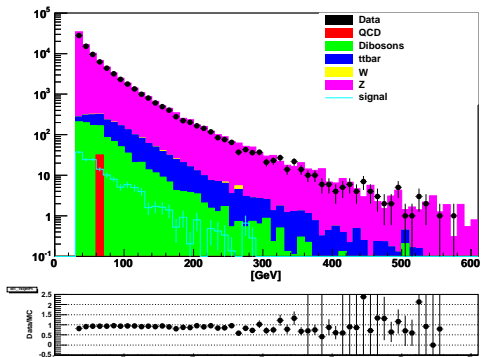


图 4.24: leading jet  $p_T$

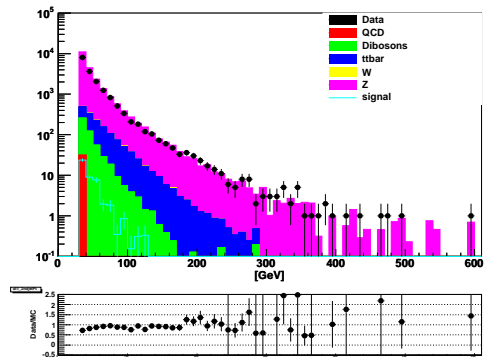


图 4.25: 2nd jet  $p_T$

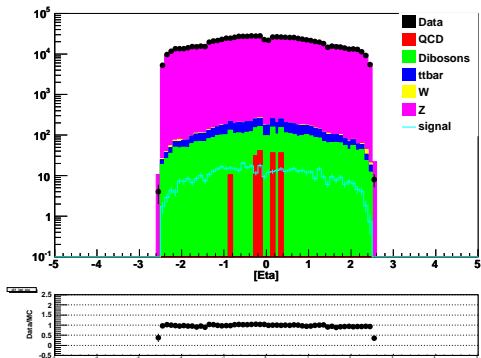


图 4.26: electron  $\eta$

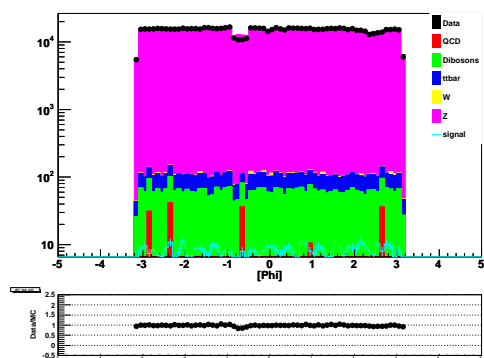


图 4.27: electron  $\phi$

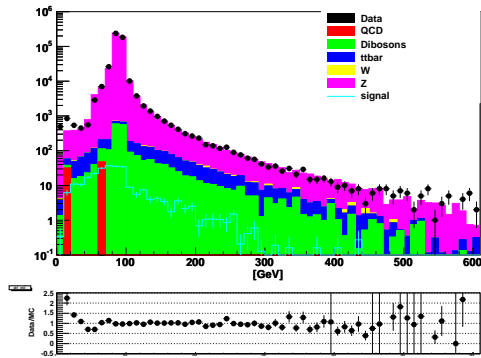


図 4.28: electron  $M_{ll}$

電荷が同じである事を要求する。

Electron Channel:バックグラウンドの起源はフェイク起源と Charge miss ID の2つがある。

Muon Channel:バックグラウンドの起源はフェイク起源である。

### 1. Fake lepton

フェイクになる原因として Hadron 起源と Heavy flavor 起源の2つがある。以下、順に説明する。

- Hadron

Charged track と  $\pi^0$  からきた  $\gamma$  が偶然オーバーラップして電子のように見える。電子の主なバックグラウンド。

- Heavy flavor

b-quark flavor からレプトンを生成する。これがミュオンの主なバックグラウンドである。(もちろん、電子のバックグラウンドにもなる。)

### 2. Charge miss ID

- Hard brems

カロリメータ前方で物質が多いと電子に conversion しやすくなり、図 4.29 に示すように Hard brems が原因で  $e_{hard}^{\mp} \rightarrow \gamma_{hard} e_{soft}^{\mp} \rightarrow e_{soft}^{\mp} e_{soft}^{\mp} e_{hard}^{\pm}$  となる。崩壊してきた電子のうち、2つの同電荷の電子を組み、3個目の電子を  $p_T$  が小さすぎて ID する事が出来なかった等が原因で見えないと、バックグラウンドとなる。

図 4.30 に electron  $\eta$ 、図 4.31 に Invariant Mass の分布を示す。

#### 【3】 $M_{ll} > 15\text{GeV}$

2つのレプトンの Invariant mass が 15GeV 以上である事を要求する。このカットは以下の2つの理由による。

- Invariant mass は  $\rho, \omega$  等によって生じるピークの低エネルギー領域ではモンテカルロがデータを上手く再現出来ないので、15GeV 以上しか作っていない。
- シグナルと関係のある重要なイベントが 15GeV 以下の低エネルギー領域に存在しない事。

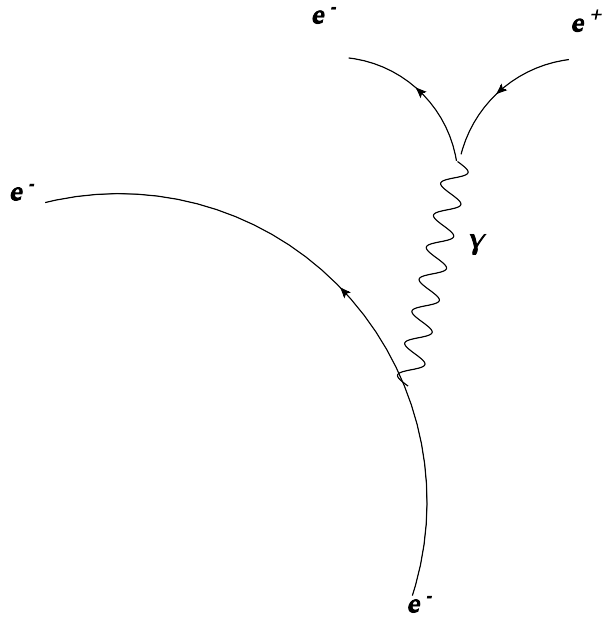


図 4.29: Hard brems からくる Charge miss ID

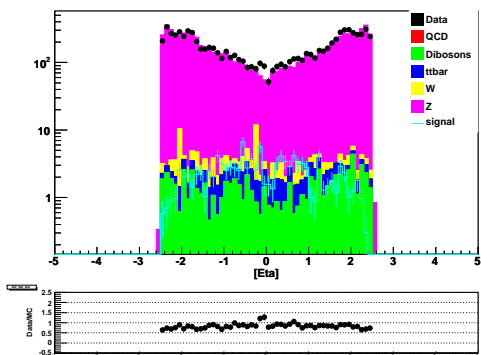


図 4.30: electron  $\eta$  (Same Sign)

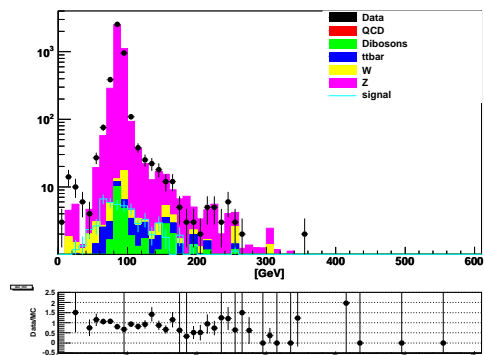


図 4.31: electron  $M_{ll}$  (Same Sign)

