

ATLAS 検出器を用いた
1 lepton mode における超対称性粒子の探索

東京大学
大学院理学系研究科物理学専攻
浅井研究室
佐々木 雄一

平成 23 年 2 月 7 日

概要

2010年3月30日から, LHCが本格的な稼働を開始した. 重心系エネルギー $3.5\text{TeV}+3.5\text{TeV}$ における陽子陽子衝突は同年11月4日まで行われ, ATLAS検出器では約 34pb^{-1} のデータを取得した.

このLHC実験は, 7TeV という前人未踏のエネルギー領域における物理現象を高頻度で生じさせることにより, 標準理論を超えた物理の探索を行うことを目的としている. 特にATLAS検出器では, ヒッグス粒子, 余剰次元, 超対称性粒子等の発見が期待されている.

本研究は, 2010年に取得されたデータを用いて, 超対称性粒子の探索を行うものである. 超対称性粒子が生成された事象は, 多数の Jet+大きな消失横方向運動量 (\cancel{E}_T) で特徴付けられる. これに加えて, 1本の Electron もしくは Muon が放出される崩壊モード (1 lepton mode) も高い分岐比で存在する. 1 lepton を要求する解析は, 超対称性粒子探索における主要なバックグラウンドである QCD di-jet 事象を効率的に落とすことが出来るため, 信号対バックグラウンド比の高い探索が可能である.

本研究は 1 lepton を要求する解析において, 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, およびデータ自身からバックグラウンド数を推定する方法の二通りの解析方法で超対称性粒子の探索を行う.

どちらの方法においても, 得られた結果は標準理論によるバックグラウンドの予測数と無矛盾なものであった. ここから超対称性粒子の質量に対して制限を計算すると, $\tan\beta = 3, A_0 = 0\text{GeV}/c^2, \text{sign}(\mu) = +$ の条件において $m_{\tilde{q}} > 500\text{GeV}/c^2$ の制限 (95% C.L.) を得た. この値は $D\phi$ 実験 (2008年; 2.1fb^{-1}) による $m_{\tilde{q}}$ への制限を $100\text{GeV}/c^2$ 以上上回るものである.

目次

第 1 章 序論	10
1.1 標準理論	10
1.2 標準理論の未解決問題と超対称性理論による解決	11
1.2.1 Higgs 粒子の質量発散	11
1.2.2 暗黒物質	12
1.3 超対称性粒子探索	13
1.4 本論文の構成	14
第 2 章 超対称性模型	15
2.1 超対称性粒子とその質量	15
2.2 LHC における超対称性粒子の生成と崩壊	17
2.3 LHC での SUSY 粒子探索	19
第 3 章 実験	21
3.1 LHC	21
3.2 ATLAS 検出器	21
3.2.1 Inner Tracker	22
3.2.2 Calorimeter	24
3.2.3 Muon Spectrometer	28
3.2.4 Magnet	30
3.3 Trigger	33
3.4 Object Reconstruction	35
3.4.1 Jet	35
3.4.2 Electron	38
3.4.3 Muon	41
3.4.4 E_T	43
3.5 Luminosity の測定	44
3.5.1 モンテカルロシミュレーションに依存する方法	44
3.5.2 ビーム形状, ビーム電流により計算する方法	44
3.5.3 光学定理を使用する方法	45
3.6 データ測定	46
3.7 モンテカルロシミュレーション	49
3.7.1 使用したモンテカルロサンプルの一覧	49

第 4 章	ATLAS 検出器のパフォーマンスの評価	59
4.1	Lepton Trigger/ID Efficiency の評価	59
4.1.1	Tag and Probe 法の概略	60
4.1.2	Tag と Probe 法による解析	61
4.2	Fake Rate の評価	71
4.2.1	Fake Rate 解析手法の概要	71
4.2.2	Fake Rate 解析	71
第 5 章	解析	74
5.1	解析の流れ	74
5.2	Event Cleaning	77
5.2.1	EM ノイズ	78
5.2.2	HEC ノイズ	78
5.2.3	Cosmic Ray, Beam Background	78
5.3	標準理論のバックグラウンド事象	80
5.3.1	QCD 事象	81
5.3.2	W 生成事象	82
5.3.3	Z 生成事象	83
5.3.4	$t\bar{t}$ 生成事象	83
5.3.5	その他の事象	85
5.4	MC 法による解析	86
5.4.1	モンテカルロサンプルの規格化	86
5.4.2	カットの最適化	95
5.4.3	データとの比較	100
5.4.4	残った事象の確認	110
5.4.5	系統誤差	117
5.4.6	QCD 事象数の上限	122
5.5	MT 法による解析	126
5.5.1	MT 法の概要	126
5.5.2	MT 法での解析	127
5.5.3	系統誤差	131
5.5.4	MT 法のまとめ	131
第 6 章	結果と考察	132
6.1	Exclusion Confidence Level の計算	132
6.2	超対称性粒子質量への焼き直し	133
6.3	既存の制限との比較	134
第 7 章	2011 年以降の展望	138
第 8 章	まとめ	140
付 録 A	座標系の定義	141

付録B Confidence Level について	142
B.1 Confidence Level の定義	142
B.2 Confidence Level の計算	143
B.3 Confidence Level の期待値	143
B.4 棄却に関する CLs	143

目 次

1.1	標準理論に登場する粒子の一覧	10
1.2	Higgs 粒子の質量を発散させるダイアグラム	11
1.3	WMAP による CMB の測定結果	13
1.4	宇宙組成	13
2.1	LHC での SUSY 粒子生成	17
2.2	重心系エネルギー 7 TeV での PDF	18
2.3	EW gaugino の崩壊過程	20
3.1	LHC の全体図	22
3.2	Dipole magnet の断面図	22
3.3	ATLAS 検出器の全体図	23
3.4	Inner Tracker の断面図	23
3.5	Calorimeter の全体図	25
3.6	EM Calorimeter	25
3.7	EM Calorimeter の構造図	25
3.8	EM Forward Calorimeter の構造図	26
3.9	Hardon Tile Calorimeter の構造図	26
3.10	Hadron Endcap Calorimeter の構造図	26
3.11	Hadron Forward Calorimeter の設置箇所	26
3.12	Muon Spectrometer の断面図	28
3.13	Thin Gap Chamber の断面図	29
3.14	Cathode Strip Chamber の断面図	29
3.15	Monitored Drift Tube の断面図	29
3.16	Monitored Drift Tube のモジュール	29
3.17	Magnet System の概観	31
3.18	Solenoid Magnet の写真	31
3.19	Toroidal Magnet(Barrel) の写真	32
3.20	Toroidal Magnet(Endcap) の写真	32
3.21	Trigger のダイアグラム	34
3.22	2010 年初衝突のイベントディスプレイ	46
4.1	台形引き算法の概念図	64
4.2	Invariant Mass の分布 (Electron channel)	65
4.3	Invariant Mass の分布 (Muon channel)	65
4.4	p_T ごとの efficiency(Electron; Barrel; ID)	66

4.5	p_T ごとの efficiency(Electron; Endcap; ID)	66
4.6	p_T ごとの efficiency(Electron; Barrel; Trigger)	67
4.7	p_T ごとの efficiency(Electron; Endcap; Trigger)	67
4.8	p_T ごとにみた efficiency(Muon; Barrel; ID)	68
4.9	p_T ごとにみた efficiency(Muon; Endcap; ID)	68
4.10	p_T ごとにみた efficiency(Muon; Barrel; Trigger)	69
4.11	p_T ごとにみた efficiency(Muon; Endcap; Trigger)	69
4.12	Electron の Fake Rate	73
5.1	解析全体の流れ	76
5.2	Event Cleaning 各段階の MET 分布	77
5.3	EM ノイズのイベントディスプレイ	77
5.4	HEC ノイズのイベントディスプレイ	77
5.5	Cosmic Ray ノイズのイベントディスプレイ	78
5.6	Beam Halo のイベントディスプレイ	78
5.7	SUSY 粒子の生成断面積	80
5.8	QCD 事象を作るファインマンダイアグラム	81
5.9	W/Z 事象を作るファインマンダイアグラム	82
5.10	$t\bar{t}$ 事象を作るファインマンダイアグラム	84
5.11	T \bar{T} 事象の Transverse Mass 分布	84
5.12	Single t 事象を作るファインマンダイアグラム	85
5.13	W t 事象を作るファインマンダイアグラム	85
5.14	Diboson 事象を作るファインマンダイアグラム	85
5.15	Electron channel:QCD の規格化 1	89
5.16	Electron channel:QCD の規格化 2	89
5.17	Muon channel:QCD の規格化 1	89
5.18	Muon channel:QCD の規格化 2	89
5.19	Electron channel:W の規格化 1	93
5.20	Electron channel:W の規格化 2	93
5.21	Muon channel:W の規格化 1	93
5.22	Muon channel:W の規格化 2	93
5.23	Jet 本数の分布	95
5.24	MET カットの最適化	98
5.25	$q\bar{q}$ 生成の割合	99
5.26	$q\bar{g}$ 生成の割合	99
5.27	$g\bar{g}$ 生成の割合	99
5.28	Electron channel:LeptonPt 分布	106
5.29	Electron channel:1st. Jet Pt 分布	106
5.30	Electron channel:2nd. Jet Pt 分布	106
5.31	Electron channel:3rd. Jet Pt 分布	106
5.32	Electron channel:Mt 分布	107
5.33	Electron channel:MET 分布	107
5.34	Electron channel:MET/Me $_{eff}$ 分布	107

5.35 Muon channel:LeptonPt 分布	108
5.36 Muon channel:1st. Jet Pt 分布	108
5.37 Muon channel:2nd. Jet Pt 分布	108
5.38 Muon channel:3rd. Jet Pt 分布	108
5.39 Muon channel:Mt 分布	109
5.40 Muon channel:MET 分布	109
5.41 Muon channel:MET/Meff 分布	109
5.42 Run:167661, Event:18412580	113
5.43 Run:165767, Event:103103652	114
5.44 Run:167661, Event:24940683	115
5.45 Run:167680, Event:31015332	116
5.46 MT 法の概要	127
5.47 W と TTbar の MET 分布	127
5.48 MT 法で予測した MET 分布 (MC;Electron channel)	129
5.49 MT 法で予測した MET 分布 (MC;Muon channel)	129
5.50 MT 法で予測した MET 分布 (Data;Electron channel)	129
5.51 MT 法で予測した MET 分布 (Data;Muon channel)	129
6.1 SUSY 質量への制限	133
6.2 D0 実験による mSUGRA への制限	134
6.3 Trilepton mode における D0 実験の棄却領域	135
6.4 DM を消滅させるファインマンダイアグラム	136
6.5 WMAP による制限	137
7.1 2011 年以降の Luminosity で得られる制限	139

表 目 次

2.1	SUSY 粒子の一覧	16
3.1	LHC のマシンパラメータ	21
3.2	Inner Tracker の種類	22
3.3	Muon Spectrometer の一覧	30
3.4	Jet の Object Definition	38
3.5	Electron の Object Definition	40
3.6	Crack Electron の Object Definition	40
3.7	Muon の Object Definition	42
3.8	実験データのまとめ (Electron channel)	48
3.9	実験データのまとめ (Muon channel)	48
3.10	モンテカルロサンプル一覧	50
3.11	モンテカルロサンプル一覧 (続き)	51
3.12	モンテカルロサンプル一覧 (続き)	52
3.13	モンテカルロサンプル一覧 (続き)	53
3.14	SUSY 事象のサンプル一覧	55
3.15	SUSY 事象のサンプル一覧 (続き)	56
3.16	SUSY 事象のサンプル一覧 (続き)	57
3.17	SUSY 事象のサンプル一覧 (続き)	58
4.1	Electron efficiency 測定での Tag および Probe の条件	62
4.2	Muon efficiency 測定での Tag および Probe の条件	63
4.3	Lepton の Reconstruction efficiency	64
4.4	Electron channel での項目別 efficiency	67
4.5	Electron channel での efficiency まとめ	67
4.6	Muon channel での項目別 efficiency	69
4.7	Muon channel での efficiency まとめ	69
4.8	Tag and Probe 法の系統誤差	70
4.9	Electron の Fake Rate 評価に用いた条件	72
5.1	Overlap Removal の定義	75
5.2	バックグラウンド事象の生成断面積	80
5.3	W 粒子の崩壊モード	82
5.4	Z 粒子の崩壊モード	83
5.5	$t\bar{t}$ 崩壊モードの組み合わせ	84
5.6	QCD 規格化に用いる Control Region の定義	86

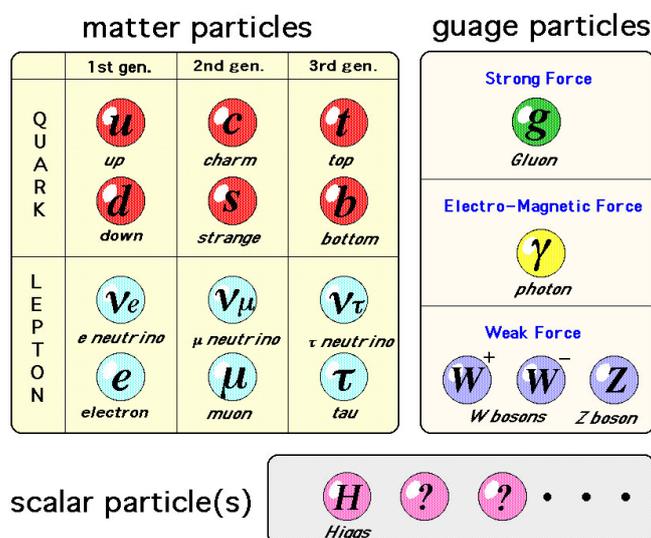
5.7	QCD 規格化の Control Region における各成分の割合 (Electron channel)	88
5.8	QCD 規格化の Control Region における各成分の割合 (Muon channel)	88
5.9	QCD 規格化に付随する系統誤差	88
5.10	W 事象の規格化に用いる Control Region の定義	90
5.11	W 事象規格化の Control Region における各成分の割合 (Electron channel)	91
5.12	W 事象規格化の Control Region における各成分の割合 (Muon channel)	92
5.13	W 事象の規格化に付随する系統誤差	92
5.14	Signal Region の定義	98
5.15	τ 粒子の崩壊モード	102
5.16	Electron channel の CutFlow	103
5.17	代表的なパラメータ点でのシグナルの CutFlow(Electron channel)	103
5.18	Muon channel の CutFlow	104
5.19	代表的なパラメータ点でのシグナルの CutFlow(Muon channel)	104
5.20	$t\bar{t}$ 事象の内訳 (Electron channel)	105
5.21	$t\bar{t}$ 事象の内訳 (Muon channel)	105
5.22	カットを通過した事象	110
5.23	バックグラウンドの系統誤差 (Electron channel)	118
5.24	バックグラウンドの系統誤差 (Muon channel)	118
5.25	代表的なパラメータ点で求めたシグナルの系統誤差	120
5.26	シグナルに付随する系統誤差	120
5.27	Pythia(Muon) サンプルのスライスごとの Scale Factor	123
5.28	QCD 事象上限数の見積もり (Electron channel)	124
5.29	QCD 事象上限数の見積もり (Muon channel)	125
5.30	MT 法の領域の定義	127
5.31	MT 法の結果 (Electron channel)	130
5.32	MT 法の結果 (Muon channel)	130
5.33	MT 法の系統誤差	131
6.1	MC 法によって得られた事象数のまとめ	132

第1章 序論

1.1 標準理論

現在までの素粒子物理学研究は、標準理論 (Standard Model) に集約される。これは弱い相互作用と電磁気力を一つの枠組みで説明する電弱統一理論と強い相互作用の理論から構成されており、少なくとも電弱スケール (~ 100 GeV) までで、既存の物理現象をほぼ説明することに成功したモデルである。

標準理論は、図 1.1 に示すように、物質を構成するフェルミオンと力を伝搬するゲージボソンから構成されている。自発的対称性の破れを介してゲージボソンに質量を与える Higgs 粒子は未だ未発見であるが、標準理論を完成させる最後の粒子として、LHC での発見が期待されている。



Elements of the Standard Model

図 1.1: 標準理論に登場する粒子の一覧。物質を構成するクォークとレプトン、および力の媒介をするゲージボソンと、Higgs 場がゲージボソンに質量を与えた自由度の残りである Higgs 粒子から構成されている。

フェルミオンは全てスピン $\frac{1}{2}$ を持っており、クォークとレプトンに分けられる。左巻きの粒子は $SU(2)_L$ の Doublet の中に組を作って入っており、弱い相互作用を起こす。右巻きの粒子は $SU(2)_L$ の Singlet の中にそれぞれ入っている。クォークに関しては Up-type, Down-type がそれぞれ存在しているが、レプトンで右巻きの存在しているのは Charged lepton のみである。

ゲージボソンはスピン 1 の粒子であり、力の媒介をする。グルーオンは $SU(3)_C$ の強い相互作用

用の媒介をし, W, Z 粒子は $SU(2)_L \otimes U(1)_Y = SU(2)_{\text{Weak}} \otimes U(1)_{\text{EM}}$ における $SU(2)_{\text{Weak}}$ に作用し弱い相互作用の媒介をする. 光子は $U(1)_{\text{EM}}$ に作用し電磁相互作用の媒介をする. ゲージ理論では, ゲージボソンは質量を持つことが出来ない. しかし実験によればゲージボソンは光子とグルーオンを除いて有限の質量をもっている. この矛盾を説明するために $SU(2)$ doublet の Higgs 場を導入し, それが自発的対称性の破れを介して W 粒子と Z 粒子に質量を与えるとされている. この機構により Higgs 場の 4 個の自由度のうち 3 個が消費され, 残る自由度は 1 個になる. これは Higgs 粒子と呼ばれる.

Higgs 粒子はスピン 0 の粒子である. LEP での探索 [3] により, $M_{\text{Higgs}} < 114 \text{ GeV}/c^2$, Tevatron での探索 [4] により, $158 \text{ GeV}/c^2 < M_{\text{Higgs}} < 175 \text{ GeV}/c^2$ (95% C.L. での値) が棄却されており, 現在のところ未発見の粒子である.

1.2 標準理論の未解決問題と超対称性理論による解決

標準理論は以上のような枠組みから構成されており, 電弱スケール以下ではほぼ全ての事象を説明してきている. しかし近年, 標準理論の枠組みで説明出来ない事柄もいくつか発見されており, 標準理論を超えた新たな物理法則へとつながる事象として注目を集めている. この新たな物理法則の一つの候補として, 超対称性理論が有望視されている.

ここでは, 標準理論で説明できない問題を 2 つ取り上げて述べ, それが超対称性理論によりどのように説明されるかを見ることにする [5].

1.2.1 Higgs 粒子の質量発散

Higgs 粒子自体はゲージボソンに質量を与えるために標準理論の枠内で導入された粒子である. そのラグランジアン [6] によれば, 図 1.2(a) のようなダイアグラムを描くことができる. これによる質量変化 Δm^2 は, 式 1.1 のように書ける.

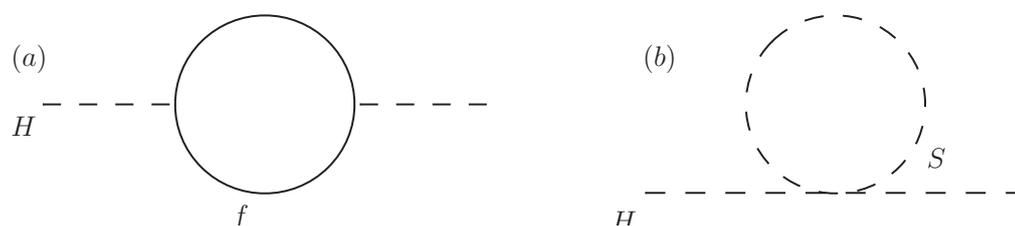


図 1.2: (a), Higgs 粒子の質量を発散させてしまうループ補正. (b), Higgs 粒子質量の発散を防ぐループ補正. 両者は互いに逆の位相で足しあわされるため, 補正同士が打ち消し合う.

$$\Delta m^2 = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (1.1)$$

ここで, λ は Higgs 粒子のフェルミオン f との結合定数, Λ はループの運動量に対するカットオフであるが, 通常プランクスケール $\Lambda_{pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}$ にとられる. これは Δm が 10^{19} GeV のオーダーであることを意味し, 上で述べた Higgs 質量に対する制限と矛盾する.

実験結果に合致するためには, $\Delta m^2 \sim O(1 \text{ TeV})^2$ でなくてはならない. そのために, フェルミオン f と同質量, 同結合定数を持つスカラー粒子 S を導入する. このスカラー粒子 S に

よる Δm^2 への寄与 (図 1.2(b)) は, フェルミオン f と反対の符号を持ち, 式 1.1 の右辺とキャンセルし, 質量発散を消し去ることが出来る. このとき導入したスカラー粒子 S はフェルミオン f の超対称性粒子 (SUper SYmmetric particle:SUSY) と呼ばれ, この超対称性粒子の導入が超対称性理論の目的の一つである.

実際には, フェルミオン f とその SUSY パートナーが完全に同一の質量である必要は無い. 質量差は有限の Δm^2 を生むが, 前述の通りこの大きさはせいぜい $\sim O(1TeV)$ である. ゆえに, 超対称性粒子の質量もその程度のオーダーにあると見られている.

LHC は現在重心系エネルギー 7TeV で稼働しており, 最終的には 14TeV を目標にしてエネルギーの向上を行っている. そのため超対称性粒子を生成できる可能性は十分高く, 発見が期待されている.

1.2.2 暗黒物質

2001年に打ち上げられた WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)[7] は, 差動型マイクロ波ラジオメータを用いて精密な CMB(Cosmic Microwave Background radiation) 強度のマップを作成した. これを多重極展開することで CMB の揺らぎのサイズを知ることが出来, 宇宙論のモデルやパラメータに大きな制限を付けた (図 1.3).

そのうち, 宇宙を構成する物質・エネルギー密度について以下のような値が得られている.

$$\Omega_b h^2 = 0.0227 \pm 0.0006 \quad (1.2)$$

$$\Omega_{cdm} h^2 = 0.110 \pm 0.006 \quad (1.3)$$

$$\Omega_\Lambda = 0.74 \pm 0.03 \quad (1.4)$$

ここでハッブル定数¹ $h = 0.72 \pm 0.03$, Ω は宇宙の臨界密度 ρ_c

$$\rho_c c^2 = 5.4 \pm 0.5 \text{ GeV} \cdot \text{m}^{-3} \quad (1.5)$$

との比である. $\Omega_b h^2$ は Baryon, $\Omega_{cdm} h^2$ は Cold Dark Matter, Ω_Λ は Dark energy を表している. これらの値から計算すると, 現在, 全宇宙を占めるエネルギーのうち Baryon が持っているのはわずか 4.6%程度に過ぎず, 他は 23%の Cold Dark Matter と 72%の Dark energy で構成されているということになる (図 1.4).

Cold Dark Matter の性質として以下のものが挙げられる.

1. 電磁相互作用, 強い相互作用をしないこと.
2. Decoupling 時に非相対論的速度であるような重い粒子であること.
3. 安定な粒子であること.

二つ目の条件は銀河団などの構造が作られるために重要な項目である. もし速すぎると作られた構造を平均化する働きが強くなりすぎるため, 観測される宇宙の構造と合わなくなる. 三つ目の条件は, ビッグバンで作られた Cold Dark Matter が現在まで残っているという条件から課せられる.

¹ $H_0=100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ が定義.

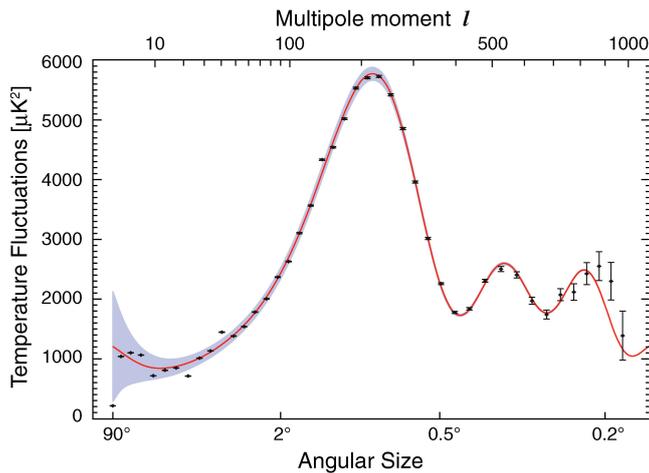


図 1.3: WMAP による CMB 揺らぎの測定値とフィット結果. 横軸は CMB 揺らぎの大きさ. 右へ行くほど細かい揺らぎを意味する. 縦軸は温度の振れ幅.

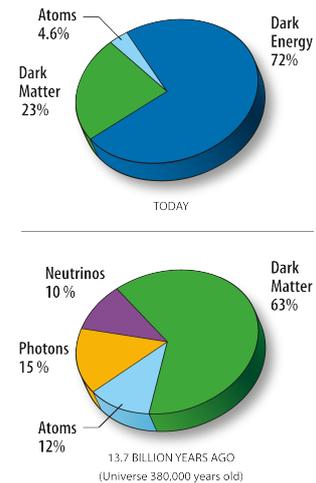


図 1.4: WMAP によって判明した宇宙組成. 大部分を Dark energy と Dark Matter が占めている.

このような条件を満たす素粒子は標準理論の枠組みの中に存在しないため、標準理論を超えた新物理のモデルの中で説明されることが期待されている。

超対称性模型の重要な概念の一つに、R-parity(第 2 章を参照)の保存がある。これは超対称性粒子が二つ一組で生成消滅することを保証する保存則であり、このため最も軽い超対称性粒子 (Lightest Susy Particle:LSP) はビッグバン直後に一度作られてしまえば、その後再び超対称性粒子と出会うまで崩壊することが出来ず、安定な粒子となる。

LSP は上で述べた条件を満たすので、Cold Dark Matter の有力な候補と考えられている。

1.3 超対称性粒子探索

本研究は、1 lepton mode における超対称性粒子探索を行う。ここで言う Lepton とは ATLAS 検出器で効率良く同定できる Electron, Muon を指しており、1 lepton mode とは、1 回の衝突につき 1 本の Lepton が検出される事象と定義する。

陽子陽子衝突型加速器である LHC における主要なバックグラウンドは、QCD di-jet 事象である。圧倒的に生成断面積の大きなこの事象は、超対称性粒子探索にとって大きな脅威となるが、これは少なくとも 1 本以上の Lepton を要求することにより大幅に減らすことが出来る。ゆえに 1 lepton mode は比較的バックグラウンドが少ない環境の中で超対称性粒子の探索を行うことが可能であり、信頼性の高い発見能力、もしくは制限能力を持っている。

1 lepton mode は、Jet, \cancel{E}_T , Electron, Muon といった多種の Object を同時に扱う。まずそれぞれに対する ATLAS 検出器のパフォーマンスを知ることが重要であるので、その点に関して評価を行う。

次に、モンテカルロシミュレーションとデータの比較により、データが標準理論バックグラウンドと無矛盾であることを確認する。

また、モンテカルロシミュレーションを用いず、データのみを使用してバックグラウンド事

象を評価する手法によっても独立に解析を行い, その結果もバックグラウンド事象と無矛盾なものとなることを確認する.

最後にそれらの解析から得られた値を超対称性粒子の質量に焼き直し, 既存の実験の結果と比較を行う.

尚, 本研究は MSSM の枠内で mSUGRA モデルを仮定して探索を行う. その際, 超対称性粒子質量に関係の深いパラメータ $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ に関しては走査を行うが, それ以外のパラメータに関しては, $\tan\beta = 3, A_0 = 0\text{GeV}/c^2, \text{sign}(\mu) = +$ で固定しておくことにする.

1.4 本論文の構成

本論文は全 8 章から成っている.

第 2 章 超対称性模型の概要について説明し, さらにそのなかでも最もシンプルな mSUGRA モデルのパラメータについて説明する.

第 3 章 LHC 検出器の概要と, ATLAS 検出器を構成している検出器群とその性能について述べる. また 2010 年の測定の総括を行い, 使用するデータセットについてもまとめる.

第 4 章 1 lepton mode での探索に重要になる Lepton に関してのパフォーマンスを, データを用いて評価する.

第 5 章 1 lepton mode での解析を, モンテカルロシミュレーションに依存する手法と, データのみで行う手法の二通りで行う.

第 6 章 超対称性粒子質量に関する制限を計算し, 既存の実験の結果と比較する.

第 7 章 来年以降の展望について述べる.

第 8 章 本研究をまとめる.

第2章 超対称性模型

標準理論に対して最低限の拡張を行い, 超対称性を導入したモデルが, MSSM(Minimum SuperSymmetry Model) である. 本研究はこのモデルをターゲットにしている. このモデルには 124 個の Free parameter があるが, それらをすべて free にしておくで見通しが悪い. そこでもっともらしい仮定をいくつか入れることによりパラメータの数を 4 個および 1 個の符号の不定性にまで落とす.

- m_0 : GUT スケールにおけるスカラー粒子 (Squark, Slepton) の質量.
- $m_{\frac{1}{2}}$: GUT スケールにおけるゲージ粒子 (Gaugino) の質量.
- A_0 : Higgs 粒子とスカラー粒子との結合定数 (Trilinear coupling constant).
- $\tan \beta$: 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.
- $\text{sign}(\mu)$: Higgsino mass パラメータの符号.

たとえば Electron の SUSY パートナーが 511keV の質量で見つからないことから分かる通り, 超対称性というのは完全な対称性ではなく破れている. この破れの機構にもいくつかモデルがあるが, 本研究ではその中でも, mSUGRA(Minimum Super GRAvity) モデルを研究する.

mSUGRA は超対称性の破れを重力の効果を通して取り入れるモデルである. 最も軽い超対称性粒子 (Lightest Supersymmetry Particle:LSP) が, ある程度の重さを持つ¹ ため Cold Dark Matter として良い性質になる. そのため宇宙論的な観点から有力視されている.

ここではまず MSSM で新たに登場する粒子とその質量について見てみる [8]. 次に LHC で SUSY 粒子の生成と崩壊様式を説明する.

2.1 超対称性粒子とその質量

表 2.1 に, 標準理論粒子と MSSM における超対称性粒子の一覧を載せる. SUSY 粒子では $SU(2)_L$ が重要な意味を持っており, Left-handed, Right-handed の粒子を区別する必要がある. Higgs 粒子を表す項は複素数を合わせて全部で 8 個の自由度がある. このうち 1 個は Z 粒子に質量を与えるために消費される. それに加えてさらに 2 個が W 粒子に質量を与えるため消える. 残る 5 個の自由度はさらに線形結合をし, 同数の Higgs 粒子 H^0, h^0, A^0, H^+, H^- を構成する. 標準理論と異なり, MSSM では複数の中性 Higgs 粒子が現れ, さらに電荷を持った Higgs 粒子も存在する点が特徴的である.

¹LSP はほとんどのパラメータ領域で Bino-like なものになる.

Wino と Bino, そして電荷を持たない Higgsino(まとめて EW gaugino) は混合を起こし, $\tilde{\chi}_i^0 (i=1,2,3,4)$ となる. 添え字は質量の軽い順に 1,2,3,4 と付ける. つまり, 最も軽い EW gaugino は, $\tilde{\chi}_1^0$ であり, これが Lightest Supersymmetry Particle(LSP) となる. mSUGRA では大部分のパラメータ領域で $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}^0$ となり, Dark Matter の候補となる.

表 2.1: 標準理論粒子と MSSM における超対称性粒子の一覧. 標準理論と超対称性粒子で, 対応する Charge は同じ値をとる. Quark, Lepton, Higgs, Gluon, W, Z, B の超対称性パートナーをそれぞれ, Squark, Slepton, Higgsino, Gluino, Wino, Zino, Bino と呼ぶ.

	標準理論粒子	超対称性粒子	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
Left-handed quark	(u_L, d_L)	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
Right-handed Up-type quark	u_R	\tilde{u}_R	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
Right-handed Down-type quark	d_R	\tilde{d}_R	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
Left-handed lepton	(ν_L, l_L)	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{l}_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
Right-handed lepton	l_R	\tilde{l}_R	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Up-type higgs	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
Down-type higgs	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
Gluon	g	\tilde{g}	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
W boson	W^\pm, W^0	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
B boson	B^0	\tilde{B}^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

次に SUSY 粒子の質量について述べる.

Gaugino の質量: mSUGRA では GUT スケールでの Gaugino の質量を共通に $m_{\frac{1}{2}}$ としている. ここから電弱スケールへ引き戻してやることで Gaugino の質量が求められる.

$$m(\tilde{g}) \simeq 2.6m_{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

$$m(\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0) \simeq 0.8m_{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

$$m(\tilde{B}^0) \simeq 0.4m_{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Squark, Slepton の質量: Squark, Slepton も同様に, GUT スケールで共通の質量 m_0 を持つとしている. しかしそこから電弱スケールに引き戻す際に Gaugino のループを介した補正の影響を受けるため, それぞれの粒子が持つ Charge に対応する質量となる.

$$m^2(\tilde{Q}_L) \simeq m_0^2 + 6m_{\frac{1}{2}}^2 + 0.5m_{\frac{1}{2}}^2 + \frac{1}{36} \times 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 \quad (2.4)$$

$$m^2(\tilde{u}_R) \simeq m_0^2 + 6m_{\frac{1}{2}}^2 + \frac{4}{9} \times 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 \quad (2.5)$$

$$m^2(\tilde{d}_R) \simeq m_0^2 + 6m_{\frac{1}{2}}^2 + \frac{1}{9} \times 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 \quad (2.6)$$

$$m^2(\tilde{L}_L) \simeq m_0^2 + 0.5m_{\frac{1}{2}}^2 + \frac{1}{4} \times 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 \quad (2.7)$$

$$m^2(\tilde{e}_R) \simeq m_0^2 + 1 \times 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 \quad (2.8)$$

ここで $\tilde{Q}_L = \tilde{u}_L, \tilde{d}_L, \tilde{L}_L = \tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L$ である. $\tilde{e} = \tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}, \tilde{u} = \tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}, \tilde{d} = \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$ とまとめて表記している. $6m_{\frac{3}{2}}^2$ の項は $SU(3)_C$ の Charge を持つ粒子にのみ現れる. これは Color charge を持つ粒子が, Gluino ループからの補正を受けることによる. この補正は非常に大きいので, 一般に, $m(\text{Slepton}) < m(\text{Squark})$ と言うことが出来る.

同様に, $0.5m_{\frac{3}{2}}^2$ の項は $SU(2)_L$ の Charge を持つ粒子にのみ現れる. Right-handed の粒子はこの Charge の値が 0 なので, 補正は受けない. つまり, 一般的に SUSY 粒子は Right-handed の方が Left-handed より軽い. $\tilde{\nu}_R$ は存在しないので Slepton の中で最も軽い粒子は, \tilde{e}_R になる.

最後に残った $k \times 0.15m_{\frac{1}{2}}^2$ の項は $U(1)_Y$ からの寄与であり, k はハイパーチャージ Y の二乗となっている.

以上の計算では, 世代間の質量差を考えていなかった. しかし実際には Yukawa 結合を通して, Higgs 粒子 H_u^0, H_d^0 からの補正を受ける. 具体的には, Left-handed と Right-handed が混合を起こし, 質量差が広がる. 新たな質量を小さい方から, 1, 2 と番号づけると, $m_1 < m_R < m_L < m_2$ という関係になる. Yukawa 結合は第三世代で大きく, 第一・第二世代では小さいため, この影響は第三世代で顕著である. この混合は $\tan \beta, A_0, \text{sign}(\mu)$ に依存して変化するが, 本研究ではこれらについての研究は行わず, もっぱら $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ に対する依存性を研究対象とする.

Dark Matter との関連で重要なのは $\tilde{\tau}_1^\pm$ である. これは Squark, Slepton の中で最も軽い粒子になる. Gaugino のうち最も軽い粒子である $\tilde{\chi}_1^0$ と比較して $\tilde{\tau}_1^\pm$ の方が軽ければ, LSP は $\tilde{\tau}_1^\pm$ になってしまう. これは電荷を持つので Dark Matter 候補とはならない. 本研究では LSP が $\tilde{\chi}_1^0$ である場合について考えてゆく.

2.2 LHC における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ため, SUSY 粒子は図 2.1 に示すダイアグラムによって作られる. この際の相互作用は強い相互作用であるが中間状態の粒子の質量が重いため, $\sim O(1)\text{pb}$ の生成断面積に抑えられている. それでも Luminosity $O(1)\text{pb}^{-1}$ 程度の実験初期段階から十分な数が生成され, 研究を行うことが出来る. 7 TeV 衝突の際の Parton Distribution

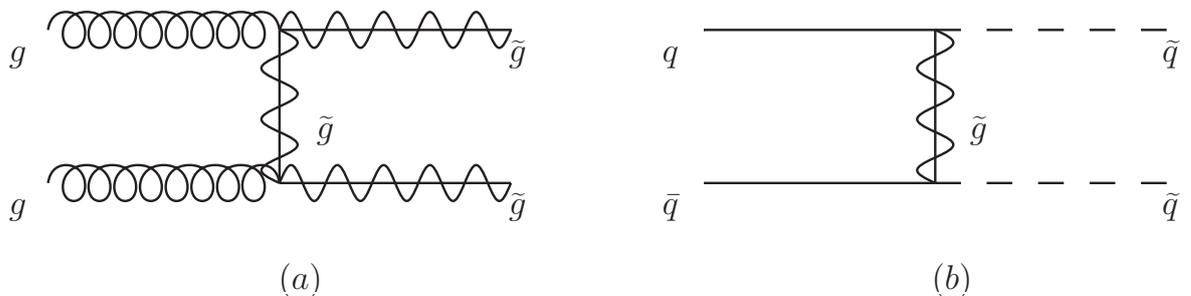


図 2.1: LHC での SUSY 粒子生成過程. 重い粒子であるが, 強い相互作用で作られるため $O(1)\text{pb}$ の生成断面積となる.

Function (PDF) を図 2.2 に示すが, ここから分かる通り LHC では Gluon の割合が圧倒的に

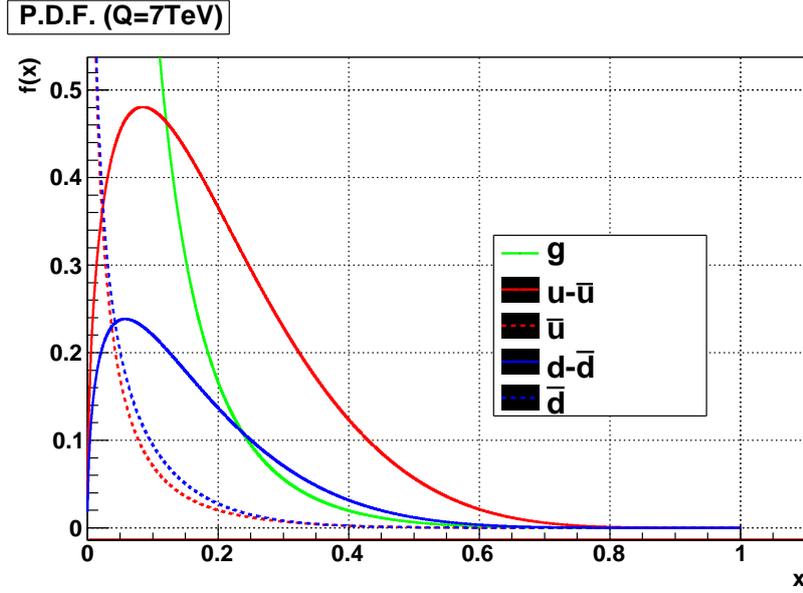


図 2.2: 重心系エネルギー 7 TeV での PDF. G は gluon, $u - \bar{u}$ が Valence u-quark, \bar{u} が Sea u-quark を表している. 横軸 x はそれらが陽子中で持つ運動量の割合.

多く, SUSY 粒子の生成も Gluon-Gluon 起源が多い. しかし Gluon が持つ陽子の運動量の割合 x は小さく, もし SUSY 粒子の質量が重かった場合, 有効重心系エネルギー \sqrt{s} を取る事が出来ず, 生成断面積は小さくなる. ここで, 有効重心系エネルギー \sqrt{s} はそれぞれの Parton の運動量割合 x_1, x_2 を用いて次の式で表される.

$$\sqrt{s} = \sqrt{x_1 x_2} \times 7\text{TeV} \quad (2.9)$$

もし SUSY 粒子の質量が大きくなった場合は, Valence quark による Quark-Quark 起源が多くなる.

両者の中間が Quark-Gluon 起源のタイプであり, SUSY 粒子の質量によってはこの両者からの生成過程の割合が大きくなる².

次に \tilde{g}, \tilde{q} の崩壊過程について述べる. これらは mSUGRA の SUSY 粒子の中では一番重い部類に属しており, 強い相互作用による崩壊を繰り返して, 速やかに軽い EW gaugino へ崩壊する. 崩壊の様子は, \tilde{g}, \tilde{q} の質量準位によって大きく変化する.

$$m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}} \text{ の場合 : } \quad \tilde{q} \rightarrow g\tilde{g} \quad (2.10)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^* \rightarrow qq\tilde{W}^\pm, qq\tilde{W}^0, q\tilde{B}^0 \quad (2.11)$$

$$m_{\tilde{q}} < m_{\tilde{g}} \text{ の場合 : } \quad \tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \quad (2.12)$$

$$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{W}^\pm, q\tilde{W}^0, q\tilde{B}^0 \quad (2.13)$$

EW gaugino は結合定数と自由度に従い, Left-handed の粒子の場合は $\tilde{W}^\pm : \tilde{W}^0 : \tilde{B}^0 \sim 2 : 1 : \text{ほぼ } 0$, Right-handed の粒子の場合は弱い相互作用をしないので \tilde{B}^0 へと崩壊する.

次に EW gaugino $\tilde{\chi}$ の崩壊について述べるが, この過程は場合分けが複雑なので図 2.3 を用いて説明する. $\tilde{\chi}$ の崩壊モードは, $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ によって 4 つに分けられる.

²数としては少ないが, EW gaugino の直接生成も存在する.

I : m_0 が小さい領域では, $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{l}_R} < m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ となり得る. その場合, 以下のような崩壊が On-shell で許されるので, この崩壊モードをたどる.

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu \tilde{l}_R^\pm \rightarrow \nu l^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.14)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^\mp \tilde{l}_R^\pm \rightarrow l^\mp l^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.15)$$

II : m_0 が大きい領域では, $m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{l}_R}$ となるため, I のような崩壊モードは禁止される (Virtual な状態を経由するだけなら可能). よって他の崩壊モードが卓越してくるが, その際 m_{h^0} (h^0 粒子は MSSM の中で最も軽い Higgs 粒子), m_Z と $M_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ との関係が重要になってくる. まず, $m_{\frac{1}{2}}$ が十分に大きく, $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_{h^0}$ である場合, h^0 粒子への崩壊モードが開け, これが卓越する. $\tilde{\chi}_1^\pm$ は電荷の保存則から W 粒子への崩壊となる.

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.16)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0 \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.17)$$

III : $m_{\frac{1}{2}}$ が小さくなり, $m_Z < m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{h^0}$ のようになると, h^0 粒子への崩壊が禁止されるので, Z 粒子への崩壊がメインになる.

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.18)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0 \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.19)$$

IX : さらに $m_{\frac{1}{2}}$ が小さくなると, EW gaugino への崩壊が不可能になる. そのため, I で述べた崩壊が Virtual slepton を介して生じ, $\tilde{\chi}_1^0$ へと崩壊してゆく.

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu \tilde{l}^{\pm*} \rightarrow \nu l^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.20)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^\mp \tilde{l}^{\pm*} \rightarrow l^\mp l^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.21)$$

以上のようにして, 最終的にはどの崩壊も $\tilde{\chi}_1^0$ にたどり着く.

超対称性理論で導入される重要な量に, R-parity がある.

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.22)$$

ここで B はバリオン数, L はレプトン数, S はスピンである. MSSM では, R-parity の保存を仮定する. すると LSP は自発的に崩壊することが出来ないため安定な粒子となる. ここでは $\tilde{\chi}_1^0$ が LSP であるため, これが安定な不可視粒子となり検出器の外へ逃げてゆく.

2.3 LHC での SUSY 粒子探索

以上で述べたように, LHC で生成される SUSY 粒子は, 多数の Jet+最後に残った $\tilde{\chi}_1^0$, もしくは崩壊途中で出来る ν による大きな \cancel{E}_T という事象を作り出すことが分かる. さらにほとんどの崩壊パターンで, Lepton を放出することも分かる. Lepton の p_T カットの値やパラメータ領域にも依存するので一概には言えないが, 今回探索を行う範囲では生成された全 SUSY 事象のうち, 10%程度が 1 lepton mode の条件に合致する.