前カットで  $M_{ll}$  の低エネルギー領域において、図 4.31 から分かるように、モンテカルロシミュレーションはデータを再現出来てない事から一致していないのが分かる。このカットによってその領域をはずした。

図 4.32 に electron  $\eta$ 、図 4.33 に Invariant Mass、図 4.35 に Number of Jet の分布を示す。

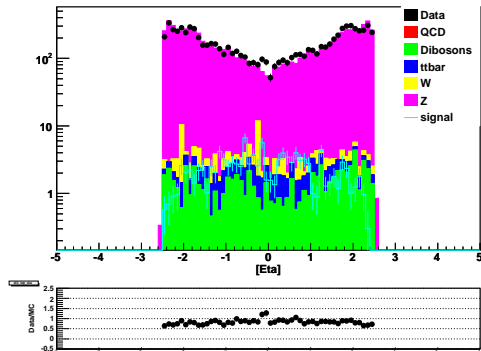


図 4.32: electron  $\eta$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

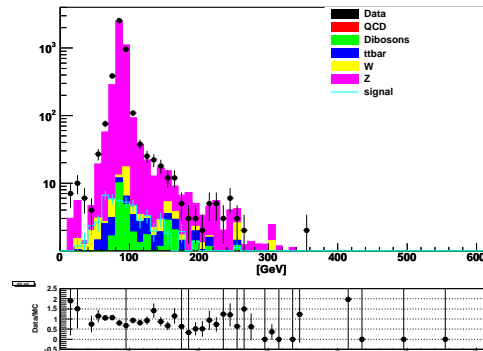


図 4.33: electron  $M_{ll}$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

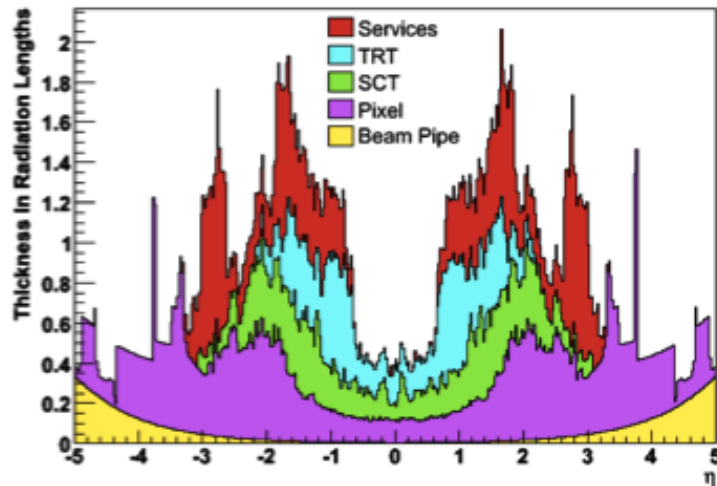


図 4.34: カロリメータ前方の物理量

図 4.31、4.33 から分かるように、Same Sign を要求しているにも関わらず、 $M_{ll} \sim 90\text{GeV}$  付近にピークの存在、すなわち Z 起源の Electron が残っている事が確認できる。

また、図 4.30、4.32 から分かるように、 $\eta$  分布は  $|\eta|$  が小さい領域ではイベントが少なく、 $|\eta|$  が大きい領域でイベントが大きくなっている。これは図 4.34 と比較しても分かるように物質量が大きい領域で Electron が Conversion しやすい事が影響していると考えられる。

なお、 $M_{ll} \sim 90\text{GeV}$  でピークが見える理由は、 $Z \rightarrow e^+e^-$  の内、一方のエレクトロン、例えば  $e^+$  を検出し、もう一方の  $e^-$  が Hard Brems を起こした後、 $\gamma$  が Electron を対生成する事で  $e^-_{hard} \rightarrow e^-_{soft}e^-_{soft}e^+_{hard}$  とする。

この時、以下の様なイベントが生じたものと考えられる。

- $e^+$  が内部飛跡検出器でトラックを作る事で、電荷を+と決定する。

- 全ての Electron が一つの EM クラスタの中に入る。

電子のエネルギーは電磁カロリメータに入ったエネルギーがほとんどを決めるため、元の電子のエネルギーとほぼ同じエネルギーを観測したと考えられる。

これによって、エネルギーは元々の電子と同じで電荷も同じイベントが表現された。

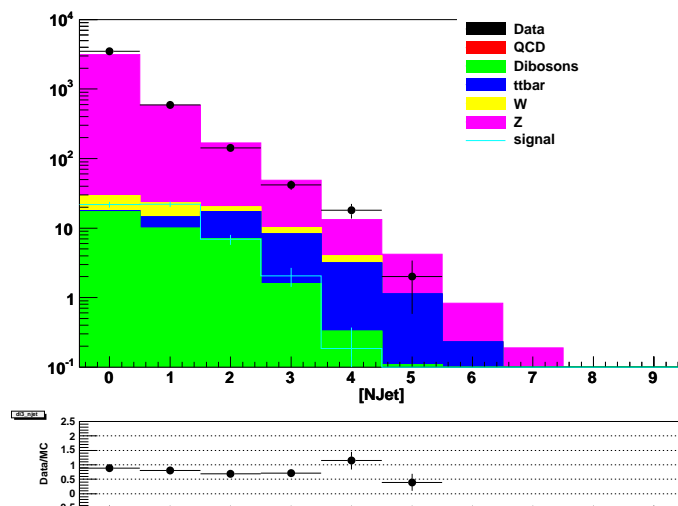


図 4.35: Number of Jet ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ , Electron Channel)

#### 【4】 at least 1 ジェット

1 本以上ジェットが存在している事を要求する。

ジェットには  $q, g$  のパートンから放出されるジェットと ISR (Initial State Radiation), FSR (Final State Radiation) があり、図 4.1 で示すようなジェット以外にも多くのジェットを放出する可能性があるため、制限を緩くする為にも 1 本以上のジェットを要求した。

このカットの時点で、Z 生成事象のイベント数が 94% を占めている。

図 4.36 に  $E_T$  の分布を示す。

#### 【5】 $E_T > 50\text{GeV}$

最も軽い超対称性 (SUSY) 粒子は観測されない為、 $E_T$  の物理量が重要となり、一般的にバックグラウンドと比較して充分大きくなると考えられる。

Z 生成事象はニュートリノ等  $E_T$  を直接出す事はない為、Z 生成事象のイベント数は 56% まで落ちたが、それでも主なバックグラウンドとして残っている。また、Z の事象のモンテカルロシミュレーションはデータと矛盾がない事を説明出来る。

図 4.37 に Invariant Mass の分布を示す。

### Muon Channel

#### 1. 2 Muon Cut

図 4.38 に 1st muon  $p_T$ 、図 4.39 に 2nd muon  $p_T$  の分布を示す

#### 2. Same Sign Cut

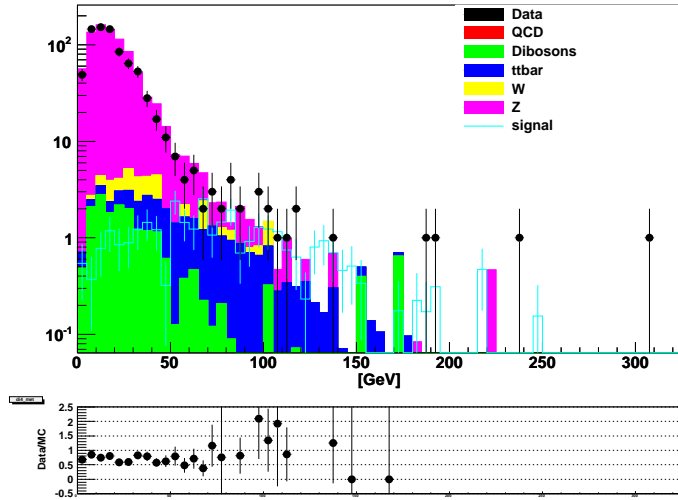


Figure 4.36: Missing  $E_T$  (at least 1Jet)