$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ Decay Mode

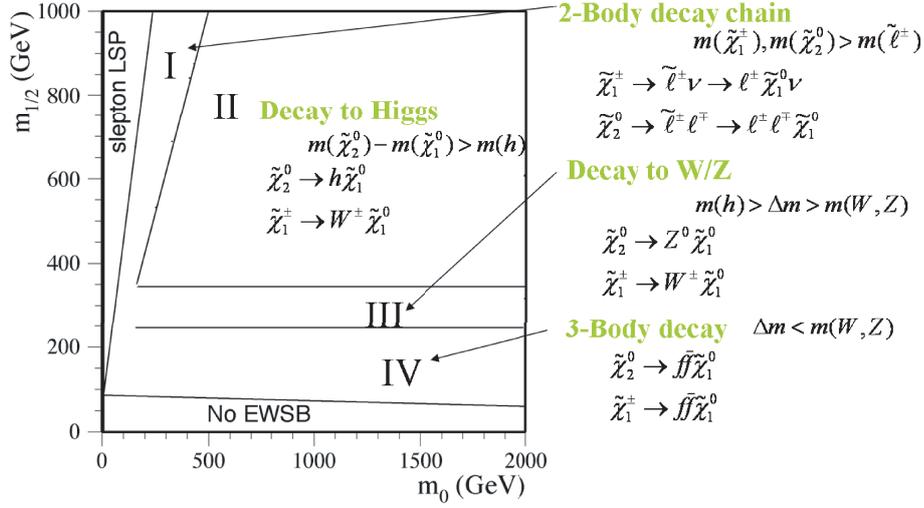


図 2.3: EW gaugino の崩壊過程の場合分け.

1 lepton mode の感度が特に良くなるのは, $m_{\frac{1}{2}}$ が大きく m_0 が小さい領域である. 上で述べたように, この領域では $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{l}_R} < m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ となる. すると $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ が \tilde{l}_R を経由した 2 体崩壊を生じやすく, Lepton を含む崩壊への分岐比が高くなる.

またこの領域では \tilde{q} が軽くなるため, $qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$ のような生成過程が生じやすい. この場合, 崩壊過程で出る Jet の本数が少なくなるため, 0 lepton mode など多数の Jet を要求するモードでは感度が下がる³. 1 lepton mode は反対にその領域で感度が高く, 両者は相補的な関係にある.

LHC での SUSY 粒子探索の詳細な方針は, 第 5 章で述べることにする.

³0 lepton mode では, QCD di-jet 事象を落とすために多数の Jet や大きな \cancel{E}_T を要求することで感度を高めている.

第3章 実験

3.1 LHC

LHC(Large Hadron Collider) は, CERN(欧州原子核研究機構) がスイス・ジュネーブの地下 100m に位置するトンネル内に設置した, 陽子陽子衝突型加速器である.

表 3.1 に示すように, 重心系エネルギー 7 TeV という前人未踏のエネルギーフロンティアにおいて, $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ もの Luminosity で陽子陽子衝突を起こすことで, Higgs 粒子の発見による標準理論の完成, さらに標準理論を超えた物理の探索を目標とする装置である.

LHC は図 3.2 に示したような断面を持つ Dipole magnet(長さ 11m) を 1232 本つなぎ合わせることで構成されている. 磁場の発生には超伝導磁石が使用されており, 1.9K まで冷却した上で 4Tesla(3.5TeV/beam) を保ち, 陽子を周回させる.

LHC は正電荷を持つ陽子同士を反対方向に周回させるので, ビームパイプが二本必要である. それらが交わる場所で陽子陽子衝突が起きるが, そのような点は全部で 4箇所用意されている. それぞれに, ATLAS, ALICE, CMS, LHCb という 4 大検出器が設置され, ATLAS, CMS の前後には, 超前方検出器として特殊な研究を行うための, LHCf と TOTEM 検出器が配置されている (図 3.1).

表 3.1: LHC の各種パラメータ. 設計値と Run167884(2010 年 10 月 29 日) での値.

パラメータ	設計値	Run167884
重心系エネルギー	(7+7)TeV	(3.5+3.5)TeV
Bunch 数	2808	348
1bunch 当たりの粒子数	1.2×10^{11}	1.0×10^{11}
Peak luminosity	$1 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$1.7 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
1 衝突当たりの反応数	19	3

3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は CMS 検出器と同様の汎用検出器として設計された. W, Z 粒子等の標準理論粒子の検出・測定から, Higgs 粒子の発見, さらに標準理論を超えた超対称性粒子, 余剰次元等の探索も可能な性能を持っている.

ATLAS 検出器は全長 44m, 高さ 25m の大型検出器であり, 重さは 7000t である. 中心から,

- Inner Tracker
- Calorimeter

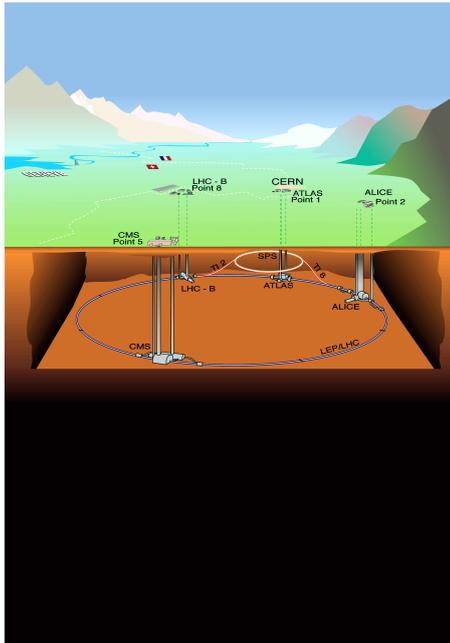


図 3.1: LHC の透視図. ATLAS, ALICE, CMS, LHCb の 4 大検出器に加えて, ATLAS, CMS の前後に LHCf, TOTEM が設置されている.

- Muon Spectrometer

の 3 つの検出器群から構成されている (図 3.3). これに加えて, 荷電粒子の飛跡を曲げて運動量を測定するための磁場を作る超伝導磁石がある.

以下, 順番に上記コンポーネントについて述べてゆく [9].

3.2.1 Inner Tracker

Inner Tracker は最もビームの衝突点に近いところでトラックの軌跡を記録する装置であり, $|\eta| < 2.5$ の範囲をカバーしている. カバーする半径 R によって, 大きく 3 種類の Tracker で構成されている (図 3.4 と表 3.2).

表 3.2: Inner Tracker の区分. 半径 R は Barrel 部についての値.

	半径 R (mm; Barrel 部)
Pixel	$45.5 < R < 242$
SCT	$255 < R < 549$
TRT	$554 < R < 1082$

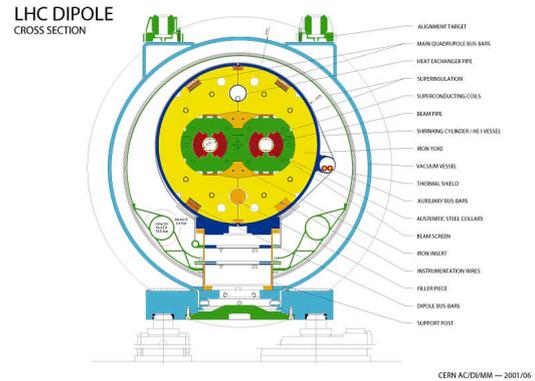


図 3.2: LHC で使われている Dipole magnet の断面図. 長さ是一本当たり 11m. 全部で 1232 本つなげられて LHC を構成している.

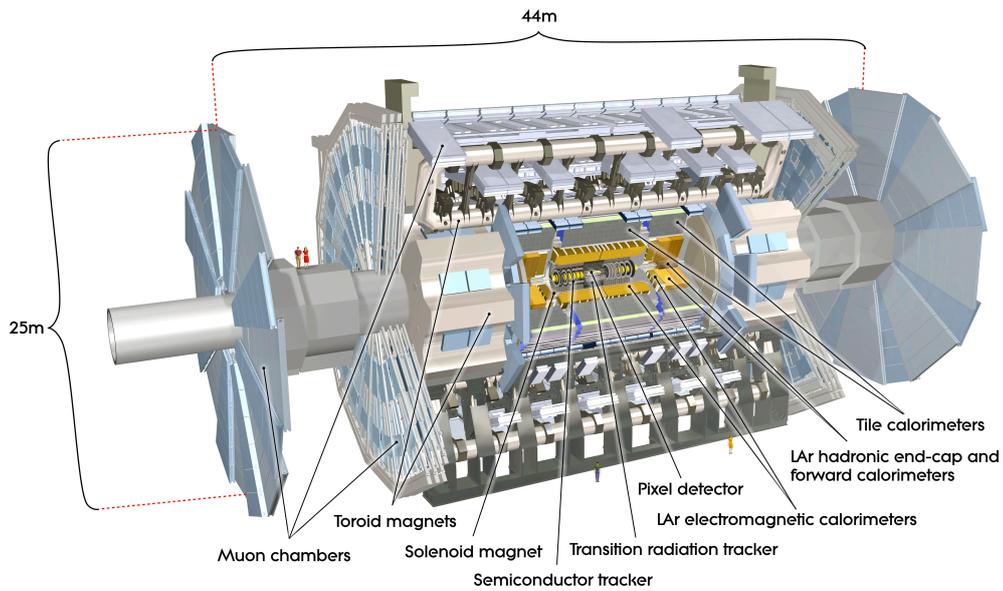


図 3.3: ATLAS 検出器の全体図. 内側から Inner Tracker, Calorimeter, Muon Spectrometer が配置されている.

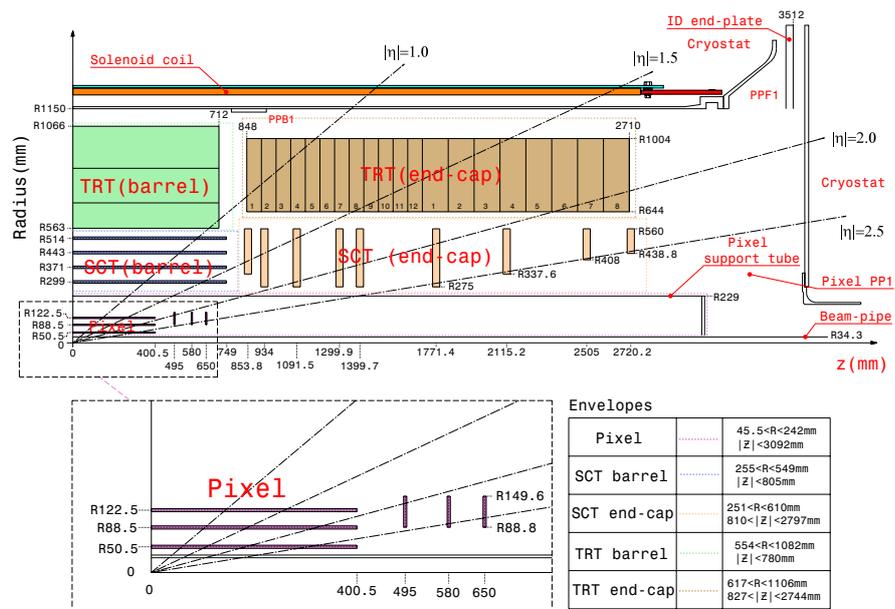


図 3.4: Inner Tracker の断面図. 内側から, Pixel Tracker, SCT, TRT が配置され, その外側に Solenoid Magnet が設置されている.

Pixel Tracker : Pixel Tracker は $50\mu\text{m}\times 400\mu\text{m}$ に細分化された Si 検出器である. Barrel 部分は 3 層, Endcap 部分も前後にそれぞれ 3 層配置されており, 最も衝突点に近い第一層 (b-layer) は $R = 51\text{mm}$ にある.

SCT(Semiconductor Tracker) : SCT は Pixel 検出器の外側に位置しており, 同じく Si 検出器である. Pixel とは異なり, $80\mu\text{m}$ ごとに Strip 状の検出器がビーム軸方向 (Barrel) と半径方向 (Endcap) に敷き詰められており, さらにそれが基盤の裏表に 40m rad 傾けて配置されているため, Strip の縦方向に対しても分解能がある. Barrel 部には基盤が 4 層, Endcap 部は衝突点前後にそれぞれ 9 層の基盤が配置されている.

TRT(Transition Radiation Tracker) : TRT は遷移輻射とイオン化を用いたガス検出器である. $\phi:4\text{mm}$ のストロー状チューブの中に Xe:70%, クエンチャーとして $\text{CO}_2:27\%$, $\text{O}_2:3\%$ のガスが封入されている. 円筒状のカソードの中心に $\phi:0.5\mu\text{m}$ のアノードが通され, 両者の間に電圧が掛けられている. Barrel 部では長さ 144cm のストローチューブが, ビーム軸に沿うように 73 層重ねて配置されている. Endcap 部には長さ 37cm のストローチューブが半径方向に並べられている.

TRT は二つの異なるプロセスによって粒子の軌跡を調べる. 一つは荷電粒子によるイオン化を調べる方法である. ガスの密度が薄いため, これによって落ちる Energy は数 keV に留まる. 二つ目は Electron による遷移輻射である. ストローチューブ同士の隙間には, ポリプロピレンとポリエチレンから成るファイバーもしくはシートが敷き詰められている. Electron がこれら誘電率を異にする物質の境目を通る際, 一定の確率で遷移輻射を起こす. これによって放射されるのは X 線領域の光であるため, 容易にガスと反応しストローチューブで検出される. 遷移輻射によって放射される光子の Energy は $\gamma = E/m$ に比例するピークを持つため, m の選別に有用である. ATLAS 検出器では最も軽い荷電粒子である Electron の選別に用いている. このときの Energy はイオン化より大きいため, 一定の Thershold を設定することで Electron と他の荷電粒子を区別することが出来る.

これらによって記録された点を繋ぐことにより Track を再構成するのが Inner Tracker の役目である. モンテカルロシミュレーションによれば, 再構成された Track は $d_0=40\mu\text{m}$, $z_0=150\mu\text{m}$ の分解能を持っている. ここで d_0 は Interaction Point(IP) と再構成された Track の最近接点の半径方向距離であり, z_0 はビーム軸方向の距離である.

3.2.2 Calorimeter

ATLAS 検出器では様々な種類の Calorimeter を使用し, 広い $|\eta|$ で Jet, Electron 等の Energy を測定している [10]. 図 3.5 に ATLAS 検出器で用いられている Calorimeter の全体像を載せる. EM Calorimeter および Hadron Calorimeter の二つに大別され, それらは η ごとにさらに細かく分けられている.

Accordion Calorimeter : Accordion Calorimeter には, 液体 Ar を用いたものが使用されている.

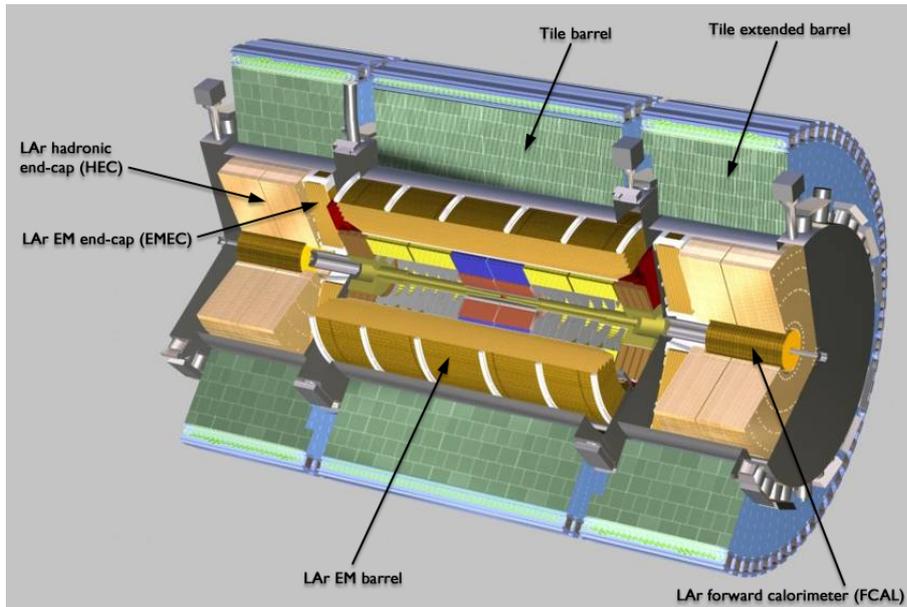


図 3.5: Calorimeter の全体像. 内側に LAr による EM Calorimeter, 外側に Hadron Jet 検出用の Tile Calorimeter が配置されている.



図 3.6: EM Calorimeter の写真. アコーディオン状になっており, Electron や Photon が Pb と衝突しやすくしている.

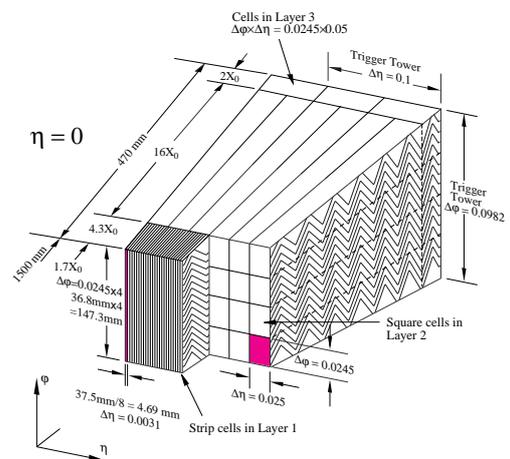


図 3.7: EM Calorimeter の構造図. 一つの Cell は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ の単位になっている.

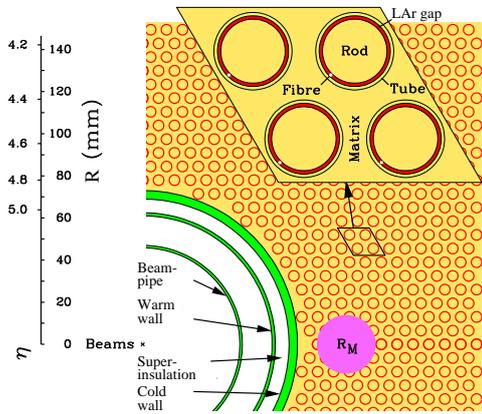


図 3.8: EM Forward Calorimeter の構造図. Cu の構造体の中にロッドが差し込まれ, その間に薄く LAr が流し込まれる構造になっている.

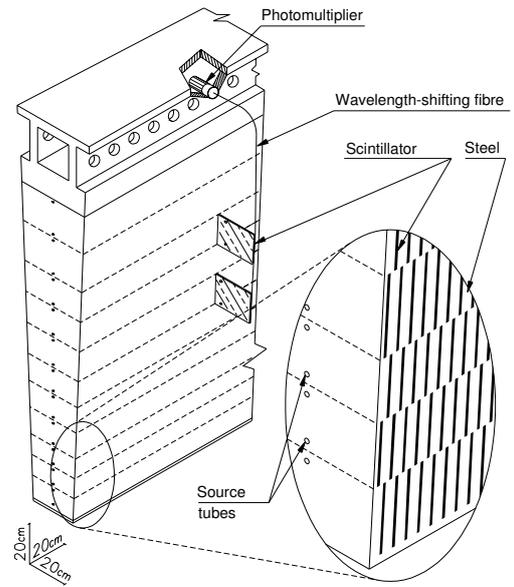


図 3.9: Hadron Tile Calorimeter の構造図. Fe でシャワーを起し, Plastic scintillator で荷電粒子の Energy deposit を読み出す.

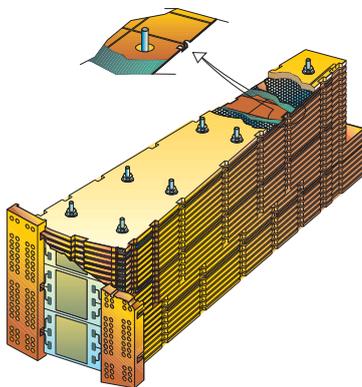


図 3.10: Hadron Endcap Calorimeter の構造図. LAr と Cu から構成されている.

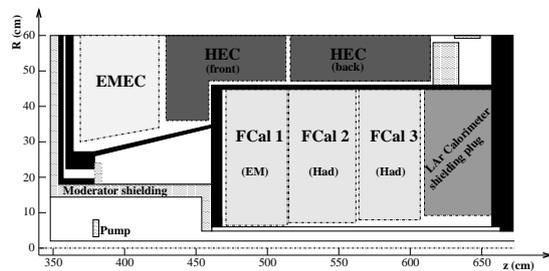


図 3.11: Hadron Forward Calorimeter の設置箇所. EM Forward Calorimeter のさらに後ろに設置されている.

Barrel 部 ($|\eta| < 1.475$) は図 3.6 に示すように, Pb+液体 Ar (以下, LAr と略記する.) をアコーディオン状に畳み込んだサンプリグカロリメータが用いられている. Endcap 部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) も同様の構造になっている.

LHC の高い Collision rate で生じる Pile up 下でも正しい Energy 測定を可能にするため, LAr Calorimeter は細かくセグメント化されている. $\eta = 0$ の地点では, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ ごとに読み出しを行える.

深さ方向には 3 層に分割されており, $\eta = 0$ では上流から $4X_0 + 16X_0 + 2X_0$ (X_0 は Radiation Length. Pb では 0.56cm.) の厚みを持っている. $|\eta| < 1.8$ には Presampler が設置されており, 上流でシャワーを起こしたものの補正を行う.

Test Beam による測定によれば, 分解能は,

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

となっている.

EM Forward Calorimeter (FCAL) : $3.1 < |\eta| < 4.9$ の前方は Radiation level が非常に高いため, 特殊な LAr Calorimeter が使用されている (図 3.8). Cu で作られたマトリックスの中に穴が開けられ, その中に同じく Cu 製のロッドを入れている. その隙間 ($\sim 250\mu\text{m}$) に LAr が流し込まれており, その中で発生する電荷を収集し, Energy を測定する.

Hadron Tile Calorimeter : $|\eta| < 1.7$ の Hadron Calorimeter は, Fe を吸収体に用いて, Plastic scintillator で読み出す仕組みとなっている. Plastic scintillator の光は Wave length shifter を混ぜたファイバーを通して Photo Multiplier Tube(PMT) に導かれ, 電気信号に変換される. $|\eta| < 1.0$ を Barrel 部, $0.8 < |\eta| < 1.7$ を Extended Barrel 部と呼ぶ. 読み出しは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ごとに行われる (図 3.9). 3 層構造になっており, $\eta = 0$ で $1.4\lambda + 4.0\lambda + 1.8\lambda$ (λ は interaction length.) の厚みを持っている.

Test Beam による測定によれば, 分解能は,

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E\text{GeV}}} \oplus 2\% \quad (3.2)$$

となっている.

Hadron Endcap Calorimeter(HEC) : $1.5 < |\eta| < 3.2$ の領域は Hadron Endcap Calorimeter と呼ばれており, LAr と Cu の層状構造になっている (図 3.10).

Test Beam による測定によれば, 分解能は,

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{60\%}{\sqrt{E\text{GeV}}} \oplus 4\% \quad (3.3)$$

となっている.

Hadron Forward Calorimeter : $3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域は Hadron Forward Calorimeter と呼ばれており, EM Forward Calorimeter と同様の構造になっている. ただし素材が

CuではなくWになっており、さらにロッドとマトリックスの間隙が広く ($\sim 500\mu\text{m}$) になっている。超前方をカバーすることで Jet の漏れが少なくなり、 E_T がより良い精度で測定できる (図 3.11)。

Test Beam による測定によれば、EM Forward Calorimeter と合わせた分解能で、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E\text{GeV}}} \oplus 10\% \quad (3.4)$$

となっている。

3.2.3 Muon Spectrometer

Muon の検出は Track 情報を用いて行う。Muon は Electron よりも重く Shower を起こしにくいので Calorimeter を通過してしまう。そこで、そのさらに外側に Muon Spectrometer を設置して軌跡を検出する。図 3.12 に示すように、Muon Spectrometer は全部で 4 種類の検出器から構成されている。このうち Thin Gap Chamber と Resistive Plate Chamber は Trigger を目的として荒い位置検出を行い、その後、興味のある領域 (Region Of Interest:ROI) について Monitored Drift Tube や Cathode Strip Chamber から正確なヒット情報を読み出す。

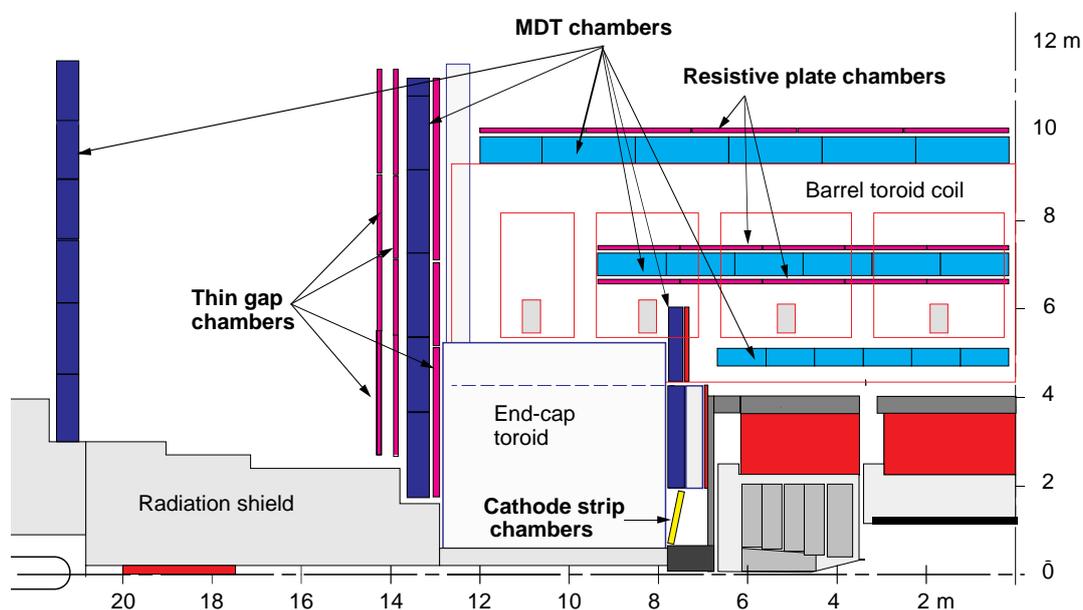


図 3.12: Muon Spectrometer の断面図。全部で 4 種類の検出器から構成されている。

Thin Gap Chamber (TGC) : $1.05 < |\eta| < 2.7$ の領域をカバーする Trigger 用検出器である。Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) を基本とする構造になっており、さらに二次元読み出しが可能ないように工夫が凝らされている。図 3.13 に示すように、高抵抗のカーボン塗布したエポキシ基盤とタングステンワイヤーが MWPC を構成している。エポキシ基盤を挟んで反対側にはタングステンワイヤーと直交する方向のストリップ状電極が張られており、その電位変化を読むことで二次元の読み出しが可能である。ワイヤー同士の幅、ワイヤーとカーボン電極の間隔は非常に狭く設計されている。

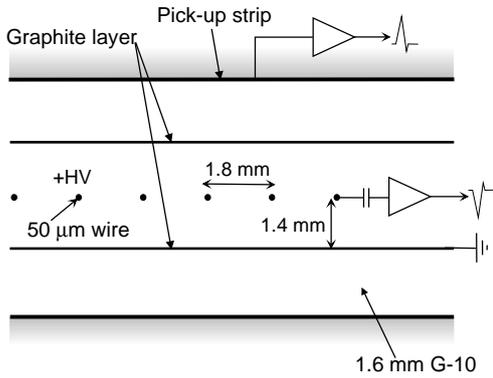


図 3.13: Thin Gap Chamber の断面図. タングステンワイヤーに高電圧をかけ, カーボン電極はグラウンドへ落としている. 両者の間が MWPC として動作する. 裏側にタングステンワイヤーと直交するストリップ電極が設けられ, 二次元読み出しを行っている.

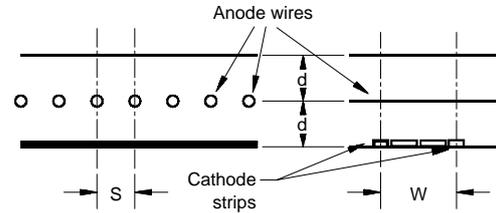


図 3.14: Cathode Strip Chamber の断面図. $d=2.54\text{mm}$, $w=5.08\text{mm}$. Cathode strips 間で電荷分布を読み出すことでワイヤー間隔よりも細かい位置測定が可能.

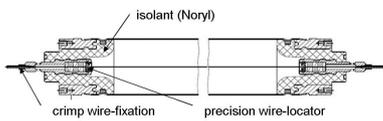


図 3.15: Monitored Drift Tube の縦断面図.

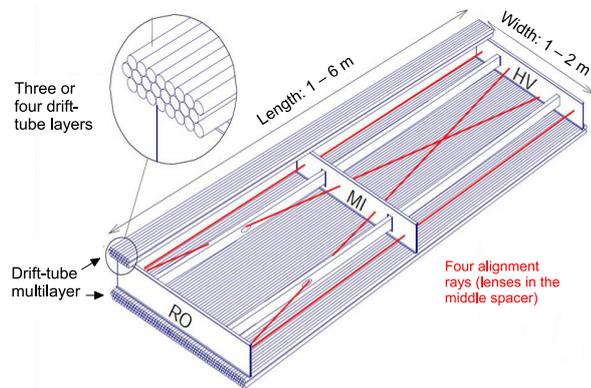


図 3.16: Monitored Drift Tube のモジュール. LED と CCD, レンズを組み合わせて, モジュールの変形を数 μm の精度でモニターする.

そのため、電極から最も離れた箇所へ Muon が垂直に入射した場合でも 30ns 以内での読み出しが可能である。

Resistive Plate Chamber(RPC) : $|\eta| < 1.05$ をカバーする Trigger 用検出器である。TGC と似たような仕組みになっているが、ワイヤーを取り払いストリップ電極を両極に用いている点異なる。電極は直交するように張られている。その間にはベークライトからなる高抵抗体二枚があり、ガスが封入されている。その間に高電圧を掛け放電を生じさせることで、Muon の通過を検出する。

Cathode Strip Chamber(CSC) : $2.0 < |\eta| < 2.7$ をカバーする飛跡検出器である。図 3.14 に示す通り基本構造は TGC と同じだが、読み出しのストリップ電極で電荷分布を測定して位置検出精度を上げている点異なる。

Monitored Drift Tube(MDT) : $|\eta| < 2.7$ の広い範囲をカバーする、Drift tube を積層した検出器である。図 3.15 に示したような Drift tube を 3 ないし 4 段重ね、それを二つ一組にして図 3.16 のような 1 モジュールが構成されている。これが、Barrel 部では半径方向に 3 セット、Endcap 部にはビーム軸方向に 3 セット重ねて配置されている。

MDT は非常に大きな検出器であるため、重力によるたわみやモジュールの位置のズレ等が発生する。これにより Drift tube のワイヤーの位置がずれてしまうと、特に p_T が大きな Muon に対して p_T 測定が正しく行えない。実際、MDT に対して要求されるワイヤーの位置精度は $30\mu\text{m}$ となり、これを実現するために LED, CCD, レンズを組み合わせた光学的アライメントを行っている。図 3.15 の中の赤線はその光線を表している。モジュール内のたわみだけでなくモジュール自体の位置のズレに対しても光学的手法で補償を行っている。

以上の検出器の特性について、表 3.3 にまとめる。時間分解能が良い検出器 (RPC, TGC) が Trigger 用に用いられている。また、後述する Toroidal Magnet の磁場が ϕ 方向であるため、Muon の曲がる方向は θ 向きになる。そのため z 方向の分解能を優先的に上げるような配置になっている。

表 3.3: Muon Spectrometer を構成する検出器の特性. (z, R) と書いたのは、Barrel 部では z , Endcap 部では R 方向の分解能の意味。

	MDT	CSC	RPC	TGC
η 範囲	$ \eta < 2.7$	$2.0 < \eta < 2.7$	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 2.7$
分解能 (z, R)	$35\mu\text{m}$	$40\mu\text{m}$	10mm	2-6mm
分解能 (ϕ)	-	5mm	10mm	3-7mm
分解能 (時間)	-	7ns	1.5ns	4ns

3.2.4 Magnet

ATLAS 検出器は Inner Tracker 用の Solenoid Magnet と Muon Spectrometer 用の Toroidal Magnet の二つの異なる磁場を持っている。Toroidal Magnet は Barrel 部の巨大な Magnet の

他, 二箇所の Endcap 部にそれぞれ小型の Magnet が設置されており, あらゆる η で Muon の p_T 測定を可能にしている (図 3.17).

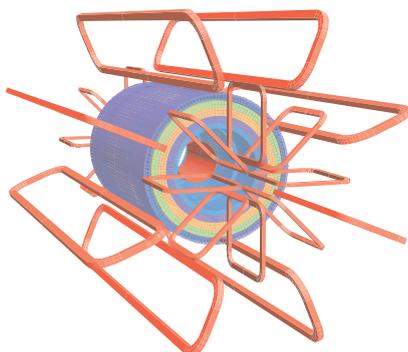


図 3.17: Magnet System の全体. 内側に Solenoid Magnet があり, その外と前後に Toroidal Magnet が設置されている. Solenoid Magnet は Inner Tracker 中で荷電粒子の軌跡を曲げるために, Inner Tracker のすぐ外側に設置されている. 一方, Toroidal Magnet は Muon の軌跡を曲げるために, Muon Spectrometer を包み込むように配置されている.



図 3.18: Solenoid Magnet の写真.

Solenoid Magnet : Solenoid Magnet は TRT と LAr Calorimeter の間に設置され, 最大 2T の z 方向磁場を作っている (図 3.18). これにより Inner Tracker 中で荷電粒子を ϕ 方向に曲げ, p_T を測定する.

Toroidal Magnet : Toroidal Magnet は Muon Spectrometer を包み込むように, ϕ 方向の磁場を作り出している (図 3.19, 3.20). これは η が大きな方向に出た Muon に対しても p_T を測定を行うためである.

Barrel 部, Endcap 部共に, 8 回軸対称の Magnet から構成されているため, 磁場は ϕ 方向に均一ではない. 強度は一周積分で 2-6T·m(Barrel), 4-8T·m(Endcap) となっている.

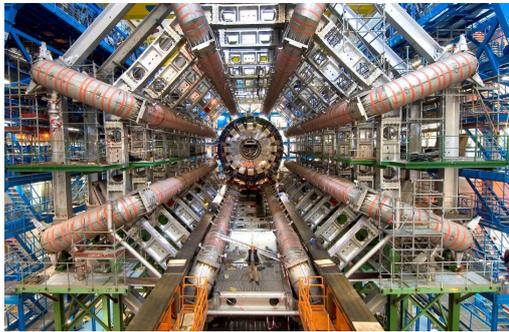


図 3.19: Toroidal Magnet(Barrel) の写真. Calorimeter 等が設置されていない段階. 八回軸対称の Magnet が見える.



図 3.20: Toroidal Magnet(Endcap) の写真.

3.3 Trigger

LHCでは最大40MHzでCollisionが起こる設計になっている。しかしATLAS検出器全体のデータを全て取得すると1事象当たり1.5MByteのデータ量となるため、そのレートでのデータ保存は不可能である。

幸いなことにCollisionのほとんどはQCD di-jet event等、新物理に関係の無い事象である。そういった事象を早めに判断して処理を打ち切り、逆に興味のある事象に関しては詳細にデータを取得するよう判断を行うための機構がTriggerである。

ATLAS検出器のTriggerは三段階で構成されている(図3.21)。

Level-1 Trigger : Level-1 Triggerは、40MHzのBunch crossingレートをLevel-2 Triggerの許容レートである75kHzにまで減らすため、高速なデータ処理が求められる。そのため、FPGAを用いたハードウェア上でのTrigger判断が行われる。ATLAS検出器の各コンポーネントは、Pipeline memoryと呼ばれるバッファを備えており、 $2.5\mu\text{s}$ 分のデータを保存しておく。すべての情報は一旦そこに格納され、Level-2 Triggerに進むのを待つ。もしどれか一つのコンポーネントに興味深い信号が捉えられると、その箇所(Region of Interest:RoI)がTriggerを掛ける。すると次のLevel-2 Triggerの判断へと移行する。もしその事象の中でどのコンポーネントにもRoIが存在しないならば、その領域はPipeline memoryからあふれ出て、取得されずに消えることになる。

このLevel-1 Triggerの判断はハードウェアで行われるため、あまり複雑な処理は出来ない。そのためJet, Electron, Photon等は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の簡単な形状を想定して処理され、MuonはTGC, RPCの信号のみを使用して処理される。

Level-2 Trigger : Level-2 Triggerでは、Level-1 Triggerを掛けたRoIの周りの検出器の情報を詳細に取得して、さらに正確な判断を行う。このとき、RoIのまわりの情報のみを読み出すことで、通信帯域やデータ処理の負荷を大幅に軽減している。Level-2 Triggerは75kHzの入力を2kHzにまで減らす。

処理は 500×4 coreのCPUを用いてソフトウェア的に行われるので、ある程度複雑な処理も可能になる。たとえばLevel-1 Triggerでは使用していなかったInner Trackerの情報を使用することで、より正確なMuon p_T を再構成することが出来るようになる。

平均的に、Level-2 Triggerの処理は $10\mu\text{s}$ 程度で終了する。これはあくまで、RoIの周りに絞ったデータ読み出し・解析を行うためである。

Event Filter : Event Filterは、Level-2 Triggerの判断を受けて、ATLAS検出器の情報全てを読み出して処理を行う。ここで行われる解析はほぼOff-lineで行われるReconstructionと同じ基準で行われる。

1事象を処理するために平均4秒必要なため $1800 \times 2 \times 4$ coreの計算資源を使用し、2kHzのLevel-2 Triggerを200Hzにまで落とす。この処理によりデータ容量は300MByte/sと現実的な値になる。

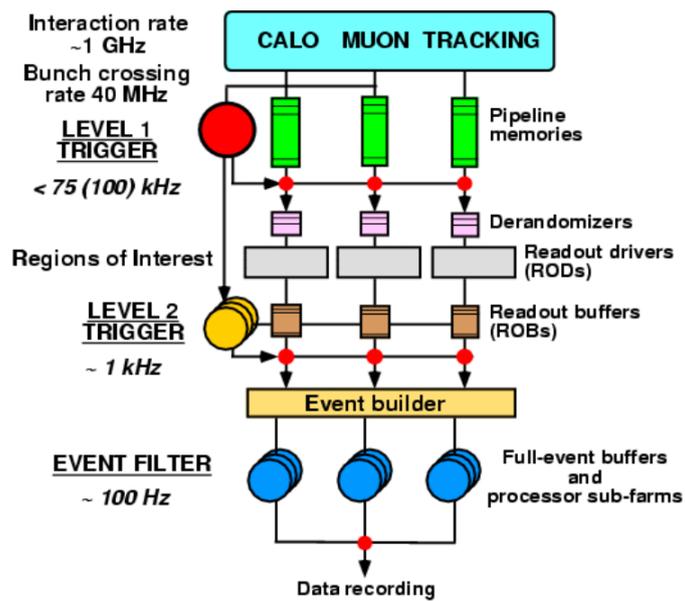


図 3.21: ATLAS 検出器における Trigger の流れを示したブロックダイアグラム. Pipeline memory に保存されている間に Level-1 Trigger の判断を行う. それを通過すれば, Level-2 Trigger による荒い Event reconstruction によってさらに精査が行われる. それも通過すれば, ほぼ完全な Event reconstruction が行われ, データを記録するか判断する.

3.4 Object Reconstruction

Trigger で取得されたデータは, Offline での事象の再構成 (Reconstruction) により Jet, Electron, Muon 等の Candidate として認識される. これら Candidate をまとめたものを “Container” と呼び, 本研究では Jet container, Electron container, Muon container を使用する. 以下ではそれら候補 (Candidate) を見つけ, Container に格納するためのアルゴリズムについて述べてゆく. 本解析ではこれら Candidate に対してさらにカットを要求することにより, より正しい Object を選び出す (IDentification; ID). ここではその際に用いる変数についても説明する.

3.4.1 Jet

LHC は陽子陽子衝突型加速器であるため QCD 由来の Jet 事象が大量に発生する. また W, Z 粒子が生じる時でも, 衝突に先立つ Initial State Radiation (ISR) や衝突後の Final State Radiation (FSR) によっていくつかの Jet が伴うし, SUSY 粒子の崩壊も多数の Jet が観測される. そこで Jet の Reconstruction と ID を早く, かつ精度良く行うことは, ATLAS 検出器の中でも最も重要な処理の一つになっている.

Jet の Reconstruction

ATLAS 検出器を構成する Calorimeter は, 約 20 万個もの Cell から構成されている. そのため Jet の再構成は大きく 2 段階に分けて行われる.

まず Cell の数を減らす作業が行われる. これには Tower アルゴリズムと Topological Clustering アルゴリズムの二つがある. 本解析で用いている Jet は, 後者のアルゴリズムを用いて計算されている.

Tower アルゴリズム : 半径方向の Cell や細分化された Cell の Energy を足し合わせ, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の Grid に射影してしまう. これにより 100×64 個の Tower が作られ, これが後段の Jet Finding アルゴリズムへ渡される.

Topological Clustering アルゴリズム : ノイズレベルに対する信号の有意度 $\Gamma = E_{cell}/\sigma_{noise,cell}$ を定義する. まず $|\Gamma| > 4$ の Cell を見つける. これを Seed としてその Cell に隣接する Cell を次々と調べてゆく. $|\Gamma| > 2$ の Cell は有意な Energy deposite があると判断されて Seed の Cluster に組み入れられる. さらにこの Cell に隣接する Cell も同様な基準で Cluster に組み入れられてゆく. この連鎖が終了するのは $|\Gamma| \leq 2$ となったときである. Jet の Energy を漏らさず足し上げるため, その一つ外側の Cell の Energy も Cluster に含めておく.

この結合法では二つ以上の Seed が結合する場合がある. そのように二山以上の Energy peak が生じる場合については, Cluster の分割を行う.

この手法で作られた Cluster 中には QCD di-jet 事象で約 1.6 個の粒子が対応しており, 後の Jet Finding アルゴリズムの高精度化につながる.

次に上記で構成した Tower や Cluster (ここではまとめて input と呼ぶ) に対して, どの組み合わせが同一の Jet に所属するかの判定を行い, Jet の本数や Energy を求める. ATLAS 検出

器ではこの Jet Finding に, Cone アルゴリズムと k_T アルゴリズムの二つを使用している. 本解析では, k_T アルゴリズムにおいて $R = 0.4$, $g = -1$ とした Anti- k_T 4 Jet を使用している.

Cone アルゴリズム : まず $p_T > 1\text{GeV}/c$ の Seed input を見つけ, それを中心とした $R = 0.4$ の円を描く. その中に入っている input に対して重心を計算し, 今度は円の中心をそこへ移す. また同じようにそこで重心を計算し直し, 中心を移す作業を行う. これを繰り返すと最終的に円は安定な場所へ移動し動かなくなる. これで Jet を一つ見つけることが出来る.

次いで新たな Seed input を見つけて同様のことを繰り返し, また Jet を定義する.

この手法では Jet が重なってしまうことがある. その場合, 重なり部分の Energy が Jet の 50%を超える場合は二つの Jet を結合し, 50%未満の場合は重なり部分の中心線で分割を行う.

k_T アルゴリズム : k_T アルゴリズムは, パートンの分割を逆に辿ることにより元の Jet を再現しようとするアイデアに基づいて構成されている [11]. まず, input の組 (i,j) , もしくは input と Beam の組 (i,Beam) に対して距離 d を定義する.

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{2g}, p_{Tj}^{2g}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (3.5)$$

$$d_{i\text{Beam}} = p_{Ti}^{2g} \quad (3.6)$$

ここで $R_{ij} = \sqrt{(\phi_i - \phi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2}$ である. 定数については $R = 0.4$, $g = -1$ (Anti- k_T アルゴリズムの場合) を使用している.

この d を全ての input に対して計算してやる. その中で一番小さいものが d_{ij} だった場合は, (i, j) の input を 4 元ベクトルとして足し合わせて新たな input k として加える. もし一番小さいものが $d_{i\text{Beam}}$ だった場合は, その input i は Jet であると判断され, 以降, input のリストからは消去される.

これを全ての input が消えるまで繰り返すことで, Jet を構成してゆく.

距離 d の値は,

- (i, j) の物理的な距離 R_{ij} が近いほど小さく,
- p_{Ti} と p_{Tj} が大きいほど小さい.

これは大きな Energy を持つ input で, 実際の距離が近いものを優先的に結合してゆくことで, Jet を再構成するアルゴリズムである. 本解析では p_T が大きいものから優先的に結合することでノイズの影響を受けにくくした, $g = -1$ の Anti- k_T アルゴリズムを使用している.

Jet の Calibration

Jet は $\pi^{\pm,0}$, $K^{\pm,0}$ などの粒子が入り交じって構成されている. さらにそれらが ν を含んだ崩壊を生じたりすると, それは Missing Energy となる. また原子核の崩壊に消費される

Energy もあり, Hadronic Jet の Energy にはそれらに対する補償が必要になる¹. その一方で, Electron や Photon によって作られる EM Jet にはそのような Missing Energy が無いが, この場合でも検出器の構造材に吸収される Energy があり, それも場所ごとに補償しなくてはならない.

ATLAS 検出器で行われる Calibration は, 大きく三つに大別される [12, 13].

EM+JES Calibration : Jet の p_T, η の関数として非線形的な補正を掛ける手法である. 補正量はモンテカルロシミュレーションによって決定する. Jet 全体をひとまとめにして扱うので以下で述べる方法に比べると簡略である.