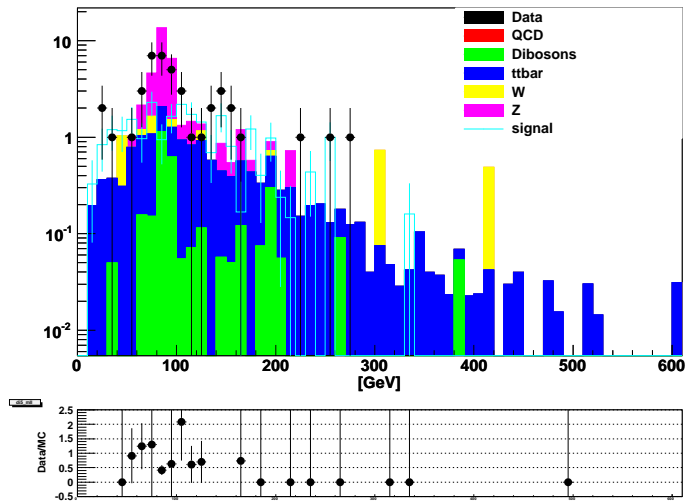
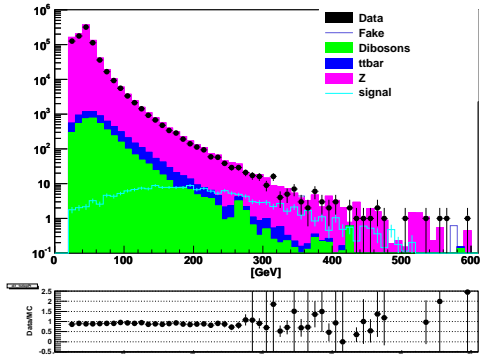
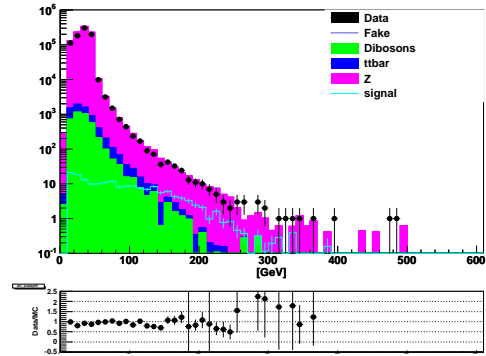


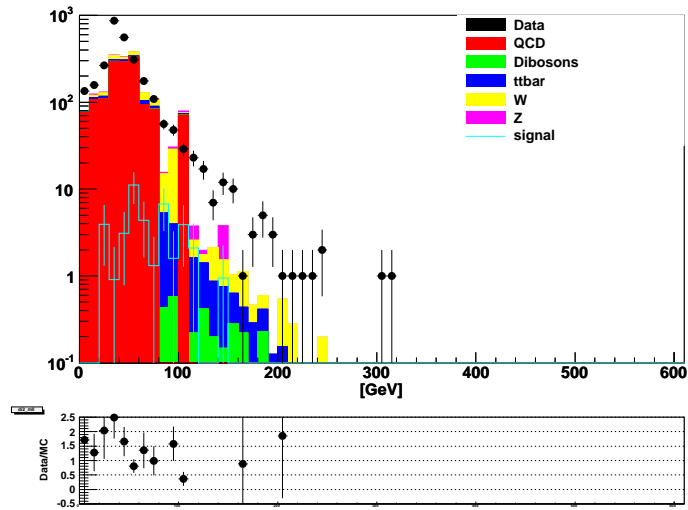
Figure 4.37:  $M_{ll}$  (Missing  $E_T > 50\text{GeV}$ )



⊠ 4.38: leading muon  $p_T$



⊠ 4.39: 2nd muon  $p_T$



⊠ 4.40: muon  $M_{ll}$  (Same Sign)



図 4.40(Invariant Mass の分布) に示すように、モンテカルロシミュレーションがデータをうまく表現出来ていない。

#### 4.4.2 残った事象の確認

Muon Channel は Same Sign 以降のカットでモンテカルロシミュレーションが不足していて評価できない。それ故、モンテカルロを直接使うのではなく、Data-Driven で求めたフェイクを用いる。上記した様に Same Sign 以降のフェイクレプトン起源のバックグラウンドとなる事象は QCD di-jet 生成事象と W 生成事象の 2 つである。それ故、その 2 つの事象の代わりに Data からフェイク起源のイベントを抽出した事象を使用した。

#### 4.4.3 モンテカルロサンプルの規格化

Electron Channel において Z 事象のモンテカルロをデータを用いて規格化する。

##### Z の規格化

Z のモンテカルロサンプルを規格化するためには、Z 事象が多く残るような領域 (Control Region) において、data とモンテカルロのイベント数が一致するようにスケールファクターを決定する。

Control Region は以下の通りである。

1. 2Electron Cut
2.  $80\text{GeV} < M_{ee} < 100\text{GeV}$
3. Same Sign or Opposite Sign Cut

表 4.13: Z 事象モンテカルロサンプルの規格化

$SS_{MC}$	4545.9
$OS_{MC}$	422704
$SS_{data}$	3507
$OS_{data}$	414234
$\overline{FR}_{MC} = SS_{MC}/(SS_{MC} + OS_{MC})$	0.0106
$\overline{FR}_{data} = SS_{data}/(SS_{data} + OS_{data})$	0.00840
$k = \overline{FR}_{data}/\overline{FR}_{MC}$	0.789

表 4.14 に Electron Channel の Opposite Sign のイベント数を、図 4.41 に Invariant Mass の分布を示している。

Same Sign と比べて Opposite Sign は Data とモンテカルロが良い精度で合っており、バックグラウンドの内 99% が Z 生成事象の物理的要因からくる。

一方で Same Sign は詳細は前述しているが、検出器の性質が要因として挙げられる。

表 4.14: di-electron Opposite Sign

ee channel	Data	BG	QCD	Dibosons	ttbar	W	Z	Signal
2 electron cut	478148	486114 ± 388.	77.6 ± 54.5	1961.7 ± 19.9	1368.5 ± 4.9	88.7 ± 13.1	482618 ± 384	260.1 ± 7.0
Opposite Sign	473829	480736 ± 386	77.6 ± 54.5	1923.4 ± 19.8	1345.4 ± 4.9	57.1 ± 10.9	477332 ± 382	202.7 ± 6.1
$M_{ll} > 15\text{GeV}$	472862	480488 ± 384	77.6 ± 54.5	1919.6 ± 19.7	1335.5 ± 4.9	56.5 ± 10.9	477099 ± 379	200.6 ± 6.1

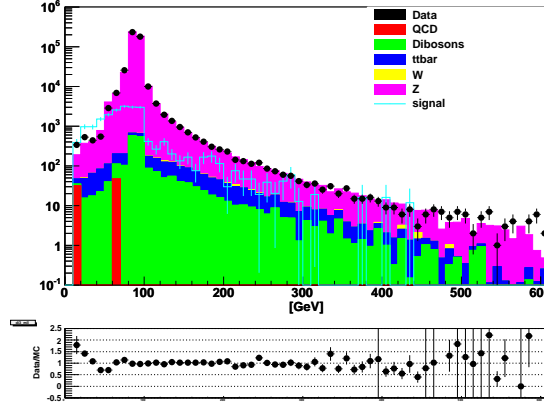


図 4.41:  $M_{ll}$  分布 (Opposite Sign &  $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

#### 4.4.4 Data-Driven を用いたフェイクの解析手法

##### Matrix Method

データからフェイクレプトン起源のイベントだけ取り出すためには式 4.3 に示す行列式を用いた。

$$\begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} rr & rf & fr & ff \\ r(1-r) & r(1-f) & f(1-r) & f(1-f) \\ (1-r)r & (1-r)f & (1-f)r & (1-f)f \\ (1-r)(1-r) & (1-r)(1-f) & (1-f)(1-r) & (1-f)(1-f) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

$N$  をイベント数として、左辺の  $N$  の下添字の”T”は Tight を意味し、”L”は Loose かつ Tight ではない事を意味する。それ故、 $N_{TL}$  であれば leading muon が Tight で、2nd muon が Loose であるイベント数である事を示す。なお、Tight および Loose の定義は isolation するか否かであり、以下に順に説明する。

- Tight:  $p_{Tcone20} < 1.8\text{GeV}$  (Isolation Cut)
- Loose:  $p_{Tcone20} \geq 1.8\text{GeV}$  (Anti-isolation Cut)

右辺の  $N$  の下添字”R”は Real を意味し、”F”は Fake を意味する。即ち、 $N_{RF}$  は leading muon が Real で 2nd muon が Fake のイベント数である事を示す。

また、右辺の”r”は efficiency rate を意味し、”f”は fake 起源の isolation rate を意味する。即ち、Real の事象には”r”、Fake の事象には”f”をかける事で、各々の Isolation Cut を通過した Tight な事象に対応し、一方で”(1-r)”や”(1-f)”は Anti-isolation Cut を通過した Loose な事象に対応する。

本研究では leading muon および 2nd muon 両方とも Tight(Isolation) をかけて行っているため、式 4.3 から求めるべきフェイク起源のイベントは式 4.4 で示す事が出来る。

$$N_{TT}^F = rr \times N_{RR} + rf \times N_{RF} + fr \times N_{FR} + ff \times N_{FF} \quad (4.4)$$

なお、 $N_{TT}^F$  は2つの Tight なミューオンのうち、少なくとも一方がフェイクミューオン起源のイベントの数である事を示す。

ただし、この時  $N_{RR}, N_{RF}, N_{FR}$  を直接導く事が出来ないため、この Matrix Method を解くことで導き出す必要がある。すなわち、式 4.3 を入れ替えた式 4.5 から導くとよい。

$$\begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} rr & rf & fr & ff \\ r(1-r) & r(1-f) & f(1-r) & f(1-f) \\ (1-r)r & (1-r)f & (1-f)r & (1-f)f \\ (1-r)(1-r) & (1-r)(1-f) & (1-f)(1-r) & (1-f)(1-f) \end{pmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

以下、この Matrix の解を導くために、efficiency rate および fake 起源の isolation rate を求める手法を説明する。

## 4.5 Fake 起源の Isolation Rate の評価

以上のカットをかける事で QCD 生成イベントをエンハンスする事を目的としており、それ以外のイベントを排除するようなカットをかけていく。

以下、順に説明する。

### 【1】 Combined muon を 1 本要求

Combined muon(Object Definition 適用前) を 1 本だけ要求する。

### 【2】 $E_T < 30\text{GeV}$

ニュートリノを生成するイベント、すなわち W 生成事象や  $t\bar{t}$  生成事象等のバックグラウンドを排除する。

### 【3】 Muon $p_T < 40\text{GeV}$

$p_T \geq 40$  は統計が少ないため、低  $p_T$  を要求する。

### 【4】 $M_T$ (muon and $E_T$ ) $< 30\text{GeV}$

$M_W \sim 70\text{GeV}$  付近にヤコビアンピークを作る W 生成事象を排除する。

### 【5】 $\Delta\phi(E_T, \text{MPT}) > 1.0$

コンバインして計算した  $E_T$  と内部飛跡検出器のみで計算された MPT(missing tranverse momentum) との  $\phi$  方向のずれを  $\Delta\phi$  が一致しない事象は間違った muon を加えているので大きくなるため、fake muon が起源が多い。

### 【6】 Isolation Cut 以外の Object を通過する事を要求

Object Definition でかけたカットの isolation をかけていないものを用いる。これと isolation をかけたものとの比較して rate を導く。

こうして選んだ fake 起源の muon の isolation rate 分布を図 4.42、図 4.43 示す。大きな  $\eta$ 、低い  $p_T$  ほど fake が多い。

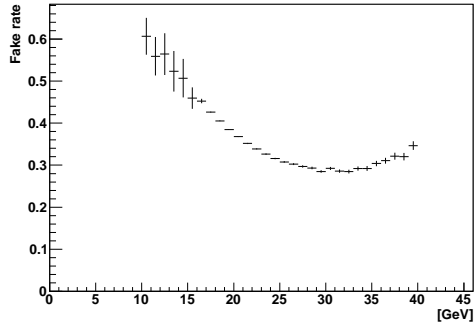


図 4.42: Fake 起源の isolation rate: muon  $p_T$

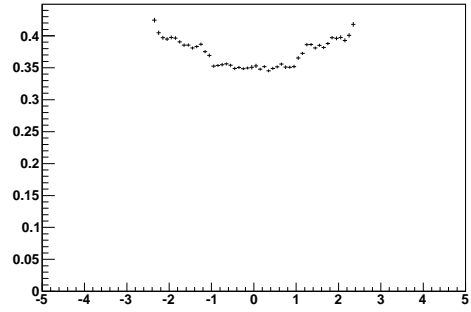


図 4.43: Fake 起源の isolation rate: muon  $\eta$

表 4.15: Fake 起源の Isolation Rate を求めるためのカットとイベント数

Cut	イベント数
No more than one combined muon in the event.	55406800
$E_T < 30\text{GeV}$	43707288
Muon $p_T$	41981856
$M_T(\text{muon and } E_T)$	27837962
$\Delta\phi E_T$ and $MPT > 1.0$	6014351
Pass all our pre-selection cuts other than the isolation requirement.	3646457
Pass all our pre-selection cuts (require the isolation)	1357097
Fake 起源の Isolation rate	0.372

よって、Fake 起源の Isolation rate が 0.372 である事を導いた。

## 4.6 Efficiency の評価

Efficiency を求めるためには以下のカットを用いる。

各カットについて順に説明する。

### 【1】 2 Muon Cut

Loose selection(Isolation を要求していない)を要求した2つのミュオンを要求する。

### 【2】 Opposite Sign Cut

【1】で要求した2つのミュオンが逆電荷である事を要求する。

### 【3】 $86\text{GeV} < M_{\mu\mu} < 96\text{GeV}$

2つのミュオンが逆電荷であり、その Invariant mass が  $86\text{GeV}$  以上  $96\text{GeV}$  以下である事を要求する。すなわち、要求したミュオンが Z 生成事象をエンハンスする。

### 【4】 at least one muon in the pair must pass the isolation cut as a "tagged" muon.

Loose selection を通過したミュオンで  $Z \rightarrow \mu\mu$  イベントを集めたが、Isolation を要求しない時、フェイクでたまたま Z mass window にきた事象をとる可能性がある。

しかし、2つのミュオンのうち、少なくとも一方のミュオンが"tagged" muon として、Isolation Cut を通過する事を要求することで、ほぼ  $Z \rightarrow \mu\mu$  イベントだけをとってくるはずである。