Global Calibration : ATLAS では H1-method と呼ばれている. Jet 中の Calorimeter Cell ごとの Energy density ρ の関数として補正を行う手法である.

$$E_{calibrated} = \sum_{i=Cells} w_i(\rho) \times E_i \quad (3.7)$$

EM Jet は Hadronic Jet と比べて細く (Molière 半径程度の太さになる. LAr で 10cm), ρ が大きい. 反対に Hadronic Jet は太く広がる ($\Delta R \sim 0.4$ 程度) 傾向があり, ρ は小さくなる. そこで ρ の関数として補正量を決定することが出来る.

$w_i(\rho)$ はモンテカルロシミュレーションによって, Truth Jet p_T に対する差違を小さくするように決定される.

Local Calibration : Topological Clustering アルゴリズムと併用して使う Calibration 手法である. 一つの Topological Cluster は, 約 1.6 個の粒子に対応している. そこで Cluster 一つ一つに対して, EM-like か Hadron-like かを Jet の深さ方向の広がりなどから判定し, それに応じた補正を掛ける.

この補正は Jet Finding の前に行うことで, より正しい input を Topological Clustering アルゴリズムに与えてやることが可能である.

以上三つの補正法について述べたが, 本解析では一番簡単な EM+JES Calibration 法を使用している. その際 Jet Energy Scale(JES) に不定性が付いてしまうが, これが Jet に関する主要な系統誤差となっている.

Jet の ID に用いる変数

Jet の ID には以下の変数を用いる.

p_T, η : Jet に属する input の重心を用いる. p_T は Hadronic Scale での値を使用する. (e/h による補正を掛ける前の値は, EM p_T と呼ぶことにする.)

Time : Cell ごとの Jet 到達時間を Energy を用いて加重平均した値.

EMFraction : Jet の全 Energy に対する EM Calorimeter の Energy の割合.

N90 : Jet の全 Energy のうち 90%を構成する Cell の最小数.

¹同一 Energy の Electron と Hadron が, 実際に Calorimeter に落とす Energy の比を e/h と呼び, 1.2 の値をとる.

FMax : Calorimeter Layer ごとに見たとき最大の Energy を持つものが, Jet Energy 全体に対して占める割合.

HECFraction : Jet の Energy のうち HEC が占める割合.

Quality : LAr で記録している Pulse shape と予想される Pulse shape の差の二乗値で判断される Jet の品質. 0 に近い時に正常, 1 に近い時はノイズによるものである可能性が高い.

NTracks : Jet から $\Delta R < 0.4$ にある Good Track の本数.

Jet の Object Definition

Jet の Object Definition を表 3.4 にまとめる. 基本的に η, ϕ のカットのみであるが, 第 5 章で述べるように, E_T が正常な事象のみを選び出すための “Event Cleaning” という操作を行う. この際に前項目で述べた各種変数を利用する.

表 3.4: Jet の Object Definition

項目
Antik _T 4Topo(EM+JES)
$p_T > 20\text{GeV}/c$
$ \eta < 2.5$

3.4.2 Electron

Electron の Reconstruction

Electron も Jet と同様に, Tower を作り Cell をまとめた後に探索を開始する. Tower は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ ごとに, 深さ方向の情報や細かい Cell の Energy を射影して作る. 次にその Tower に対して, Sliding Window 法を使い Electron candidate を探す. これは 5×5 の Tower から構成される Window をずらしながらその中に含まれる E_T を計算し, Threshold (3GeV) を超えるところを Electron candidate とする手法である. 見つけたら, 3×3 の少し小さな Tower に切り替えて詳細な位置と Energy を計算する.

もし複数の Electron candidate が見つかり, 両者の距離が $\Delta R = 2.2$ 以内だった場合には, E_T の大きな方を採用し, もう一方は捨てる.

この手法は Electron shower の形状が十分に細く毎回同程度の太さ (Molière 半径) になる性質を利用しており, Hadronic Jet よりもはるかに簡単なものとなっている.

Electron はさらに, Track との一致を要求する. このときの探索範囲は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.10$ である. さらに, Cluster の Energy E と Track の運動量 p の比が, $E/p < 10$ であることも要求する. このような Track が存在している場合で, かつその Track が Photon の Conversion でないとき, 両者が一致したと判断する.

Fake Electron

Electron channel では, SUSY 粒子が崩壊して出てくる Electron を要求する. しかしそれ以外にも Electron が誤って Reconstruction されてしまう場合や, Jet と Isolate していない Electron が Reconstruction されてしまう場合などがあり, これら望まれない Electron はまとめて Fake Electron と呼んでいる. 以下に, Fake Electron として Reconstruction されうる事象を挙げる.

Non-isolated Electron : b-quark や c-quark を含む Hadron の崩壊で生じるもの. これら Hadron は Jet 中で生成されるので, Electron も Jet と近い位置に検出される. そのため, “Non-isolated Electron” と呼ばれる.

Background Electron : π^0/η^0 の Dalitz decay($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ 等) や, γ の conversion で生じる Electron.

Non-electron : π^\pm が作る Track が, たまたま γ の EM Tower に一致してしまうことで作られる偽の Electron.

この中で最も割合として多いのは γ の Conversion である (Background Electron 中 98% がこれによるもの). Inner Tracker やサービス等により最大 $2X_0$ (X_0 は Radiation length) の物質量に達する η 範囲があり, そのようなところで頻繁に Conversion が生じる.

Electron の ID に用いる変数

p_T, η : η は Cluster の中心と真の中心が一致していない. そのための補正が必要であり, それが掛けられた後の値を η とする.

$\eta^{cluster}$: 前述の補正を行わない段階での η .

Author : Electron, Photon の Reconstruction を行ったアルゴリズムを識別する数字. 1:Electron, 2:Photon, 3:Soft Electron となっており, 通常 “1 もしくは 3” の条件で Electron を選ぶ.

OQ : Object Quality の略. LAr の HV が正常でなかったり, LAr の出力を光ファイバーで送信する部品 (Optical Transmitter:OTx) が故障しているマップが作られており, その情報を元に Electron の Quality を返す (細かい EM Jet で顕著な問題なので, Electron でのみチェックする). 1:正常, 2:異常な HV だが使用可能, 3:HV が掛かっていないか, OTx が故障しているので使用不可.

RobustMedium, RobusterTight : Electron と Fake Electron の区別を与える.

RobustMedium は, HCAL の Energy leakage や EM shower shape が正しいかといった Electron ID に必要なカットを掛けた後, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ から来る Fake を捨てるため, 1 番目の Peak と 2 番目の Peak, それにその間の谷の高さ等を評価する. Track の品質についても評価を行い, Pixel Tracker や SCT に一定以上の Hit があることを要求する.

RobusterTight は上記に加え, γ の Conversion による Fake を落とすため Pixel Tracker 第一層に Hit を要求する. さらに Track と Cluster 間の η, ϕ の一致を厳しく要求し, TRT

での Hit が遷移輻射によるもの (高い Threshold をパスする) であることを要求し, Fake を一層落としている.

それらの条件を通過した Electron をそれぞれ RobustMedium Electron, RobusterTight Electron と呼ぶ.

E_T cone20 : $\Delta R < 0.2$ 以内の Cell E_T の合計. ただし, Electron に対応する Cluster の E_T は除いて計算する.

Electron の Object Definition

Electron は細い Jet を作るので, 物質量の多い箇所当たると Energy の測定を正確に行えない. そのような箇所は “Crack Region” ($1.37 < |\eta^{cluster}| < 1.52$) と呼ばれており, そこに飛び込んだ Electron は Crack Electron と呼ばれる. Crack Electron が存在すると \cancel{E}_T が正確に計算出来ないため, その事象は使用せずに捨てることにする.

表 3.5, 3.6 に Electron, CrackElectron の Object Definition をまとめる. Electron は Object Definition の段階では RobustMedium を使用しているが, 1 lepton cut を課す際には QCD 事象を落とすために RobusterTight へと強めた条件を課す.

表 3.5: Electron の Object Definition

項目
Author = 1 または 3
$p_T > 10\text{GeV}/c$
$ \eta^{cluster} < 2.47$ (ただし $1.37 < \eta^{cluster} < 1.52$ は除く)
RobustMedium
OQ \neq 3

表 3.6: Crack Electron の Object Definition

項目
Author = 1 または 3
$p_T > 10\text{GeV}/c$
$1.37 < \eta^{cluster} < 1.52$
RobustMedium
OQ \neq 3

3.4.3 Muon

Muon の Reconstruction

Muon は Tracker の情報から Reconstruction される。ATLAS 検出器には前述の通り, Muon spectrometer と Inner Tracker の二つの Tracker が存在する。しかし Inner Tracker には Electron や Jet 中の π^\pm 等が作る Track が大量にあり, Muon を識別することは難しい。そこで Calorimeter より外側に設置され, Electron や Hadron が十分に落ちている Muon Spectrometer での Hit を Muon の条件として課す。

Muon Spectrometer と Inner Tracker の情報を併せて用いる Muon reconstruction アルゴリズムは大きく二つ存在する。

MuTag : p_T が小さい Muon の Reconstruction に使われる。Inner Tracker で Reconstruction された Track を Muon Spectrometer まで延長し, その先に Hit が存在することを要求する。

STACO(STAtical COmbined) muon : Inner Tracker で Reconstruction された Track と Muon Spectrometer で Reconstruction された Track (MuonBoy アルゴリズムによる) の情報を平均することで精度を上げる手法である。この際, 平均の重み付けを Error Matrix (Covariance Matrix) を利用して行う。そのため “Statical” の名前が付いている。この手法は Muon Spectrometer での Track reconstruction が必要なので, MuTag よりも高い p_T の Muon を対象としている。

本解析では $p_T > 20\text{GeV}/c$ の Muon を使用するので, STACO アルゴリズムを用いる。

Fake Muon

Muon にも Fake が存在する。Fake Muon の成因を以下に挙げる。

Punch through : π^\pm はほぼ Muon と同様な性質を持っている。これが Hadron Calorimeter で吸収されずに突き抜け, Muon Spectrometer に軌跡を残した場合, μ^\pm として Reconstruction される。

π^\pm の Decay in flight : π^\pm が Decay in flight を起こすと Muon が生じる。

Hadron の decay : b-quark や c-quark などの Heavy flavor からなる Hadron が崩壊した際に Muon が生じる。

Muon の ID に用いる変数

p_T, η : STACO アルゴリズムによって Muon Spectrometer と Inner Detector が Reconstruction した結果を Combine して得られた値を用いる。

$p_T\text{cone20}$: $\Delta R < 0.2$ に存在する Track p_T の合計。自分自身の Track p_T は除いた値。

IsCombined : Muon Spectrometer と Inner Detector の Track が Combine された Muon であることを示す。

χ_{match}^2 : Muon Spectrometer と Inner Detector でそれぞれ測定したパラメータの一致度合い.

$p_{T,MS}$: Muon Spectrometer で測定した p_T .

$p_{MS}^{extrapol.}$: Muon Spectrometer に Extrapolate した Track の p_T .

p_{ID} : Inner Detector で測定した運動量 p .

NPixelHits : Pixel Tracker の Hit 数.

NSCTHits : SCT の Hit 数.

NTRTHits : TRT の Hit 数.

NTRTOutlierHits : TRT で Track から離れすぎているので Reconstruction には使用されなかったが, Hit の候補として残っている Hit 数.

NTRTTotalsHits : NTRTHits+NTRTOutlierHits.

Muon の Object Definition

Muon は Track 情報から Reconstruction されるので, そのパラメータについてカットを行うことで Fake Muon を落としてゆく. 表 3.7 に Muon の Object Definition をまとめる. Tracker に正しい Hit があることや, $p_{Tcone20}$ が小さいことを要求して Fake Muon やノイズで生じた Track を落とす. また Inner Detector と Muon Spectrometer で測定した運動量 p の一致を要求し, Decay in flight を減らしている.

表 3.7: Muon の Object Definition

項目
STACO Muon IsCombined = True $p_T > 10\text{GeV}$ $ \eta < 2.4$ $p_{Tcone20} < 1.8\text{GeV}/c$ $\chi_{match}^2 < 150$ $p_{T,MS} < 50\text{GeV}/c$ ならば, $(p_{MS}^{extrapol.} - p_{ID}) > -0.4p_{ID}$ NPixelHits ≥ 1 NSCTHits ≥ 6 $ \eta < 1.9$ ならば, NTRTTotalsHits > 5 かつ NTRTOutlierHits $< 0.9 \times \text{NTRTTotalsHits}$ $ \eta \geq 1.9$ かつ NTRTTotalsHits > 5 ならば, NTRTOutlierHits $< 0.9 \times \text{NTRTTotalsHits}$

3.4.4 \cancel{E}_T

$\cancel{E}_T(\text{Missing } E_T; \text{MET})$ は SUSY 探索において重要な役割を占める。しかしその一方、様々な Object の Reconstruction が成功していないと正確に構成出来ない物理量であるため、計算が難しい。

ATLAS 検出器では、いくつかのコンポーネントに分けて \cancel{E}_T を構成している。基本的にすべて Reconstruction した Object のベクトル和に負号を付けたものとなっている。

$$\cancel{E}_T = \cancel{E}_T(\text{Jet, EMJES}) \quad (3.8)$$

$$+ \cancel{E}_T(\text{Electron}) \quad (3.9)$$

$$+ \cancel{E}_T(\text{Muon}) \quad (3.10)$$

$$+ \cancel{E}_T(\text{CellOut, EMJES}) \quad (3.11)$$

ここで、それぞれのコンポーネントは以下のように構成されている。

$\cancel{E}_T(\mathbf{Jet, EMJES})$: $\text{Anti}k_T \text{TopoJet}$ を EM+JES Calibration で補正したときのベクトル和。 $p_T > 20 \text{GeV}/c$ の Jet のみ計算に使用している。

$\cancel{E}_T(\mathbf{Electron})$: Electron による E_T 。 RobustMedium を通過した Electron について計算している。

$\cancel{E}_T(\mathbf{Muon})$: Muon による E_T 。 Object Definition と同じ Muon を用いて計算している。

$\cancel{E}_T(\mathbf{CellOut, EMJES})$: これまでの \cancel{E}_T コンポーネントで使われなかった Cell の E_T のベクトル和を取ったもの。 EM+JES Calibration で補正している。

3.5 Luminoisty の測定

ATLAS 検出器は独自に Luminosity の測定を行っている。この測定により得られた値を用いてモンテカルロサンプルの規格化を行いデータとの比較を行うため、Luminosity はデータの取得と並んで重要な物理量である。

ATLAS 検出器の Luminosity 測定は以下で述べるように、大きく 3 つの異なる手法で行われる。特に一つ目の手法については多数のコンポーネントやアルゴリズムによって相互に値を監視し合う仕組みになっており、信頼性の向上が図られている。

2010 年の測定では、三つ目の手法である光学定理による Luminosity 測定手法は使用せず、一つ目の方法を二つ目の方法で Calibration し、Luminosity を求めている [14]。付随する系統誤差は 11% である。

3.5.1 モンテカルロシミュレーションに依存する方法

Luminosity \mathcal{L} は下式で定義できる。

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f_r}{\sigma_{inel}} \quad (3.12)$$

ここで μ は Bunch 交差一回当たりにかかる Inelastic 散乱の平均回数、 n_b は Bunch 数、 f_r は LHC の周回周波数 ~ 11.2 MHz、 σ_{inel} は Inelastic 散乱の散乱断面積である。

この式から \mathcal{L} を求めるためには、 σ_{inel} と μ を知れば良い。

μ を測定する代表的な検出器は LUCID である。これは $|\eta| \sim 6$ に設置されたガスチェレンコフ検出器であり、5 層 40 本からなっている。陽子陽子衝突で作られる π^\pm 等がガスを通過する際に発するチェレンコフ光を PMT で検出することにより μ を測定する。

σ_{inel} の値はモンテカルロシミュレーションを用いて評価するが、当然大きな不定性が伴う。この不定性は $\sim 20\%$ と見積もられており、何らかの方法で補正を行う必要がある。

3.5.2 ビーム形状、ビーム電流により計算する方法

前項目で述べた Luminosity 測定の Calibration を行うために、Luminosity の絶対値測定を行う Run が行われた。測定は以下の式に基づいて行われる。

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r \cdot (I_1 I_2)}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} \quad (3.13)$$

ここで、 I_1, I_2 はビーム 1, 2 それぞれの Bunch に入っている陽子の平均数、 Σ_x, Σ_y はビームの x, y 方向の大きさである。

I_1, I_2 は、FBCT (Fast Beam Current Transformer) や DCCT (DC Current Transformer) で測定されるビーム電流から決定される。前者は Bunch ごとのビーム電流測定が可能である。

DCCT は出力に存在するオフセットがドリフトしていることが確認されている。FBCT の絶対値 Calibration は DCCT に頼っているので、DCCT のみならず FBCT の Calibration にもこのドリフトによる不定性が残り、これがビーム 1 本当たり 5%、2 本分で 10% になる。

ビーム形状の測定は、Van der Meer スキャンと呼ばれる手法で行う。これはビームを x, y 方向に少しずつ振り、それによる衝突頻度変化を見ることでビーム密度を推測する方法であ

る。測定結果によればビーム密度はほぼ完全な Gaussian の形状をしており, $\Sigma_{x,y} \sim 80\mu\text{m}$ となっている。

この測定により Luminosity の絶対値が得られるので, これを用いて σ_{inel} を Calibration することが出来る。ビーム電流測定により系統誤差が決定されていて, Luminosity 換算で 11% となっている。

3.5.3 光学定理を使用する方法

この測定は Inelastic 散乱ではなく, 電磁気力や強い相互作用による Elastic 散乱を利用して Luminosity の測定を行う。Elastic 散乱は反跳が小さい現象 ($|t| \ll 1$) であるため, $|\eta| \sim 12$ の超前方に ALFA という検出器が備え付けられている [15]。反跳した陽子分布を運動量移行 t の関数として求め, 光学定理を用いて Luminosity を求める。

ALFA は多数のシンチレーションファイバーをまとめて, 陽子の Track を検出する。ただし大きな $|\eta|$ を実現するために, ビームから 1~2 mm の距離まで近づけてそれらを設置する必要がある。そこで Roman Pot と呼ばれる金属容器に格納され, ビームパイプの真空を汚さないようにした上でビームにまで近づけられるよう細工がされている。

この測定では, 2 – 3% の精度で Luminosity が測定出来る見込みである。

3.6 データ測定

2010年のデータ測定は、2010年3月30日から2010年11月4日までの、のべ219日間に渡って行われた。図3.22は、3月30日の初衝突の際に観測された事象のイベントディスプレイである。

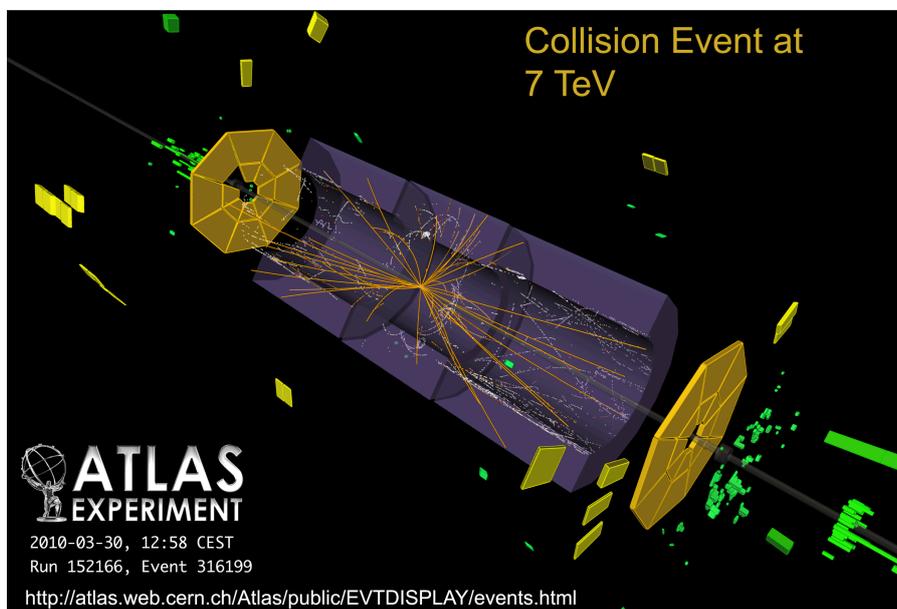


図 3.22: 2010年3月30日に7 TeVにおける陽子陽子衝突が初めて観測された際のイベントディスプレイ。ミニマムバイアス事象と解釈される。

重心系エネルギーは、 $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ で固定され、積分 Luminosity 約 45pb^{-1} のデータを取得した。このうち、ATLAS 検出器の状態が良好であり、直ちに解析に用いることが出来る分量は約 34pb^{-1} であった。

測定は加速器の整備を間に挟みつつ、Period A から Period I までの9つの期間で行われた。後半になるに従い、Luminosity も急激に増加していった。本研究では、積分 Luminosity が小さく Trigger 条件も異なる Period A から Period D までを使わず、Period E から Period I までのデータを用いて解析をする。Period A-D までを捨てることで失われたデータ量は 1pb^{-1} 未満である。

データ測定は、衝突事象が Trigger を鳴らすことでスタートする。処理されたデータは、物理的に同様な Trigger ごとにまとめられた “Stream” という単位で管理される。そのため、自分の解析に必要な Trigger が納められている Stream を選ぶ必要がある。本解析では、

Electron Mode : Egamma stream

Muon Mode : Muons stream

Fake 等 Jet の研究 : JetTauEtmisss stream

を解析に使用する。

Luminosity が向上すると、Threshold の低い Trigger は非常に高い頻度で鳴ってしまう。それらは ATLAS 検出器がターゲットとしている新物理とは異なり、QCD di-Jet イベントなど

の既知の物理によって引き起こされる。これをすべて解析・記録しているとリソースが不足してしまうので、Luminosityにあわせて、低い Threshold の Trigger には Prescale が掛けられる。たとえば Prescale が 1000 の Trigger は 1000 回鳴ったうち 1 回分しか記録されない。

本研究では新物理探索のために十分な統計量が必要であり、Prescale がかかっていない Trigger を適宜選択する必要がある。この Trigger は各 Period, Stream ごとに決められている (表 3.8, 3.9 を参照)。

LHC で陽子が詰まった Bunch 同士を衝突させて数時間すると、次第に密度が失われてゆく。そのため、古い Bunch を Beam dump に捨て、新しい Bunch を入れて (Fill) 再度衝突を起こす。この新しい Bunch を入れてから Beam dump に捨てるまでの間は数時間のスパンで繰り返され、LHC の Luminosity を保っている。毎回の Fill ごとにユニークな番号が付けられ、それを Run と呼ぶ。

Bunch を新規に Fill した後、Beam が安定すると、ATLAS 検出器の記録が開始される。しかしいくつかの検出器が稼働しない場合もあり、そのような期間は後から取り除いてやる必要がある。そのため一つの Run は、さらに細かく数分単位の “LumiBlock” という区切りに分けられており、それぞれで検出器の状態が記録されている。

問題のある LumiBlock は後からマスクを掛けて使用しないようにすることで、データの品質を保つ。そのためマスクは、Good Runs List (GRL) と呼ばれている。これを掛けた後のデータが、解析に使用可能な Luminosity となる。

以上に述べた事項を表 3.8,3.9 にまとめた。

表 3.8: Period ごとの実験データと解析設定のまとめ (Electron channel). 事象数は Reconstruction に成功し, AOD ファイルに書き出されたもののみを計上している. また Luminosity には, Reconstruction を失敗し失われた事象数によって補正した値を表記しているが, この補正量は $< 0.05\%$ である. モンテカルロサンプルには, EF_e10_medium trigger を使用する.