### 【5】 "probe" muon can provide a clean sample of real isolated muons.

【4】のカットで"tagged"ミュオンがフェイクではないとすると、もう一方の"probe"ミュオンも確実にミュオンである。

すなわち、"tagged"ミュオンを要求したイベントのうち、"probe"ミュオンを要求した時に残るイベントの割合が Efficiency である。

以上のカットから Efficiency=0.967 を導く事ができた。

また図 4.44 より、Fake 起源の Isolation Rate の時とは異なり、 $p_T$  依存性が小さい、それ故  $p_T$  に関わらず一定の Efficiency を用いる事ができる。

## 4.7 Fake 起源を Data-Driven で考慮した Muon Channel

### Same Sign Cut

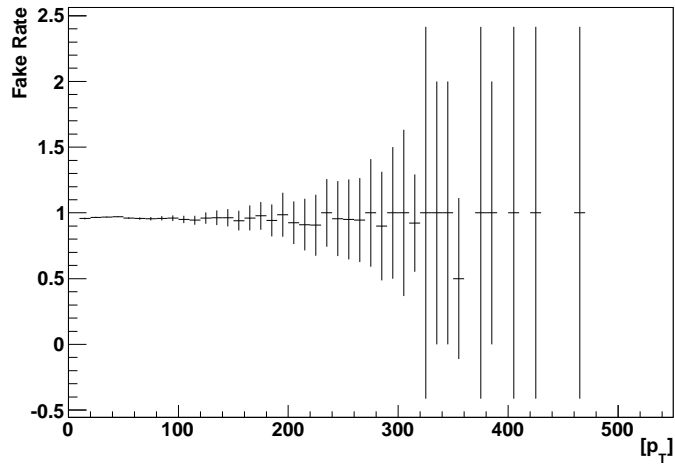
$M_{ll}$  分布は図 4.45 に示す。

図 4.40 ではモンテカルロシミュレーションの Fake 起源のイベントが統計的に足りないが、Data-Driven によって得た Fake を用いる事で統計的な問題は改善した。

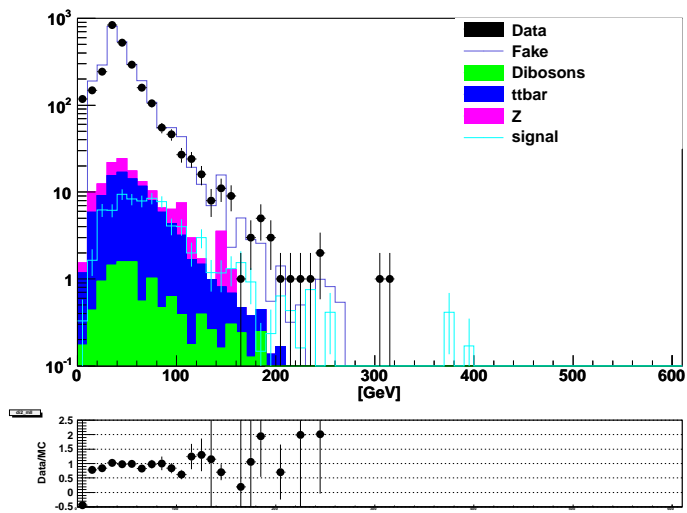
図 4.45 は前述した通り、 $M_{ll} \leq 15\text{GeV}$  ではモンテカルロシミュレーションがデータを記述出来ていない。

### $M_{ll} > 15\text{GeV}$

図 4.46~ 図 4.51 に示す。順に2つのミュオンの Invariant Mass、Number of Jet、ミュオンの  $\eta$ 、ミュオンの  $\phi$ 、leading muon の  $p_T$ 、2nd muon の  $p_T$  の分布。



⊠ 4.44: Efficiency: muon  $p_T$



⊠ 4.45: muon MII (Same Sign)

ミューオンの各パラメータの分布は図 4.46 および図 4.48~4.51 が示すように精度良く合っている事が分かる。

しかし、図 4.47 から分かるように Number of Jet の分布において、Data とモンテカルロシミュレーションで合っていない。特に Number of Jet が 0 の時は Data の方がイベント数が多い。一方で Number of Jet  $\geq 1$  ではデータの方が少ない。原因の詳細は後述するがジェットの  $p_T$  が Data-Driven で求めたフェイクは全体的に  $p_T$  が大きく見積もられており、結果として Object を通過したジェットが多くなったものと考えられる。

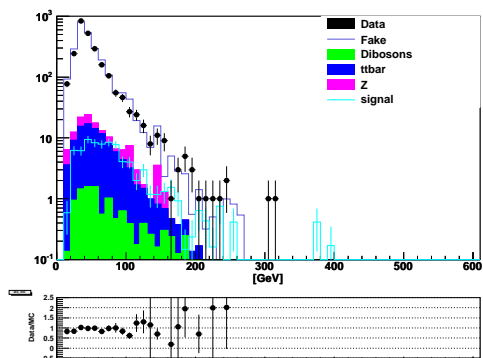


図 4.46: muon  $M_{ll}$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

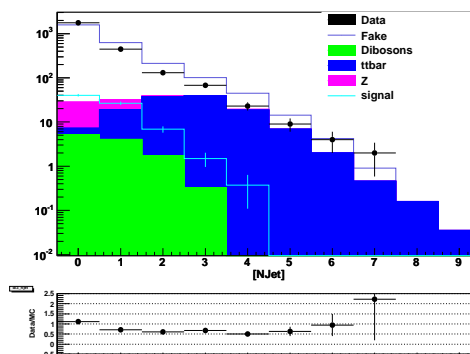


図 4.47: Number of Jet ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

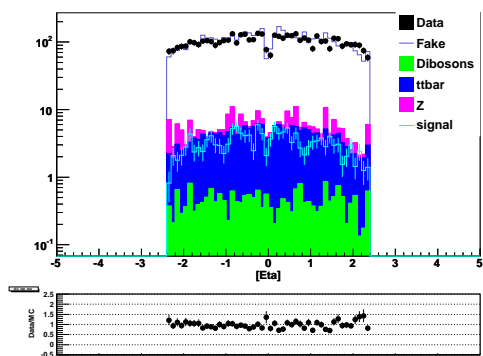


図 4.48: muon  $\eta$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

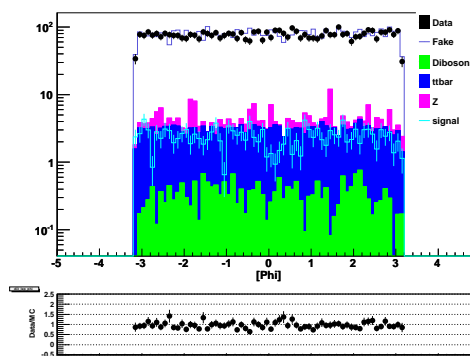


図 4.49: muon  $\phi$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

### at least 1 Jet

$E_T$  分布は図 4.52 に示す。

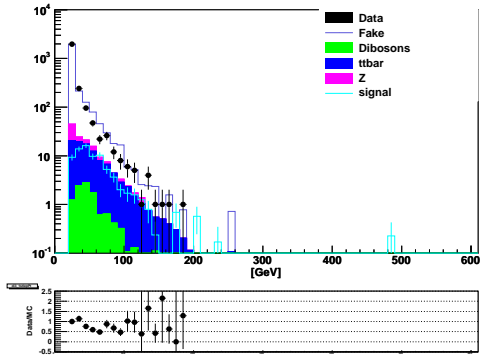
Number of Jet  $\geq 1$  では、Data の方がイベント数が多いため、at least 1Jet を要求した後の  $E_T$  の分布は全体的に Data の方がイベント数は少ない。

### $E_T > 50\text{GeV}$

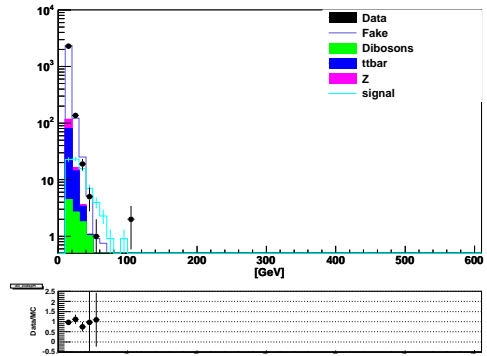
$M_{ll}$  分布は図 4.53 に示す。

at least 1Jet でのずれが引き続き残っており、全体的に Data の方がイベント数が少ない。

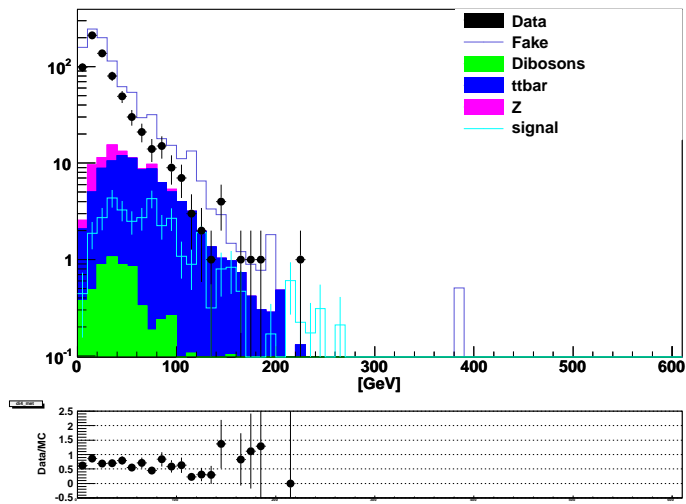




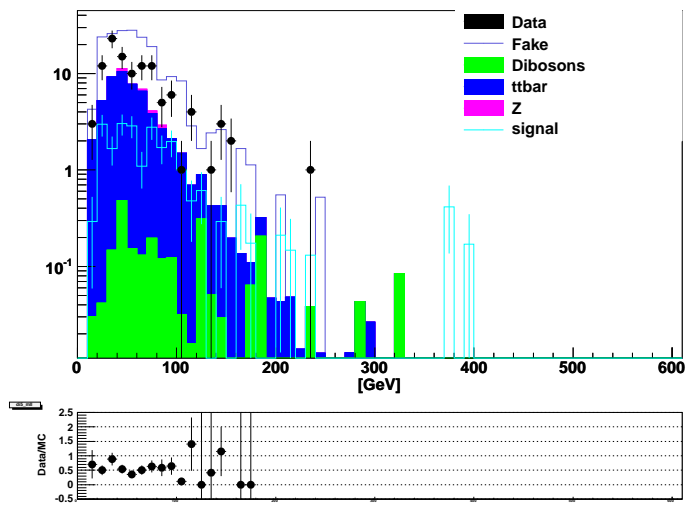
☒ 4.50: leading muon  $p_T$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )



☒ 4.51: 2nd muon  $p_T$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )



☒ 4.52: Missing  $E_T$  (at least 1Jet, Muon Channel)



⊠ 4.53: muon  $M_{\mu}$  (Missing  $E_T > 50\text{GeV}$ )

## 第5章 結果と考察

### Electron Channel

以下の様なカット (Same Sign で Z 事象を選び出すカット) を行った時、データとモンテカルロサンプルでどの程度合っているかを確認する。

1. 2レプトン カット
2. Same sign カット
3.  $|M_{ll} - M_Z| < 10\text{GeV}$  カット

表 5.1: Z 生成事象におけるデータと MC の割合

カット	データ	MC
$ M_{ll} - M_Z  < 10\text{GeV}$	$3422 \pm 58$	$3554.7 \pm 29.1$

以上から、 $\text{Data/MC} = 0.963 \pm 0.018$  となり、データとモンテカルロは充分合っていると考えられる。  
**系統誤差**

表 5.2: 系統誤差 (Electron Channel)

	計	QCD	Dibosons	$t\bar{t}$	W	Z
JES	12.2%	0%	30.7%	13.4%	0.1%	11.3%

### Muon Channel

表 5.3: 系統誤差 (Muon Channel)

	計	Fake	Dibosons	$t\bar{t}$	Z
JES	10.2%	10.7%	0.1%	10.9%	0%

表 5.2、表 5.3 は JES の系統誤差を示す。ただし、JER、EES、EER、MES は全て 1%未満の系統誤差であるため、省略している。

表 5.4: Electron Channel

ee channel	Data	BG	QCD	Dibosons	ttbar	W	Z	Signal
2 electron cut	478138	486114 ± 388	77.6 ± 54.5	1961.7 ± 19.9	1368.5 ± 4.9	88.66 ± 13.14	482618 ± 384	257.7 ± 6.9
Same Sign	4319	4263.2 ± 32.1	0 ± 0	38.29 ± 2.64	23.11 ± 0.64	31.5 ± 7.4	4170.4 ± 31.2	57.4 ± 3.3
Mll > 15GeV	4309	4261.8 ± 32.1	0 ± 0	37.95 ± 2.61	22.96 ± 0.64	30.68 ± 7.36	4170.2 ± 31.2	57.2 ± 3.3
at least 1jet	795	860.0 ± 14.2	0 ± 0	18.8 ± 1.3	22.16 ± 0.63	14.51 ± 2.00	805 ± 14.	33.0 ± 2.5
MET > 50GeV	43	43.28 ± 2.67 ± 5.28	0 ± 0 ± 0	3.26 ± 0.791 ± 1.0	12.89 ± 0.48 ± 1.73	3.13 ± 0.93 ± 0.03	24.0 ± 2.3 ± 2.7	24.2 ± 2.1

表 5.5: Muon Channel

mumu channel	Data	BG	Fake	Dibosons	ttbar	Z	Signal
Same Sign	2636	2264 ± 76	2120 ± 76	11.4 ± 0.9	91.9 ± 1.3	40.7 ± 7.7	78.8 ± 3.8
Mll > 15GeV	2447	2516 ± 72	2377 ± 71	11.0 ± 0.8	88.9 ± 1.3	38.9 ± 7.7	77.4 ± 3.8
at least 1jet	685	982 ± 38	873 ± 38	6.0 ± 0.7	87.2 ± 1.2	15.6 ± 4.2	35.1 ± 2.6
MET > 50GeV	110	216 ± 11 ± 22	159 ± 11 ± 17.0	2.3 ± 0.4 ± 0.2	52.6 ± 1.0 ± 5.7	1.7 ± 0.7 ± 0	22.4 ± 2.0

- JES(Jet Energy Scale) : Jet の EM+JES の Calibration の際に不定性がつく。それを評価するために、 $p_T, \eta$  ごとに  $\pm 1\sigma$  変化させて、ジェットのエネルギースケールを変化させる。変化前後のイベント数をを比較する事で系統誤差を見積もる。
- JER(Jet Energy Resolution):Jet の Energy の分解能につく不定性を評価する。
- EES(Electron Energy Scale):  $|\eta| < 1.4$  に 1%、 $1.4 \leq |\eta| < 2.5$  に 3%の不定性を持っている。その分  $\pm\sigma$  変化させて評価する。
- EER(Electron Energy Resolution): Electron の Energy の分解能につく不定性を評価する。
- MES(Muon Energy Scale):全  $\eta$  の領域に 3%の不定性を持っている。その分  $\pm\sigma$  変化させて評価する。