Period	Run	Lumonsity (pb^{-1} ;GRL)	Stream	事象数 (Total)	事象数 (GRL)	Trigger
E	160387-161948	0.94001	Egamma	41991462	34631035	EF_g17_etcut
F	162347-162882	1.71214	Egamma	23856119	21475665	EF_e15_medium
G	165591-166383	5.65517	Egamma	21070099	15535718	EF_e15_medium
H	166466-166964	7.03345	Egamma	9234677	7518527	EF_e15_medium
I	167575-167844	19.0989	Egamma	19664055	16130038	EF_e15_medium
合計	-	34.4397	Egamma	115816412	95290983	-

表 3.9: Period ごとの実験データと解析設定のまとめ (Muon channel). 事象数は Reconstruction に成功し, AOD ファイルに書き出されたもののみを計上している. また Luminosity には, Reconstruction を失敗し失われた事象数によって補正した値を表記しているが, この補正量は $< 0.02\%$ である. モンテカルロサンプルには, EF_mu10_MSonly trigger を使用する.

Period	Run	Lumonsity (pb^{-1} ;GRL)	Stream	事象数 (Total)	事象数 (GRL)	Trigger
E	160387-161948	0.94009	Muons	57444050	47001404	EF_mu10_MSonly
F	162347-162882	1.54836	Muons	28607051	25620713	EF_mu10_MSonly
G	165591-166383	5.65179	Muons	32358318	24353579	EF_mu13
H	166466-166964	7.04646	Muons	12810841	10411918	EF_mu13
I	167575-167844	19.0989	Muons	26024782	21453222	EF_mu13_tight
合計	-	34.2856	Muons	157245042	128840836	-

3.7 モンテカルロシミュレーション

モンテカルロシミュレーションは、以下の四つの行程を通して作られる。

Event Generation : ファインマンダイアグラムから計算される各事象の微分断面積に従って、生成される粒子の運動量と方向をシミュレーションする (Matrix Element の計算). その際放出されるパートン (クォーク, グルーオン) は、その後、確率過程に従ってパートンを放出し、シャワーを起こし多数の Jet を作る (Parton shower). パートンが摂動論的に扱えなくなってくると、そこより先は、パートンをクォークペアからなる安定粒子にする過程 (Hadronization) を半経験的手法で行う。

Geant4 Simulation : Event Generator によって作られた粒子が、ATLAS 検出器で起こす反応をシミュレーションする。検出器のジオメトリ情報には、詳細な物質や磁場マップが適用されている。これらは実験データが貯まるごとにそれを用いて修正され、一層精度の向上が図られている。

Digitization : 次に、検出器の応答シミュレーションが行われる。Geant4 シミュレーションにより、各検出器の各セグメントに落とされる Energy が分かるが、実際には有限の分解能のために測定値は揺らぐ。そこであらかじめ測定しておいた分解能に従って Energy をランダムに振り、実際の検出器の振る舞いを再現する。

Reconstruction : 以上までで、データと同じ現象をコンピュータ上に再現することが出来た。ここでは、その現象に対しデータと同様の解析を適用する。

3.7.1 使用したモンテカルロサンプルの一覧

標準理論由来のバックグラウンド事象数を見積もるために使用したモンテカルロサンプルの一覧を表 3.10 - 3.13 にまとめる。特に別記しない限り、以下の解析はすべてこのサンプルを使用して解析を行う。

モンテカルロに対する解析を行う際、GRL は適用せず全ての事象を使用する。Trigger は、

Electron channel : EF_e10_medium

Muon channel : EF_mu10_MOnly

を使用する。

Leading Order(LO) での断面積 σ_{LO} と K-factor(Next Leading Order(NLO) と LO の生成断面積の比) をかけ算して求めた断面積 σ を使用して、モンテカルロサンプルをスケールする。

$$\sigma = k \cdot \sigma_{LO} \quad (3.14)$$

- Pythia0Jet - Pythia6Jet の数字は、Leading Jet の p_T カットの値を示している (表 5.27).
- W, Z サンプルの数字は、Hard process に追加される Parton の数を表している。
- $t\bar{t}$ サンプルは、両方の t が Hadronic に崩壊する Full hadronic decay サンプルと、少なくとも一つが Leptonic decay をする事象を抜き出したサンプルがある。解析では両者を加え合わせて使用する。

表 3.10: 標準理論過程のモンテカルロサンプルの一覧. QCD プロセスは, Electron channel で PythiaXJet, Muon channel で PythiaMuonXJet と, Channel ごとに異なったサンプルを使用する.

サンプル名	ファイル名	σ_{LO} (pb)	K- factor	事象数
Pythia0Jet	mc09_7TeV.105009.J0_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	9.753×10^9	-	1.4M
Pythia1Jet	mc09_7TeV.105010.J1_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	6.730×10^8	-	1.4M
Pythia2Jet	mc09_7TeV.105011.J2_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	4.119×10^7	-	1.4M
Pythia3Jet	mc09_7TeV.105012.J3_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	2.193×10^6	-	1.4M
Pythia4Jet	mc09_7TeV.105013.J4_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	8.785×10^4	-	1.4M
Pythia5Jet	mc09_7TeV.105014.J5_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	2.329×10^3	-	1.4M
Pythia6Jet	mc09_7TeV.105015.J6_pythia_jetjet .merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306	33.85	-	1.3M
Pythia Muon0Jet	mc09_7TeV.109276.J0_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	8.157×10^5	-	500k
Pythia Muon1Jet	mc09_7TeV.109277.J1_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	8.197×10^5	-	500k
Pythia Muon2Jet	mc09_7TeV.109278.J2_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	2.207×10^5	-	500k
Pythia Muon3Jet	mc09_7TeV.109279.J3_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	2.893×10^4	-	500k
Pythia Muon4Jet	mc09_7TeV.109280.J4_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	1.939×10^3	-	500k
Pythia Muon5Jet	mc09_7TeV.109281.J5_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	68.01	-	500k
Pythia Muon6Jet	mc09_7TeV.209435.J6_pythia_jetjet_1muon .merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	1.139	-	10k

表 3.11: 標準理論過程のモンテカルロサンプルの一覧 (続き).

サンプル名	ファイル名	σ_{LO} (pb)	K- factor	事象数
WenuNp0	mc09_7TeV.107680.AlpGenJimmyWenuNp0 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	6913.3	1.20	1.4M
WenuNp1	mc09_7TeV.107681.AlpGenJimmyWenuNp1 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306	1293.0	1.20	260k
WenuNp2	mc09_7TeV.107682.AlpGenJimmyWenuNp2 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306	377.10	1.20	190k
WenuNp3	mc09_7TeV.107683.AlpGenJimmyWenuNp3 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306	100.90	1.20	50k
WenuNp4	mc09_7TeV.107684.AlpGenJimmyWenuNp4 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306	25.300	1.20	13k
WenuNp5	mc09_7TeV.107685.AlpGenJimmyWenuNp5 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306	6.9000	1.20	3.5k
WmunuNp0	mc09_7TeV.107690.AlpGenJimmyWmunuNp0 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	6935.4	1.20	1.4M
WmunuNp1	mc09_7TeV.107691.AlpGenJimmyWmunuNp1 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	1281.2	1.20	260k
WmunuNp2	mc09_7TeV.107692.AlpGenJimmyWmunuNp2 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	375.30	1.20	190k
WmunuNp3	mc09_7TeV.107693.AlpGenJimmyWmunuNp3 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	101.10	1.20	51k
WmunuNp4	mc09_7TeV.107694.AlpGenJimmyWmunuNp4 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	25.700	1.20	13k
WmunuNp5	mc09_7TeV.107695.AlpGenJimmyWmunuNp5 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	7.0000	1.20	3.5k
WtaunuNp0	mc09_7TeV.107700.AlpGenJimmyWtaunuNp0 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	6835.8	1.20	1.4M
WtaunuNp1	mc09_7TeV.107701.AlpGenJimmyWtaunuNp1 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	1276.8	1.20	250k
WtaunuNp2	mc09_7TeV.107702.AlpGenJimmyWtaunuNp2 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	376.60	1.20	130k
WtaunuNp3	mc09_7TeV.107703.AlpGenJimmyWtaunuNp3 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	100.80	1.20	50k
WtaunuNp4	mc09_7TeV.107704.AlpGenJimmyWtaunuNp4 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	25.700	1.20	13k
WtaunuNp5	mc09_7TeV.107705.AlpGenJimmyWtaunuNp5 _pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1250_r1260	7.0000	1.20	4.0k

表 3.12: 標準理論過程のモンテカルロサンプルの一覧 (続き).

サンプル名	ファイル名	σ_{LO} (pb)	K- factor	事象数
ZeeNp0	mc09_7TeV.107650.AlpgenJimmyZeeNp0 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	661.90	1.17	300k
ZeeNp1	mc09_7TeV.107651.AlpgenJimmyZeeNp1 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	133.30	1.17	63k
ZeeNp2	mc09_7TeV.107652.AlpgenJimmyZeeNp2 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	40.300	1.17	19k
ZeeNp3	mc09_7TeV.107653.AlpgenJimmyZeeNp3 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	11.200	1.17	5.5k
ZeeNp4	mc09_7TeV.107654.AlpgenJimmyZeeNp4 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	2.7000	1.17	1.5k
ZeeNp5	mc09_7TeV.107655.AlpgenJimmyZeeNp5 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	0.8000	1.17	0.50k
ZmumuNp0	mc09_7TeV.107660.AlpgenJimmyZmumuNp0 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	657.70	1.17	300k
ZmumuNp1	mc09_7TeV.107661.AlpgenJimmyZmumuNp1 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	132.80	1.17	63k
ZmumuNp2	mc09_7TeV.107662.AlpgenJimmyZmumuNp2 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	39.600	1.17	19k
ZmumuNp3	mc09_7TeV.107663.AlpgenJimmyZmumuNp3 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	11.100	1.17	5.5k
ZmumuNp4	mc09_7TeV.107664.AlpgenJimmyZmumuNp4 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	2.8000	1.17	1.5k
ZmumuNp5	mc09_7TeV.107665.AlpgenJimmyZmumuNp5 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	0.8000	1.17	0.50k
ZtautauNp0	mc09_7TeV.107670.AlpgenJimmyZtautauNp0 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	657.40	1.17	300k
ZtautauNp1	mc09_7TeV.107671.AlpgenJimmyZtautauNp1 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	133.00	1.17	63k
ZtautauNp2	mc09_7TeV.107672.AlpgenJimmyZtautauNp2 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	40.400	1.17	19k
ZtautauNp3	mc09_7TeV.107673.AlpgenJimmyZtautauNp3 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	11.000	1.17	5.5k
ZtautauNp4	mc09_7TeV.107674.AlpgenJimmyZtautauNp4 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	2.9000	1.17	1.5k
ZtautauNp5	mc09_7TeV.107675.AlpgenJimmyZtautauNp5 _pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306	0.7000	1.17	0.50k

表 3.13: 標準理論過程のモンテカルロサンプルの一覧 (続き).

サンプル名	ファイル名	σ_{LO} (pb)	K- factor	事象数
McAtNlo (Leptonic)	mc09_7TeV.105200.T1_McAtNlo_Jimmy _merge.AOD.e510_s765_s767_r1302_r1306	80.201	1.11	1.0M
McAtNlo (Hadronic)	mc09_7TeV.105204.TTbar_FullHad_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e540_s765_s767_r1302_r1306	64.046	1.17	150k
SingleTopTenu (t-channel)	mc09_7TeV.108340.st_tchan_enu_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e508_s765_s767_r1302_r1306	7.152	1.0	10k
SingleTopTmunu (t-channel)	mc09_7TeV.108341.st_tchan_munu_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e508_s765_s767_r1302_r1306	7.176	1.0	10k
SingleTopTtaunu (t-channel)	mc09_7TeV.108342.st_tchan_tanu_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e508_s765_s767_r1302_r1306	7.128	1.0	10k
SingleTopSenu (s-channel)	mc09_7TeV.108343.st_schan_enu_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	0.4685	1.0	10k
SingleTopSmunu (s-channel)	mc09_7TeV.108344.st_schan_munu_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	0.4684	1.0	10k
SingleTopStaunu (s-channel)	mc09_7TeV.108345.st_schan_tanu_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e534_s765_s767_r1302_r1306	0.4700	1.0	10k
SingleTopW (s-channel)	mc09_7TeV.108346.st_Wt_McAtNlo _Jimmy.merge.AOD.e508_s765_s767_r1302_r1306	14.581	1.0	15k
DibosonWW	mc09_7TeV.105985.WW_Herwig _Jimmy.merge.AOD.e521_s765_s767_r1302_r1306	11.75	1.52	250k
DibosonZZ	mc09_7TeV.105986.ZZ_Herwig _Jimmy.merge.AOD.e521_s765_s767_r1302_r1306	0.977	1.20	250k
DibosonWZ	mc09_7TeV.105987.WZ_Herwig _Jimmy.merge.AOD.e521_s765_s767_r1302_r1306	3.432	1.58	250k

表 3.14 - 3.17 に, 解析で使用した SUSY 事象のサンプルの一覧を載せる. 今回の解析では, $\tan \beta$ 等への依存性には目をつぶり, $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ への依存性のみを研究するので, $\tan \beta = 3, A_0 = 0 \text{ GeV}/c^2, \text{sign}(\mu) = +$ に固定し, $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ を変化させたサンプルを使用する.

表 3.14: 解析に使用した SUSY 事象のサンプル. ファイル名は,
mc09_7TeV.XXX.SU_SMASS_GMASS_0.3_herwigpp_susy.merge.AOD.e542_s765_s767_r1302_r1306
(XXX=114013-114216, (SMASS, GMASS)=(m_0 , $m_{\frac{1}{2}}$)) $\tan\beta = 3, A_0 =$
 $0\text{GeV}/c^2, \text{sign}(\mu) = +$.

m_0 (GeV/ c^2)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/ c^2)	σ_{LO} (pb)	事象数	m_0 (GeV/ c^2)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/ c^2)	σ_{LO} (pb)	事象数
1000	100	51.4996	10k	1000	130	13.7888	10k
1000	160	4.7045	10k	1000	190	1.8563	10k
1000	220	0.8251	10k	1000	250	0.4021	10k
1000	280	0.2121	9.0k	1000	310	0.117	6.0k
1000	340	0.0671	4.0k	1080	100	48.9185	10k
1080	130	13.0192	10k	1080	160	4.3502	10k
1080	190	1.6796	10k	1080	220	0.7303	10k
1080	250	0.3484	10k	1080	280	0.18	9.0k
1080	310	0.0973	6.0k	1080	340	0.0548	4.0k
1160	100	46.9747	10k	1160	130	12.3689	9.0k
1160	160	4.0739	10k	1160	190	1.551	9.9k
1160	220	0.6617	10k	1160	250	0.3082	10k
1160	280	0.1562	9.9k	1160	310	0.0827	8.0k
1160	340	0.0458	4.0k	120	100	453.4	10k
120	115	244.9	10k	120	130	140.2	10k
120	145	83.83	10k	120	160	51.79	10k
120	175	32.99	10k	120	190	21.6	10k
120	205	14.444	10k	120	220	9.912	10k
120	250	4.848	10k	120	280	2.477	10k
120	310	1.3314	10k	120	340	0.7392	10k
160	100	379.3	10k	160	115	208.9	10k
160	130	121.48	10k	160	145	73.62	10k
160	160	46.21	10k	160	175	29.68	10k
160	190	19.61	9.9k	160	205	13.265	10k
160	220	9.123	9.9k	200	100	314.1	10k
200	115	175.83	10k	200	130	103.98	10k
200	145	63.86	10k	200	160	40.42	10k
200	175	26.32	10k	200	190	17.524	10k
200	205	11.912	10k	200	220	8.268	10k

表 3.15: 解析に使用した SUSY 事象のサンプル (続き).

m_0 (GeV/c ²)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/c ²)	σ_{LO} (pb)	事象数	m_0 (GeV/c ²)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/c ²)	σ_{LO} (pb)	事象数
200	250	4.136	10k	200	280	2.1606	10k
200	310	1.1792	10k	200	340	0.6583	10k
240	100	258.66	10k	240	115	146.71	10k
240	130	87.92	10k	240	145	54.51	10k
240	160	34.98	10k	240	175	22.94	10k
240	190	15.45	10k	240	205	10.581	10k
240	220	7.392	10k	280	100	215.61	10k
280	115	122.77	10k	280	130	74.06	10k
280	145	46.38	10k	280	160	30.08	10k
280	175	19.91	10k	280	190	13.48	10k
280	205	9.319	10k	280	220	6.545	10k
280	250	3.349	9.0k	280	280	1.7928	10k
280	310	0.99	10k	280	340	0.5653	10k
320	100	181.44	10k	320	115	103.24	10k
320	130	62.65	10k	320	145	39.49	10k
320	160	25.68	10k	320	175	17.129	10k
320	190	11.676	10k	320	205	8.128	10k
320	220	5.756	10k	360	100	154.97	10k
360	115	87.85	10k	360	130	53.29	10k
360	145	33.63	10k	360	160	21.982	10k
360	175	14.728	10k	360	190	10.097	10k
360	205	7.066	10k	360	220	5.024	10k
360	250	2.622	10k	360	280	1.4234	10k
360	310	0.8074	10k	360	340	0.465	10k
400	100	134.24	10k	400	115	75.7	10k
400	130	45.66	10k	400	145	28.745	10k
400	160	18.895	10k	400	175	12.752	10k
400	190	8.728	10k	400	205	6.13	10k
400	220	4.38	10k	40	100	584.9	10k
40	115	304.6	10k	40	130	169.1	10k
40	145	98.65	10k	40	160	59.94	10k

表 3.16: 解析に使用した SUSY 事象のサンプル (続き).

m_0 (GeV/c ²)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/c ²)	σ_{LO} (pb)	事象数	m_0 (GeV/c ²)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/c ²)	σ_{LO} (pb)	事象数
40	175	37.68	9.9k	40	190	24.33	10k
40	205	16.133	10k	40	220	10.963	10k
40	250	5.262	10k	40	280	2.67	10k
40	310	1.4202	10k	40	340	0.7847	10k
440	100	117.95	10k	440	115	65.81	10k
440	130	39.473	10k	440	145	24.915	10k
440	160	16.318	10k	440	175	11.028	9.9k
440	190	7.6	5.0k	440	205	5.306	10k
440	220	3.806	10k	440	250	2.0123	10k
440	280	1.11	10k	440	310	0.6339	10k
440	340	0.3735	10k	520	100	95.176	10k
520	130	30.455	10k	520	160	12.377	10k
520	190	5.726	10k	520	220	2.8816	10k
520	250	1.5383	10k	520	280	0.8569	10k
520	310	0.4927	10k	520	340	0.2929	10k
600	100	80.177	10k	600	130	24.725	10k
600	160	9.693	10k	600	190	4.4205	10k
600	220	2.2066	10k	600	250	1.1766	10k
600	280	0.6575	10k	600	310	0.3813	9.0k
600	340	0.2266	9.9k	680	100	70.15	10k
680	130	20.781	10k	680	160	7.8935	10k
680	190	3.4958	10k	680	220	1.7214	10k
680	250	0.9112	10k	680	280	0.5103	10k
680	310	0.2932	9.0k	680	340	0.1752	9.0k
760	100	63.431	10k	760	130	18.2951	10k
760	160	6.635	10k	760	190	2.8666	10k
760	220	1.3777	10k	760	250	0.717	10k
760	280	0.3997	10k	760	310	0.2296	9.0k
760	340	0.1357	10k	80	100	527	10k
80	115	279.1	10k	80	130	157.6	10k
80	145	92.74	10k	80	160	56.61	10k

表 3.17: 解析に使用した SUSY 事象のサンプル (続き).

m_0 (GeV/c ²)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/c ²)	σ_{LO} (pb)	事象数	m_0 (GeV/c ²)	$m_{\frac{1}{2}}$ (GeV/c ²)	σ_{LO} (pb)	事象数
80	175	35.93	10k	80	190	23.31	10k
80	205	15.473	10k	80	220	10.527	10k
840	100	58.3199	10k	840	130	16.3023	10k
840	160	5.8137	10k	840	190	2.4181	10k
840	220	1.1338	10k	840	250	0.5765	10k
840	280	0.3156	9.0k	840	310	0.1801	7.0k
840	340	0.1058	8.0k	920	100	54.5271	10k
920	130	14.9549	10k	920	160	5.1721	10k
920	190	2.0895	10k	920	220	0.9531	10k
920	250	0.4762	10k	920	280	0.256	10k
920	310	0.1436	9.9k	920	340	0.0836	5.0k

第4章 ATLAS 検出器のパフォーマンスの評価

本研究は Electron, Muon を要求する解析を行う。そのため ATLAS 検出器の Lepton に対する応答をデータを用いて評価することが肝心である。これらの研究は Electron や Muon の専門グループですで行われているが、本研究で用いている Lepton の定義はそれらグループと異なっているので、単純に結果を比較することは出来ない。そこで本研究で用いる定義に基づいて、Lepton に関するパフォーマンス評価を独自に行った。

評価項目は大きく二つある。

一つは Trigger や Reconstruction の成否に関する効率である。真の Lepton であっても、Trigger を鳴らさなければ事象全体が取得されない。その事象が取得されても、その後 Lepton として認識 (ID) されなければ意味がない。これらの効率は、モンテカルロサンプルの規格化定数を議論する際に重要である。そこでこの両者について評価を行った。

二つ目は Fake Lepton が生じる割合 (Fake rate) である。Jet が誤って Lepton として認識されてしまう事象は、QCD 事象が非常に大きな断面積をもつため、SUSY 粒子探索には大きなバックグラウンドとなる。しかしこのような誤認識は、検出器のパフォーマンスに深く関わる上、さらにシミュレーションの不定性も大きい。そこでデータを用いて評価することが不可欠である。

4.1 Lepton Trigger/ID Efficiency の評価

Lepton の Trigger/ID efficiency について、Z 粒子を用いた Tag and Probe 法を用いて評価を行う。

1 lepton mode の代表的な事象として、W 粒子の生成を考える。W 粒子が実際に生成された事象数 N^{true} と実際に W 粒子事象として Reconstruction される事象数 $N^{rec.}$ には、以下のような関係式が書ける。

$$N^{rec.} = N^{true} \times \epsilon^{trig.} \times \epsilon^{ID} \quad (4.1)$$

ここで $\epsilon^{trig.}$ は Trigger がかかる efficiency, ϵ^{ID} は lepton が正しく ID される efficiency である。これらの補正を行わないと正しい N^{true} を導くことは出来ない。

実際には、モンテカルロシミュレーション (MC) との比較を行い、差違を議論する。そのため、重要になるのは以下で定義される Scale Factor(true) である。

$$\text{Scale Factor(true)} \equiv \frac{N_{Data}^{true}}{N_{MC}^{true}} \quad (4.2)$$

これは式 4.1 を用いて書き直せて,

$$\begin{aligned}
\text{Scale Factor(true)} &= \frac{N_{Data}^{true}}{N_{MC}^{true}} \\
&= \frac{N_{Data}^{rec.}}{N_{MC}^{rec.}} \div \frac{\epsilon_{Data}^{trig.}}{\epsilon_{MC}^{trig.}} \div \frac{\epsilon_{Data}^{ID}}{\epsilon_{MC}^{ID}} \\
&= \text{Scale Factor(rec.)} \\
&\div \text{Scale Factor(Trigger)} \\
&\div \text{Scale Factor(ID)} \tag{4.3}
\end{aligned}$$

ここで,

$$\text{Scale Factor(rec.)} = \frac{N_{Data}^{rec.}}{N_{MC}^{rec.}} \tag{4.4}$$

$$\text{Scale Factor(Trigger)} = \frac{\epsilon_{Data}^{trig.}}{\epsilon_{MC}^{trig.}} \tag{4.5}$$

$$\text{Scale Factor(ID)} = \frac{\epsilon_{Data}^{ID}}{\epsilon_{MC}^{ID}} \tag{4.6}$$

と定義する.

つまり, Trigger efficiency, ID efficiency を, データとモンテカルロシミュレーションで比較することが必要になる. それぞれについて, Z 粒子生成事象を用いた Tag and Probe 法により評価を行う.

4.1.1 Tag and Probe 法の概略

Trigger efficiency, ID efficiency は, どちらも真の Lepton に対して, 両者がどれだけの割合を拾えるかということで定義される. モンテカルロシミュレーションでは, 実際に Generator レベルで真の Lepton を見つけることが可能なのでこの定義がそのまま使える. しかしデータの場合, 真の Lepton というものが事前に分からないため, これをどのように定義するかが問題になる.

Tag and Probe 法では, Z 粒子生成が起こったと判断される事象を選び出し, さらに 2 本の Lepton の Invariant mass M_{ll} が M_Z に近いことを要求することで, 極力“真の Lepton”に近い Lepton ペアを選び出す. そのとき, Fake Lepton をさらに落とすため, 片方の Lepton が厳しい Lepton 条件を満たすことを確認する. この条件を通過した Lepton を Tag Lepton と呼び, もう一方の Lepton を Probe Lepton と呼ぶ.

このとき, Probe Lepton は十分に“真の Lepton”に近いと考えられるので, この Probe Lepton に対して Trigger や ID に使う各種カットの通過割合をみることで, 求めたい efficiency が評価できる.

尚, モンテカルロサンプルは, Electron channel の efficiency 評価には $Z \rightarrow ee$ を, Muon channel の efficiency 評価には $Z \rightarrow \mu\mu$ を使用する. データには QCD 等の事象が含まれているが, 後に述べるようにバックグラウンドの引き算を行うためこれらを見捨てること出来る.

4.1.2 Tag と Probe 法による解析

表 4.1 と表 4.2 に解析で用いた Tag と Probe の条件をまとめる。

Z 粒子を選択する際, M_{ll} に対するカットだけでなく, Lepton が Charge の情報を持っていることを要求して。これは後述する (OS-SS) 法において, バックグラウンドの引き算を行うために, Opposite Sign(OS) mode と Same Sign (SS) mode を分ける必要があるためである。

Tag Electron には RobusterTight に加えて $E_{Tcone20}$ カットも行い, Fake の数を減らしている。

Muon に対しても同様だが, Muon は QCD di-jet からの Fake が少ないので, いくつかの項目で条件が緩くなっている。

Reconstruction efficiency : この解析は Container ベースで行うので, Electron, Muon が Reconstruction に成功していないと解析には使えない。この効率は 100%ではないため別途求める必要があり, ここでは真の Lepton(Truth Lepton) の特定が出来るモンテカルロシミュレーションにおいて, Truth matching を行い評価する。これは $Z \rightarrow ll$ 事象を選び, その l の先 $\Delta R < 0.2$ 以内に Reconstructed Lepton が存在するかで判断する手法である。本研究で用いている Tag and Probe 法では, Charge を前提として要求するため, Electron や Muon candidate に対して Tracker の存在する範囲 η を選んだり Charge が ± 1 であることを事前に要求してしまっている。そこで, ここで考える Reconstructed Lepton には表 4.1, 表 4.2 の Pre-selection と同じ条件を課してやり, それを通過するものに対して “Reconstruction efficiency” を定義する。また, Charge が Truth lepton と同一であることを要求する。

結果を表 4.3 にまとめる。この際, Barrel+Endcap に入った Truth のみを分母にとって計算している。

この値はデータでは測定することは出来ない。そのため, データはモンテカルロと同じ値だとし, 効率低下分の 50%を系統誤差として扱うことにする。

バックグラウンドの引き算 (台形引き算法) : 図 4.2 に, Electron channel で Tag と Probe として選ばれた Lepton からなる Invariant Mass M_{ll} の分布を示した。Z 事象が作るピークの下に, 主に QCD 事象から来る Fake Lepton によるバックグラウンドが存在している。これは Z 粒子の事象から作られる Probe の数に混ざり込み, 正確な efficiency 評価の上で邪魔になる。

この部分を引き算するために, 台形引き算法を用いる。これは $M_{ll}=60 - 70 \text{ GeV}/c^2$ の Probe 数と $M_{ll}=100 - 110 \text{ GeV}/c^2$ の Probe 数を直線で結んだ台形のバックグラウンドを仮定し, 求める範囲の Probe 数から引き算する手法である (図 4.1)。

バックグラウンドの形状は Probe の cut, p_T ごとに異なる。そのため各カット, 各 p_T bin ごとに M_{ll} の分布を作り, 台形引き算法を行う。

これによって得られた M_{ll} 分布から, $M_{ll} = 80 - 100 \text{ GeV}/c^2$ の範囲に存在する Probe 数を求める。それがカットごとに減少してゆく様子を知ることによって efficiency が計算できる。

バックグラウンドの引き算 (OS-SS 法) : 図 4.2 に Electron channel, 図 4.3 に Muon channel において, 同符号 (SS) の Tag と Probe が作る Invariant Mass M_{ll} 分布を示した。こ

表 4.1: Electron の Efficiency を測定する際に Tag Electron, Probe Electron に課した条件.
ID/Trigger efficiency は, それぞれ “Good Probe(基準)” を基準として評価する.

Z 事象を選び出す条件	
項目	条件
トリガ W 粒子事象の除去	Run ごとに決められた Trigger(表 3.8 参照) $\cancel{E}_T < 15\text{GeV}$
Good Pair を選び出す条件	
Pre-selection (Pair の両者に対して課す)	$ \eta < 1.37, 1.52 < \eta < 2.47$ Author=1 または 3 Charge \neq 0
Z 粒子の選択 (OS mode) (SS mode)	$M_{ll} = 80 - 100 \text{ GeV}/c^2$ 両者の Charge の符号が反対 両者の Charge の符号が同じ
Tag Electron を選び出す条件	
項目	条件
Author Tight p_T, η Isolation Dead Region の除去 Fake Electron の除去 Trigger bias の除去	Author=1 または 3 RobusterTight $p_T > 20\text{GeV}/c, \eta^{cluster} < 1.37, 1.52 < \eta^{cluster} < 2.47$ $E_{T\text{cone}20} < 5\text{GeV}$ OQ \neq 3 $\Delta R(\text{Jet}, \text{Electron}) < 0.2, 0.4 < \Delta R(\text{Jet}, \text{Electron})$ この Electron が当該事象のトリガを鳴らしている
Probe Electron でチェックする項目 (ID)	
項目	条件
Good Probe(基準) OTX Medium Overlap Tight	$p_T > 20\text{GeV}/c$ $ \eta^{cluster} < 1.37(\text{Barrel}), 1.52 < \eta^{cluster} < 2.47(\text{Endcap})$ OQ \neq 3 RobustMedium $\Delta R(\text{Jet}, \text{Electron}) < 0.2, 0.4 < \Delta R(\text{Jet}, \text{Electron})$ RobusterTight
Probe Electron でチェックする項目 (Trigger)	
項目	条件
Good Probe(基準) Trigger	p_T カット無し. $ \eta^{cluster} < 1.37(\text{Barrel}), 1.52 < \eta^{cluster} < 2.47(\text{Endcap})$ この Electron が当該事象のトリガを, $\Delta R < 0.2$ で鳴らしている

表 4.2: Muon の Efficiency を測定する際に Tag Muon, Probe Muon に課した条件. ID/Trigger efficiency は, それぞれ “Good Probe(基準)” を基準として評価する.

Z 事象を選び出す条件	
項目	条件
トリガ W 粒子事象の除去	Run ごとに決められた Trigger(表 3.9 参照) $\cancel{E}_T < 15\text{GeV}$
Good Pair を選び出す条件	
Pre-selection (Pair の両者に対して課す)	$ \eta < 2.4$ Charge $\neq 0$
Z 粒子の選択 (OS mode) (SS mode)	$M_{ll} = 80 - 100\text{GeV}/c^2$ 両者の Charge の符号が反対 両者の Charge の符号が同じ
Tag Muon を選び出す条件	
項目	条件
p_T, η Combined Isolation Cosmic Muon veto χ^2_{match} Fake Muon の除去 Trigger bias の除去	$p_T > 20\text{GeV}/c, \eta < 2.4$ Combined Muon $E_{T\text{cone}20} < 10\text{GeV}$ $ z_0 \sin \theta < 10\text{mm}$ $0 \leq \chi^2_{match} \leq 100$ $\Delta R(\text{Jet}, \text{Muon}) > 0.4$ この Muon が当該事象のトリガを鳴らしている
Probe Muon でチェックする項目 (ID)	
項目	条件
Good Probe(基準) Combined MatchChi2 p_T ratio NHits ($ \eta < 1.9$ なら) ($ \eta \geq 1.9$ なら) PtCone20 Overlap	$p_T > 20\text{GeV}/c, \eta < 1.05(\text{Barrel}), 1.05 < \eta < 2.4(\text{Endcap})$ Combined Muon $\chi^2_{match} < 150$ $p_{T,MS} < 50\text{GeV}/c$ なら, $(p_{MS}^{\text{Extrapol.}} - p_{ID})/p_{ID} > -0.4$ $N_{Hit}^{\text{Pixel}} \geq 1$ $N_{Hit}^{\text{SCT}} \geq 6$ $(N_{Hit}^{\text{TRT}} + N_{Hit}^{\text{TRToutlier}}) > 5$ かつ $N_{Hit}^{\text{TRToutlier}} < 0.9(N_{Hit}^{\text{TRT}} + N_{Hit}^{\text{TRToutlier}})$ $(N_{Hit}^{\text{TRT}} + N_{Hit}^{\text{TRToutlier}}) > 5$ であれば, $N_{Hit}^{\text{TRToutlier}} < 0.9(N_{Hit}^{\text{TRT}} + N_{Hit}^{\text{TRToutlier}})$ $p_{T\text{cone}20} < 1.8\text{GeV}/c$ $\Delta R(\text{Jet}, \text{Muon}) > 0.4$
Probe Muon でチェックする項目 (Trigger)	
項目	条件
Good Probe(基準) Trigger	p_T カット無し $ \eta^{\text{cluster}} < 1.05(\text{Barrel}), 1.05 < \eta^{\text{cluster}} < 2.4(\text{Endcap})$ この Muon が当該事象のトリガを, $\Delta R < 0.1$ で鳴らしている

表 4.3: Lepton の Reconstruction efficiency. “Reconstructed Lepton” には, Charge の情報が正しく決定出来ていることを要求している.

Lepton	Reconstruction efficiency
Electron	92.1%
Muon	97.0%

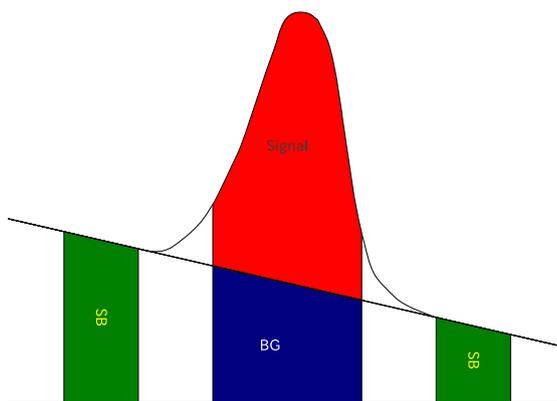


図 4.1: 台形引き算法の概念図. サイドバンド (SB) を結ぶ直線でバックグラウンド (BG) を近似し, Signal のみの個数を求める.

のとき, $M_{ll} = 60 - 70 \text{ GeV}/c^2$ の範囲で OS と SS の個数を比較し, 両者が一致するよう SS をスケールしている.

SS 事象はほぼバックグラウンドの形状を再現しており, これを引き算することで Z 粒子由来の Probe の量を見積もることが出来る. スケールの大きさは各カット, 各 p_T bin ごとに変化するため, それぞれで比較を行い, 引き算をする.

この手法は台形引き算法による efficiency 評価との比較対象として, 引き算の手法に関する系統誤差を見積もるのに使用する.

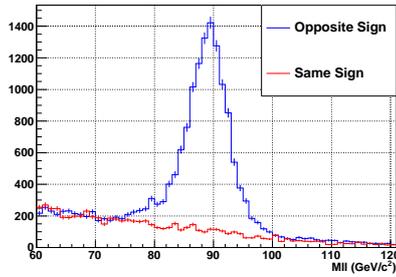


図 4.2: Electron channel において, Tag と Probe として選ばれたペアが作る M_{ll} 分布をデータで見たもの. Probe の p_T は $20 \text{ GeV}/c$ 以上を選んでいる. Same Sign の分布は, $M_{ll} = 60 - 70 \text{ GeV}/c^2$ で, Opposite Sign と一致するようスケールしている.

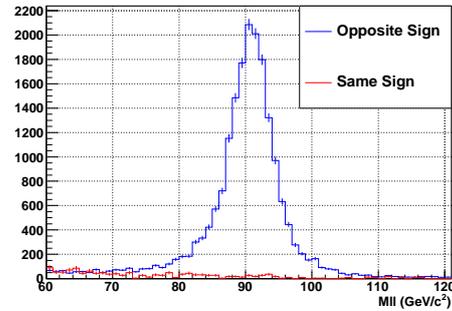


図 4.3: Muon channel において, Tag と Probe として選ばれたペアが作る M_{ll} 分布をデータで見たもの. Probe の p_T は $20 \text{ GeV}/c$ 以上を選んでいる. Same Sign の分布は, $M_{ll} = 60 - 70 \text{ GeV}/c^2$ で, Opposite Sign と一致するようスケールしている.

Electron の ID/Trigger efficiency : 図 4.4 - 4.7 に Barrel region, Endcap region での ID と Trigger efficiency を, p_T の関数としてプロットした図を載せる. 台形引き算法を用いてバックグラウンドを差し引いている. 表 4.1 に示した “Probe Electron でチェックする項目 (ID)” と “Probe Electron でチェックする項目 (Trigger)” それぞれのカット後の Probe 数が, “Good Probe” 数に対してどの程度の割合残っているかをグラフにしている. 白丸がデータ, 黒丸がモンテカルロの値である. 数値は表 4.4 にまとめる. Barrel の ID efficiency はモンテカルロとデータがほぼ統計の範囲内で一致しているが, 解析で用いる最終カットである RobusterTight ではデータの efficiency の方が若干悪くなっている.

RobusterTight を要求した ID efficiency は, $p_T > 20\text{GeV}/c$ で 80%程度である. RobustMedium カットはせいぜい ~4%の efficiency 損失で ID が出来るのに対して, RobusterTight カットは 10 % も efficiency を低下させており, これはシグナルの減少につながる. しかしこれによって, モンテカルロでの評価が難しい QCD の Fake Lepton を無視できるまで落とすきることによって, 解析の不定性を減らすことが出来る. 詳しくは第 5 章で述べる.

Endcap での ID efficiency は, RobusterTight がさらに 10%近く efficiency を失う他は, ほぼ Barrel と同じである. 最終カットにおけるモンテカルロとデータの食い違いも統計の範囲に収まっている.

Trigger に関しても同様で, Barrel と Endcap どちらにおいても, モンテカルロとデータは統計の範囲内で一致している. $p_T < 20\text{GeV}/c$ では Trigger が異なることによる立ち上がりの差が見られる筈だが, $p_T > 20\text{GeV}/c$ をとればこの影響はほとんど見られないことが分かる.

Electron の ID と Trigger efficiency について表 4.5 にまとめる. Trigger の Scale Factor は 1 と無矛盾であり, モンテカルロはデータを良く記述している. ID に関しては Scale Factor が 1 より大きくなっており, W 事象の規格化定数を論じる際には有意な補正となる.

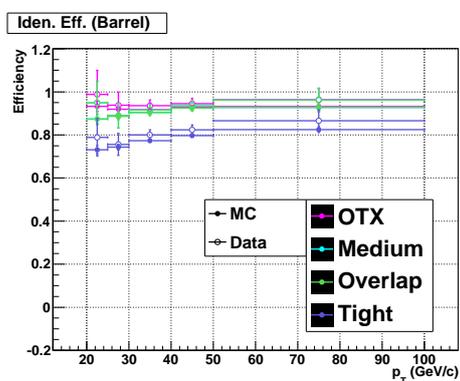


図 4.4: Electron channel における, Barrel region での ID efficiency.

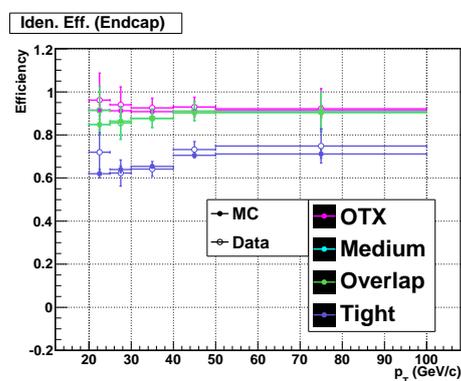


図 4.5: Electron channel における, Endcap region での ID efficiency

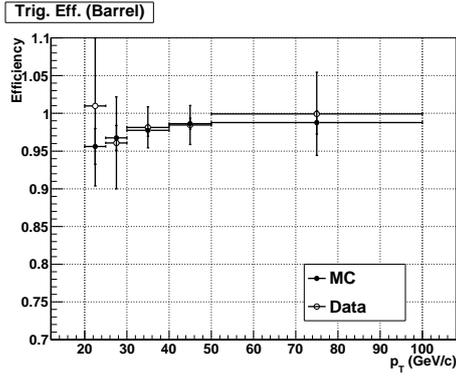


図 4.6: Electron channel における, Barrel region での Trigger efficiency.

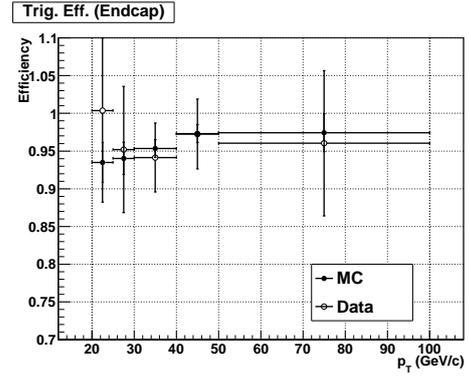


図 4.7: Electron channel における, Endcap region での Trigger efficiency

表 4.4: Electron の ID/Trigger efficiency を, 各カット項目について評価した. Z 粒子の崩壊の際に出る Electron の p_T 分布で重み付けされている. データでの値.

項目	efficiency(Barrel)	efficiency(Endcap)
OTX	$94 \pm 2 \%$	$93 \pm 3 \%$
Medium	$93 \pm 2 \%$	$89 \pm 3 \%$
Overlap	$93 \pm 2 \%$	$89 \pm 3 \%$
Tight	$81 \pm 1 \%$	$69 \pm 2 \%$
Trigger	$98 \pm 2 \%$	$96 \pm 3 \%$

表 4.5: Electron の ID/Trigger efficiency. ID efficiency は “Tight” カットを終えた時の値. Z 粒子の崩壊の際に出る Electron の p_T 分布で重み付けされている. 最後の項目は, Barrel と Endcap をあわせた時の efficiency で, これも Z 粒子からの Electron の η 分布で重み付けされている.

	efficiency(Data)	efficiency(MC)	Scale Factor(Data/MC)
ID;Barrel($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$81 \pm 1 \%$	$78 \pm 0 \%$	1.04 ± 0.02
Trigger;Barrel($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$98 \pm 2 \%$	$98 \pm 0 \%$	1.00 ± 0.02
ID;Endcap($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$69 \pm 2 \%$	$67 \pm 1 \%$	1.02 ± 0.03
Trigger;Endcap($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$96 \pm 3 \%$	$96 \pm 1 \%$	1.00 ± 0.03
ID($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$78 \pm 1 \%$	$75 \pm 0 \%$	1.04 ± 0.02
Trigger($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$98 \pm 1 \%$	$97 \pm 0 \%$	1.00 ± 0.02

Muon の ID/Trigger efficiency : 図 4.8 - 4.11 に Barrel region, Endcap region での ID と Trigger efficiency を, p_T の関数としてプロットした図を載せる. 台形引き算法を用いてバックグラウンドを差し引いている. 表 4.2 に示した “Probe Muon でチェックする項目 (ID)” と “Probe Muon でチェックする項目 (Trigger)” それぞれのカット後の Probe 数が, “Good Probe” 数に対してどの程度の割合残っているかをグラフにしている. 白丸がデータ, 黒丸がモンテカルロの値である. 数値は表 4.6 にまとめる.

ID efficiency について, Barrel region ではモンテカルロがデータを良く再現しているが, Endcap region ではデータの方が低くなっている. しかしどちらも高い ID efficiency を得ており, およそ 95%程度の Muon が正しく ID される.

一方, Trigger の efficiency はさほど高くはなく, Barrel region では 80%に留まる. これは ATLAS 検出器の底面支えの部分が Inactive region になっているためであるが, これはモンテカルロでも正しく記述されている.