## 結果

### Electron Channel

- 推定される Standard Model バックグラウンドからの超過は見られず、データとモンテカルロシミュレーションが高い精度で合っている。Data/MC=99.4%
- メインバックグラウンドは Z 生成事象が 55.8%で  $t\bar{t}$  生成事象が 30.2%である。

### Muon Channel

- 推定される Standard Model バックグラウンドからの超過は見られない。
- at least 1jet のカットにおいて、Fake の見積もりが Data と比較してイベント数が大きくなっている。図 4.47 や図 5.1、図 5.2 から分かる様にこれはジェットの  $p_T$  が Data-Driven で求めた Fake 起源のイベントの方がデータより大きく見積もられたため、Object を通過するイベントが多くなったと考えられる。

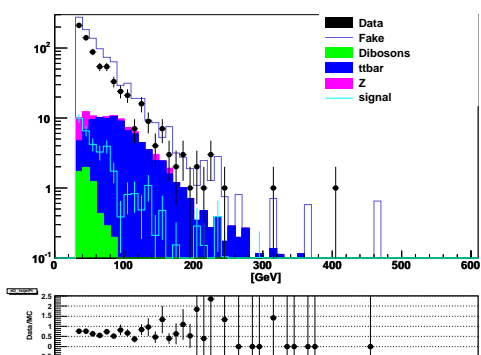


図 5.1: leading Jet  $p_T$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

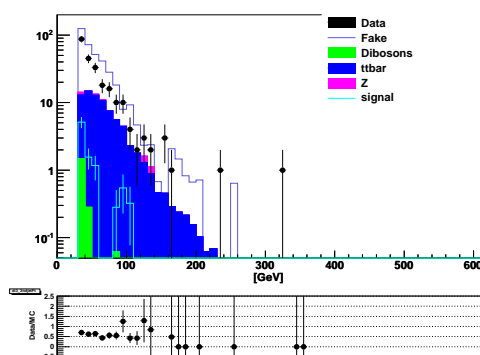


図 5.2: 2nd Jet  $p_T$  ( $M_{ll} > 15\text{GeV}$ )

## 第6章 まとめ

超対称性模型は標準模型を超える新たな素粒子物理の枠組みとして有望視されている。

本研究は重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  において、約  $2.2\text{fb}^{-1}$  のデータを用いて超対称性粒子の探索を行った。

すでに0レプトンモードの  $1\text{fb}^{-1}$  のデータを用いた解析でカラー荷を持った超対称性粒子に対して約  $1\text{TeV}$  の質量下限値がつけられている。しかし、この制限はGUT条件により  $\tilde{g} : \tilde{W} : \tilde{B} = 7:2:1$  より bino-like なニュートラリーノは  $170\text{GeV}$  程度の質量を持つ事になり、最も軽い bino-like なニュートラリーノがダークマターである事が否定される。しかし、カラー荷を持った粒子のみが非常に重い時、bino-like なニュートラリーノが  $100\text{GeV}$  程度でダークマターとなるシナリオも考えられる。この場合電弱ゲージノの直接生成探索が重要となる。本解析ではこの探索において、特に同電荷を持った2レプトンそれに加えて高い  $p_T$  のジェットを出すイベントに着目した。このイベントに着目した理由は終状態に以下の様な特徴がある為である。

1. ゲージノがレプトンやニュートラリーノを生成し、一番軽いニュートラリーノは検出されない。
2. カラーを持った粒子が作られない為、 $\tilde{g}$  や squark から  $p_T$  の大きなマルチジェットが生じない。
3. LHC は陽子陽子コライダーを利用している為、ISR(Initial State Radiation) の high  $p_T$  ジェットを伴う断面積が大きい。それ故、 $p_T$  が大きな1ジェットがつく事が多い。

Electron Channel と Muon Channel のそれぞれの特徴は以下のとおりである。

### Electron Channel

Same Sign を要求しても、Z生成事象のイベントが残った。これはカロリメータ前方の物質質量に依存している。

全てのカットを通過して残ったメインバックグラウンドはZ生成事象で55.8%、 $t\bar{t}$ 生成事象が30.2%を占めており、データとモンテカルロシミュレーションは良い精度で合っている。

また、推定される Standard Model バックグラウンドからの超過は見られなかった。

### Muon Channel

Same Sign のカット以降でモンテカルロシミュレーションの統計が不足している為評価できない。それ故、Data-driven で求めたフェイクを用いた。

at least 1Jet 以降でデータと一致が見られない。これは Data-Driven で求めた Fake 起源事象におけるジェットの  $p_T$  がデータより大きく見積もられているのが原因だと考えられる。

また、推定される Standard Model バックグラウンドからの超過は見られなかった。

### 今後の展望

- Muon Channel のずれを解消する。改善策の一つとしては高統計のモンテカルロを用い、パラメタリゼーションを行う事が挙げられる。

- $e\mu$  Channel の解析にも取り組む。
- さらに統計を貯めて解析を行う。レプトンなどの threshold を下げたりコンバインドトリガーを開発することで信号のアクセプタンスを落とさないよう高統計で解析を行う。
- 今回の解析では 1Jet 以上を要求したが、top を落とすために逆に jet veto をするなど解析の改良を行う。
- Exclusion に関する Confidence Level(C.L.) を求める。これが 0.05 以下であることがモデルの棄却 (Exclusion) に関する 95% Confidence Level の定義であり、最終的な目標とする。なお、Confidence Level の定義は付録 B で説明する。

## 付録A モンテカルロサンプル一覧

表 A.1: モンテカルロサンプルの一覧 1

Sample	ファイル名	cross section ( $\text{pb}^{-1}$ ) (incl.filter efficiency and k-factor)
ZeeNp0	mc10_7TeV.107650.AlpgeNJimmyZeeNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	830.25
ZeeNp1	mc10_7TeV.107651.AlpgeNJimmyZeeNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	166.24
ZeeNp2	mc10_7TeV.107652.AlpgeNJimmyZeeNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	50.28
ZeeNp3	mc10_7TeV.107653.AlpgeNJimmyZeeNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	13.92
ZeeNp4	mc10_7TeV.107654.AlpgeNJimmyZeeNp4 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	3.616
ZeeNp5	mc10_7TeV.107655.AlpgeNJimmyZeeNp5 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	0.942
ZmumuNp0	mc10_7TeV.107660.AlpgeNJimmyZmumuNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	830.13
ZmumuNp1	mc10_7TeV.107661.AlpgeNJimmyZmumuNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	166.24
ZmumuNp2	mc10_7TeV.107662.AlpgeNJimmyZmumuNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	50.28
ZmumuNp3	mc10_7TeV.107663.AlpgeNJimmyZmumuNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	13.92
ZmumuNp4	mc10_7TeV.107664.AlpgeNJimmyZmumuNp4 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	3.62
ZmumuNp5	mc10_7TeV.107665.AlpgeNJimmyZmumuNp5 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	0.942



表 A.2: モンテカルロサンプルの一覧 2

Sample	ファイル名	cross section ( $\text{pb}^{-1}$ ) (incl.filter efficiency and k-factor)
ZtautauNp0	mc10_7TeV.107670.AlpGenJimmyZtautauNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	830.13
ZtautauNp1	mc10_7TeV.107671.AlpGenJimmyZtautauNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	166.24
ZtautauNp2	mc10_7TeV.107672.AlpGenJimmyZtautauNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	50.28
ZtautatuNp3	mc10_7TeV.107673.AlpGenJimmyZtautauNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	13.92
ZtautauNp4	mc10_7TeV.107674.AlpGenJimmyZtautauNp4 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	3.62
ZtautauNp5	mc10_7TeV.107675.AlpGenJimmyZtautauNp5 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2302_r2300_p601	0.942
MCAtnlo (Leptonic)	mc10_7TeV.105200.T1_McAtNlo_Jimmy .merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2302_r2300_p601	89.3992
DibosonWW	mc10_7TeV.105985.WW_Herwig .merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2302_r2300_p601	44.9
DibosonZZ	mc10_7TeV.105986.ZZ_Herwig .merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2302_r2300_p601	5.96
DibosonWZ	mc10_7TeV.105987.WZ_Herwig. merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2302_r2300_p601	18.0

表 A.3: モンテカルロサンプルの一覧 3

Sample	ファイル名	cross section (pb <sup>-1</sup> ) (incl.filter efficiency and k-factor)
WbbNp0	mc10_7TeV.106280.AlpgeJimmyWbbNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	3.904
WbbNp1	mc10_7TeV.106281.AlpgeJimmyWbbNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	3.172
WbbNp2	mc10_7TeV.106282.AlpgeJimmyWbbNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	1.708
WbbNp3	mc10_7TeV.106283.AlpgeJimmyWbbNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	0.732
WenuNp0	mc10_7TeV.107680.AlpgeJimmyWenuNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	8288.15
WenuNp1	mc10_7TeV.107681.AlpgeJimmyWenuNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	1550.14
WenuNp2	mc10_7TeV.107682.AlpgeJimmyWenuNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	452.094
WenuNp3	mc10_7TeV.107683.AlpgeJimmyWenuNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	120.966
WenuNp4	mc10_7TeV.107684.AlpgeJimmyWenuNp4 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	30.3314
WenuNp5	mc10_7TeV.107685.AlpgeJimmyWenuNp5 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	8.2722
WmunuNp0	mc10_7TeV.107690.AlpgeJimmyWmunuNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	8288.15
WmunuNp1	mc10_7TeV.107691.AlpgeJimmyWmunuNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	1550.14
WmunuNp2	mc10_7TeV.107692.AlpgeJimmyWmunuNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	452.094
WmunuNp3	mc10_7TeV.107693.AlpgeJimmyWmunuNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	120.966
WmunuNp4	mc10_7TeV.107694.AlpgeJimmyWmunuNp4 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	30.3314
WmunuNp5	mc10_7TeV.107695.AlpgeJimmyWmunuNp5 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	8.2722

表 A.4: モンテカルロサンプルの一覧 4

Sample	ファイル名	cross section ( $\text{pb}^{-1}$ ) (incl.filter efficiency and k-factor)
WtaunuNp0	mc10_7TeV.107700.AlpGenJimmyWtaunuNp0 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	8288.15
WtaunuNp1	mc10_7TeV.107701.AlpGenJimmyWtaunuNp1 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2302_r2300_p601	1550.14
WtaunuNp2	mc10_7TeV.107702.AlpGenJimmyWtaunuNp2 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	452.094
WtaunuNp3	mc10_7TeV.107703.AlpGenJimmyWtaunuNp3 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	120.966
WtaunuNp4	mc10_7TeV.107704.AlpGenJimmyWtaunuNp4 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	30.3314
WtaunuNp5	mc10_7TeV.107705.AlpGenJimmyWtaunuNp5 _pt20.merge.NTUP_SUSY.e760_s933_s946_r2302_r2300_p601	8.2722
DrellYan LowMtautau	mc10_7TeV.107055.PythiaDrellYanLowMtautau_M10 .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2301_r2300_p601	3453.5
DrellYan mumu	mc10_7TeV.108319.PythiaDrellYan_mumu .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2302_r2300_p601	1252.9
DrellYan ee	mc10_7TeV.108320.PythiaDrellYan_ee .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2302_r2300_p601	1253
DrellYan LowMmu3	mc10_7TeV.108321.PythiaDrellYanLowM_mu3 .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2302_r2300_p601	2247.57
DrellYan LowMee3	mc10_7TeV.108322.PythiaDrellYanLowM_ee3 .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2302_r2300_p601	2203.05
PythiaB bbe	mc10_7TeV.108326.PythiaB_bbe15X .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2302_r2300_p601	75126.6
PythiaB bbmu	mc10_7TeV.108405.PythiaB_bbmu15X .merge.NTUP_SUSY.e574_s933_s946_r2302_r2300_p601	73900.

表 A.5: Signal Sample

Sample	ファイル名	cross section ( $\text{pb}^{-1}$ )
SimplifiedModel	mc10_7TeV.140199.simplifiedModel _wA_slep_220.merge.NTUP_SUSY.e838_a126_r2300_p601	1.63

## 付録B Confidence Levelの定義

モデルが正しさを示す Confidence Level(CLSb) は、そのモデルの予言するシグナル数を  $s$  とし、バックグラウンドの予測数を  $b$  とすると、 $s+b$  に対して、観測数  $n$  がどの程度の確率であり得るかを定義する。

$p_n(\lambda)$  を平均値  $\lambda$ 、観測数  $n$  とした時の Poisson 分布とすると、すなわち

$$p_n(\lambda) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad (\text{B.1})$$

となるが、この時

$$CLSb = \sum_{i=0}^n p_i(s+b) \quad (\text{B.2})$$

で定義される。これが、0.05 以下でそのモデルに関して 95% Confidence Level で棄却したものとする。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官の小林富雄教授に多くの助言と指導そして解析環境を整えて頂きました。浅井祥二准教授には物理や検出器からテーマの選定や解析手法に至るまで私の研究全般をサポートして頂きました。深く感謝しております、本当にありがとうございました。

金谷奈央子助教には SUSY 解析における解釈方法および指針を始め、本研究の前進に多くお世話になりました、親身教えて頂き心より感謝しております。また田中純一准教授、寺師弘二氏、増淵達也氏には解析において私の至らない点の指摘や有益なアドバイスを頂きました、深く感謝しております。

研究をスムーズに行うための環境整備をして頂きました川本辰雄准教授、真下哲朗准教授に深く御礼申し上げます。

秘書の安蒜律子さん、塩田雅子さん、手塚淑恵さん、竹本葉子さんや元秘書の森田智恵子さん、鈴木恵美さんには、様々な事務手続きにお世話になりました、ありがとうございました。

風間慎吾氏、Khaw Kim Siang 氏、佐々木雄一氏、宮崎彬氏、吉原圭亮氏、井上竜一氏、山口洋平氏には解析における基礎の指導や解析結果の解釈にとどまらず、幅広い事柄の的確なサポートして頂きました、ありがとうございました。

難波俊雄助教、石田明氏には素粒子実験の基礎や手法を教えて頂きました、至らない点も多くあったと思いますが、熱心な指導に感謝しております。

同期の後藤嵩史君、片山領君、南雄人君、ヤンジャクリンさん、千葉哲平君のおかげで楽しく有意義な研究生活を送る事が出来ました、どうもありがとうございました。

また、その他家族、友人をはじめ多くの方が直接研究や物理に関連はなくても多くの精神的な支えになって頂きました。

多くの皆様方に支えられた研究生活でした、本当にありがとうございました。

## 関連図書

- [1] "Search for Supersymmetry with two leptons and missing transverse momentum at  $\sqrt{s} = 7$  TeV "  
<https://cdsweb.cern.ch/record/1355699>
- [2] "SUSY searches with dileptons and high missing transverse momentum."  
<http://arxiv.org/abs/arXiv:1110.6189>
- [3] "Joint Resummation for Gaugino Pair Production at Hadron Colliders"  
<http://arxiv.org/abs/1102.4422>
- [4] "ATLAS SUSY WG" <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/SUSYWorkingGroup>