Barrel region でモンテカルロとデータの Trigger efficiency が食い違っており, このため, Efficiency に補正がかかる.

Muon の ID と Trigger efficiency について表 4.7 にまとめる. Scale Factor は統計の範囲内ではあるが若干 1 を下回る傾向が見られる. これらについても, W 事象の規格化の際には補正となる.

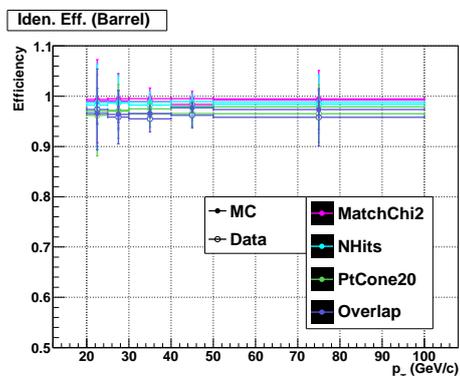


図 4.8: Muon channel における, Barrel region での ID efficiency. p_T ratio や Combined の項目に関しては省略した.

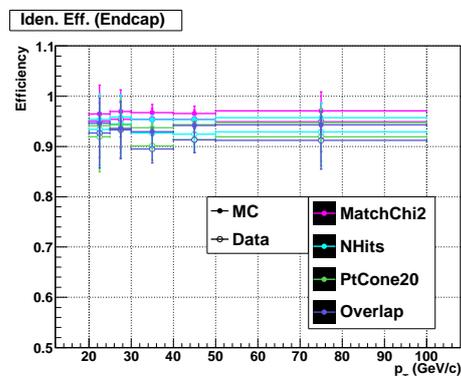


図 4.9: Muon channel における, Endcap region での ID efficiency. p_T ratio や Combined の項目に関しては省略した.

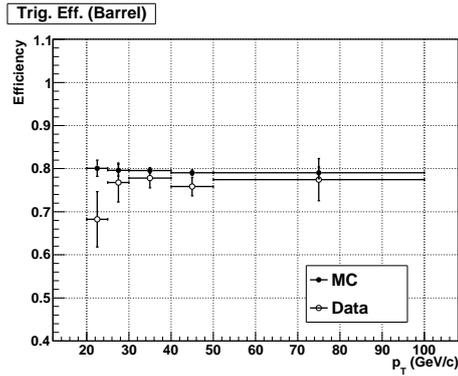


図 4.10: Muon channel における, Barrel re-
gion での Trigger efficiency.

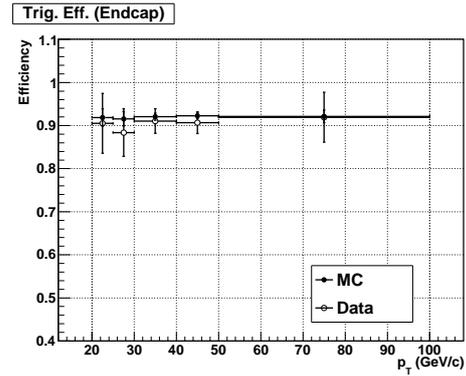


図 4.11: Muon channel における, Endcap re-
gion での Trigger efficiency

表 4.6: Muon の ID/Trigger efficiency を, 各カット項目について評価した. Z 粒子の崩壊の際に出る Muon の p_T 分布で重み付けされている. データでの値. p_T ratio や Combined の項目に関しては省略した.

項目	efficiency(Barrel)	efficiency(Endcap)
MatchChi2	$99 \pm 2 \%$	$95 \pm 2 \%$
NHits	$98 \pm 2 \%$	$93 \pm 2 \%$
PtCone20	$97 \pm 2 \%$	$91 \pm 2 \%$
Overlap	$96 \pm 2 \%$	$91 \pm 2 \%$
Trigger	$76 \pm 1 \%$	$91 \pm 2 \%$

表 4.7: Muon の ID, Trigger efficiency. ID efficiency は “Overlap” カットを終えた時の値. Z 粒子の崩壊の際に出る Muon の p_T 分布で重み付けされている. 最後の項目は, Barrel と Endcap をあわせた時の efficiency で, これも Z 粒子からの Muon の η 分布で重み付けされている.

	efficiency(Data)	efficiency(MC)	Scale Factor(Data/MC)
ID;Barrel($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$96 \pm 2 \%$	$97 \pm 0 \%$	0.99 ± 0.02
Trigger;Barrel($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$76 \pm 1 \%$	$79 \pm 0 \%$	0.96 ± 0.02
ID;Endcap($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$91 \pm 2 \%$	$94 \pm 0 \%$	0.97 ± 0.02
Trigger;Endcap($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$91 \pm 2 \%$	$92 \pm 0 \%$	0.98 ± 0.02
ID($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$94 \pm 1 \%$	$95 \pm 0 \%$	0.98 ± 0.01
Trigger($p_T > 20\text{GeV}/c$)	$83 \pm 1 \%$	$86 \pm 0 \%$	0.97 ± 0.01

系統誤差とまとめ： 系統誤差を表 4.8 にまとめる.

考慮した系統誤差は 3 つある.

表 4.8: Tag and Probe 法の系統誤差.

	Electron channel	Muon channel
Reconstruction efficiency	4%	2%
引き算の手法	1%	1%
サイドバンド, Z ピークの範囲依存性	2%	1%
計	5%	2%

Reconstruction efficiency： 本解析で用いた Tag and Probe 法は, Reconstruction された Lepton に対して評価を行っている. そのため, Reconstruction 効率自体に関しては評価出来ない. そこで Truth matching から求めた Reconstruction 効率 x を求め, $(1-x)$ の 50%分を系統誤差として扱うことにする.

引き算の手法： 台形引き算法において, バックグラウンドは M_{ll} に関して直線を仮定しているが, この仮定に関して不定性がある. そこで, データに対して (OS-SS) 法で求めた efficiency と台形引き算法で求めた efficiency の差を系統誤差として加える. この値は, Electron channel, Muon channel 両方において 1%となっている.

サイドバンド, Z ピークの範囲依存性： 台形引き算法を行う上で, サイドバンドの範囲や M_{ll} の範囲の設定には任意性がある. そこで, いくつかのパターンを試み, efficiency が変化するかを見た.

ピークに対して左側のサイドバンドを $M_{ll} = 60 - 70, 70 - 80 \text{ GeV}/c^2$ と変化させたり, Z 粒子のピーク範囲の定義を $M_{ll} = 80 - 100$ や $86 - 96 \text{ GeV}/c^2$ などと変化させ, それぞれで efficiency の変化を見た. 結果は, Electron channel で 2%, Muon channel で 1%の変化となった.

以上の結果をまとめると,

$$\text{Scale Factor}(\text{Electron};\text{ID}) = 1.04 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{sys.}) \quad (4.7)$$

$$\text{Scale Factor}(\text{Electron};\text{Trigger}) = 1.00 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{sys.}) \quad (4.8)$$

$$\text{Scale Factor}(\text{Muon};\text{ID}) = 0.98 \pm 0.01(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{sys.}) \quad (4.9)$$

$$\text{Scale Factor}(\text{Muon};\text{Trigger}) = 0.97 \pm 0.01(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{sys.}) \quad (4.10)$$

$$(4.11)$$

となる.

この値は W 事象の規格化定数を論じる際に補正として考慮する.

しかしこれらの値は統計・系統誤差の範囲内で 1 と無矛盾であるため, その他の解析の際には 1 として扱い補正は加えない.

4.2 Fake Rate の評価

モンテカルロシミュレーションで再現性の悪い現象としてもう一つ挙げられるのが Fake Rate である。これは Jet が誤って Lepton として ID されてしまう現象であり、成因については第 3 章で述べた。

この Fake Rate を評価するため、Tag and Probe 法と同様の手法で解析を行った。この手法で解析可能なのは、Jet と Electron の対応関係が明確な Electron channel に限られる。Muon channel における Fake Rate 評価法については現在研究中であるので、ここでは Electron channel についてのみ述べる。

4.2.1 Fake Rate 解析手法の概要

Fake Rate 解析を行う際に重要なのは、いかにして QCD 事象のみを選択的に選び出すかという点である。

ここでは、

- JetTauEtmisss stream を使い、
- Jet Trigger を要求した上で、
- QCD di-jet に特徴的な形状を持った事象を選び出す

ことにより、ほぼ QCD di-jet のみの母集団を作っている。また、di-jet の片方に $N_{\text{Tracks}} \geq 4$ を要求することで Z 事象を落としている。

このとき、Jet の近くに Electron が存在していればそれは Jet からの Fake Electron だと判断出来る。

4.2.2 Fake Rate 解析

表 4.9 に解析の際に要求した条件をまとめる。

Fake Rate は以下の式で定義する。

$$\text{Fake Rate} = \frac{\text{2nd. Leading Jet のうち, Electron が } \Delta R < 0.2 \text{ にある数}}{\text{2nd. Leading Jet の数}} \quad (4.12)$$

このとき、Jet には本解析で適用する Object Definition を課し、Electron には本解析の Object Definition に加えて、1 lepton の定義で用いる RobusterTight と、 $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ の条件を課しておく。

また Trigger の影響を防ぐため、Trigger object だと考えられる 1st. Leading Jet は使用しない。¹

このとき得られた Fake Rate を、2nd. Leading Jet の p_T に対する関数として表したのが図 4.12 になる。 $p_T \sim 30 \text{ GeV}/c$ で Fake Rate が低くなっているのは、Jet に対応する Electron の p_T が $20 \text{ GeV}/c$ を超えづらくなっているためだと考えられる。全体として Fake Rate は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ の値をとることがわかる。この Rate により、1 lepton mode は大きな生成断面積を持つ QCD di-jet 事象を大幅に切り捨てることができる。

¹1st. Leading Jet, 2nd. Leading Jet は、 p_T が高い順から並べたときの Jet の呼び名。

モンテカルロシミュレーションは、 $t\bar{t}$ や Diboson, Single t 生成事象といった統計的に少ない事象は含めずに行った。

モンテカルロシミュレーションとデータを比べると、 $p_T = 70\text{GeV}/c$ 以上でデータの方が大きな Fake Rate を持っていることが分かる。これはモンテカルロシミュレーションの調整不足によるものと考えられる。

以上のように、モンテカルロシミュレーションは Fake Rate に関して信頼性が乏しい。そこで後述する QCD 事象の規格化の際には、この Fake Rate の違いに考慮した手法で解析を行う。

表 4.9: Electron の Fake Rate 評価を行った際の条件一覧。

項目	条件
Stream	JetTauEtmiss
トリガ	L1_J55
Object Definition(Jet)	表 3.4 と同じ条件.
Object Definition (Electron)	表 3.5 に加えて, $p_T > 20\text{GeV}/c$, RobusterTight を要求.
QCD di-jet 事象の選択	
Jet 本数	Jet の本数が 2 本.
p_T balance	$\Delta p_T/p_T(\text{1st. Leading Jet}) < 0.5$ Δp_T は 1st. と 2nd. Leading Jet の p_T 差.
Back-to-Back 条件	$ \Delta\phi < (\pi - 0.3)$ $\Delta\phi$ は 1st. と 2nd. Leading Jet が xy 平面でなす角.
Tag の条件	
Good Jet 条件	1st. Leading Jet の NTracks ≥ 4
Probe の Jet と Electron の条件	
Probe Jet	2nd. Leading Jet を用いる.
Probe Jet が Fake Electron を伴っていると判断する条件	$\Delta R(\text{Probe Jet, Electron}) < 0.2$ を満たす Electron が少なくとも 1 つ存在する.

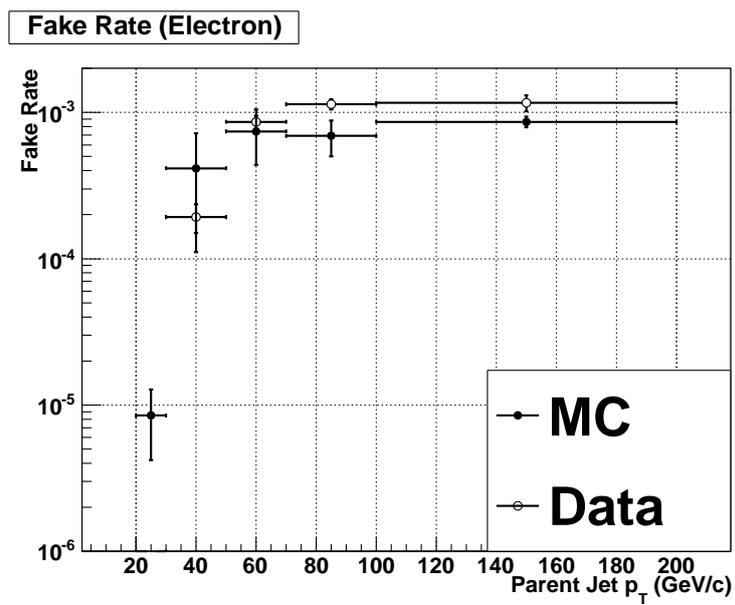


図 4.12: Electron の Fake Rate. Electron には, Object Definition に加えて RobusterTight, $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ を要求した. 横軸の p_T は, Fake Electron に対応する 2nd. Jet p_T の値を使用している. $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ 付近の Jet から生じる Fake Electron が $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ を持つ可能性は低いため, その付近での Fake Rate は低くなっている.

第5章 解析

第2章で述べたように, SUSY 粒子が生成された事象は一般に, 大きな E_T を持っている. そこで, SUSY 粒子の有無を確かめるためには, E_T の大きな領域で, 標準理論で予測されるバックグラウンドの事象数と実験データの事象数が一致しているか否かを調べれば良い.

標準理論で予想されるバックグラウンドの事象数を見積もるには, 大きく分けて二つの方法がある. 一つ目の手法は, 標準理論の枠内で, 陽子陽子衝突の際に生じると予想される事象を列挙し, それらについてモンテカルロシミュレーションを行い, 大きな E_T 領域にどの程度寄与をするのか評価する手法である. この手法はモンテカルロシミュレーションに全面的に依存するため, シミュレーションが実験データを正しく再現出来ているかの評価が重要になる. 以降, この手法を MC 法 (Monte Carlo 法) と呼ぶことにする.

二つ目の手法は, モンテカルロシミュレーションを一切用いず, 実験データのみを用いてバックグラウンドの事象数を見積もる手法である. この手法はデータ量が増えモンテカルロサンプルの統計量が相対的に少なくなっていく今後の解析で, バックグラウンド量の推定手法として重要になってくる. 本解析では E_T と M_T が無相関であるという性質を用いた, MT 法という手法で評価を行う.

5.1 解析の流れ

解析の一連の流れを図 5.1 にまとめた. 解析は, 異常な事象を捨て正しい Object を選び出す段階 (図中では緑) と, SUSY 探索を行うためのカットを掛ける段階 (図中ではオレンジ) の二つに分かれる. 以下, それらについて順番に述べてゆく.

まずは Electron channel, Muon channel それぞれに対応した Stream のデータに対して, GRL (Good Runs List) を適用し, 安定した Collision が行われて, 検出器が正しく動作していた期間のデータのみを抜き出す処理を行う. モンテカルロシミュレーションには GRL を掛ける必要は無く, 全ての事象が使用出来る.

次に Trigger を要求する. Luminosity は Trigger ごとに計算されているため, 対応を付けるためこの処理が必要になる. 要求する Trigger は表 3.8, 3.9 で定義した通りである.

ここまでで基本的な事象の選択である. 続いて, 検出器のノイズや飛来する宇宙線によって生じる異常な事象を捨て, 陽子陽子衝突による正しい事象のみを選び出す処理を行う. 異常な事象は幾何的に偏った分布を作るため, 大きな E_T を作り, SUSY 粒子探索に取って大きなバックグラウンドとなる.

まずは検出器のノイズ等に起因する異常な Jet が混入した事象を除くため, Event Cleaning を行う. これは非常に重要な作業なので, 次の章で詳しく述べることにする.

次いで Object Definition を行い, 解析で使用する Object を選び出す. この際に用いる定義は第3章で既に述べた.

その後 Overlap Removal を行う。Electron Candidate は Jet としても Reconstruction されている可能性が高く、この重複を除く必要がある。また、Jet の近くにある Electron, Muon は Jet からの Fake である可能性が高いので取り除く。表 5.1 にここでの操作をまとめる。

表 5.1: Overlap Removal の定義.

項目	操作
Jet Removal	$\Delta R(\text{Jet}, \text{Electron}) < 0.2$ の条件を満たす Jet を消去する。
Electron Removal	$\Delta R(\text{Electron}, \text{Jet}) < 0.4$ の条件を満たす Electron を消去する。
Muon Removal	$\Delta R(\text{Muon}, \text{Jet}) < 0.4$ の条件を満たす Muon を消去する。

ここまでで解析に使用する Object が決まるので、これらを用いて \cancel{E}_T を計算する。定義は第 3 章で述べた通り、Object Definition で定義された Object のベクトル和に負号を付けたものとなる。

再び異常な事象を除くためのカットを掛けてゆく。

一つ目は、Primary Vertex カットである。これは Bunch 同士が正しく衝突した事象を選ぶためのもので、Track 群から Reconstruction された陽子陽子衝突点候補 (Primary Vertex) に対して以下の条件を要求する。

$$N_{track} \geq 5 \text{ である Primary Vertex が少なくとも一つ存在する。} \quad (5.1)$$

つまり 5 本以上の Track が出るような、陽子が Inelastic 衝突を起こした事象を要求している。この条件を満たさない事象は捨てる。

二つ目は、Crack Electron Veto である。Crack Electron は表 3.6 で定義したが、これは正しく Energy を測定されていない可能性が高い Electron である。もしこれが存在しているとその分 \cancel{E}_T が誤評価されてしまうので、SUSY 探索の点からは好ましくない。そこで以下の条件を要求する。

$$\text{Crack Electron が存在しない。} \quad (5.2)$$

これを満たさない事象は捨てる。

三つ目は、Cosmic Muon Veto である。正常な Collision に同期して Cosmic Muon が ATLAS 検出器を通過する場合は希に存在する。そのような事象は本来入るべきでない Muon が入っているため、解析から除く必要がある。このような Muon は、Track と Primary Vertex が作る最近接点 (Perigee) の距離を見ることによって識別する。正常な (Collision 起源の) Muon は Perigee が z 方向に 10mm 以内である可能性が高く、Cosmic Muon はほとんどの場合それより大きな値を取る。そこで以下の条件を要求する。

$$\text{Primary Vertex との最近接点の } z \text{ 方向距離が } 10\text{mm} \text{ 以上の Muon が存在しない。} \quad (5.3)$$

これを満たさない事象は捨てる。

ここまでで、異常な事象を捨てる行程は終了した。続いて、1 lepton channel に特有のカットを掛けてゆく。まず 1 lepton channel を定義するカットを掛けて、他の channel とのオーバーラップを除いた後、SUSY 事象を選び出すように最適化されたカットを掛けてゆく。上で述べたように、これは MC 法と MT 法の二通りの方法で行う。モンテカルロサンプルの規格

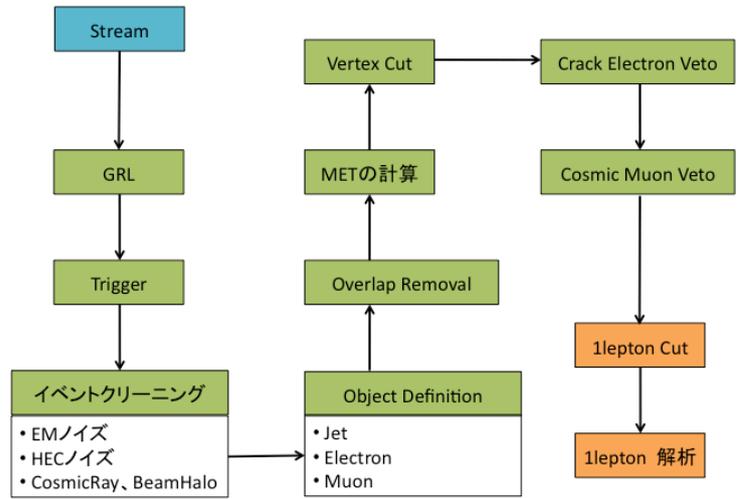


図 5.1: 解析全体の流れ. 緑が“正常な事象”を選び出すための段階, 黄色が 1 lepton mode 特有のカットを行う段階である. “1 lepton 解析”において, モンテカルロサンプルの規格化, MC 法, MT 法による解析を行う.

化もこの段階で行う. これらについての詳細は, この章の後半でデータを見ながら述べてゆくことにする.

5.2 Event Cleaning

ATLAS 検出器は巨大な検出器であるため、設計段階では分からなかったが実際に組み上げて Run が始まってから見つかったノイズがある。また宇宙線のように、不可避免的にノイズになってしまう現象の存在も知られていた。これらへの対策は、LHC の 7 TeV 運用が始まりデータが貯まってゆくなかで、発見と原因究明、そして対処を繰り返しながら徐々に固まってきた。

以下、本研究で課すイベントクリーニングについて述べてゆく。これらのクリーニングによりノイズ起源の \cancel{E}_T が落ちてゆく様子を図 5.2 に示した。Trigger を掛けた直後は黒線のように高い \cancel{E}_T が多い分布 (主にノイズ起源) であったが、EMNoise カット等を掛けてゆくことでそれらが消える様子が分かる¹

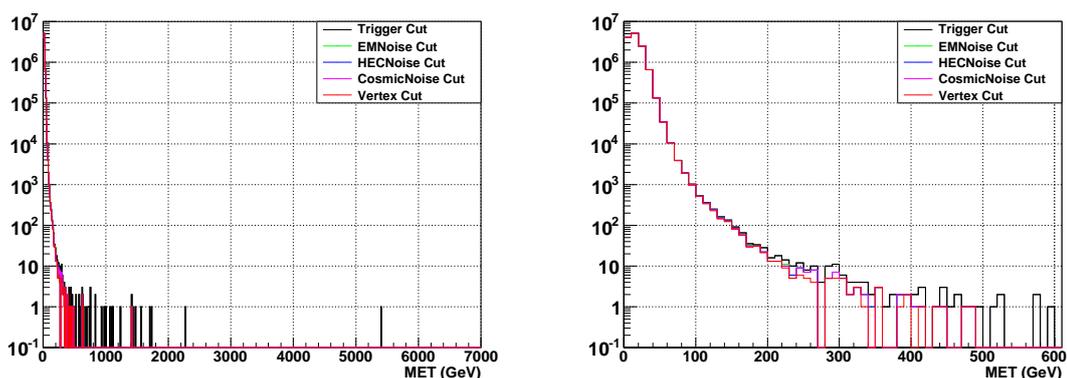


図 5.2: Event Cleaning によって異常な \cancel{E}_T が落ちていく様子。右図は拡大図。Electron channel での結果。凡例中の各カットが終わった段階の分布を見ている。

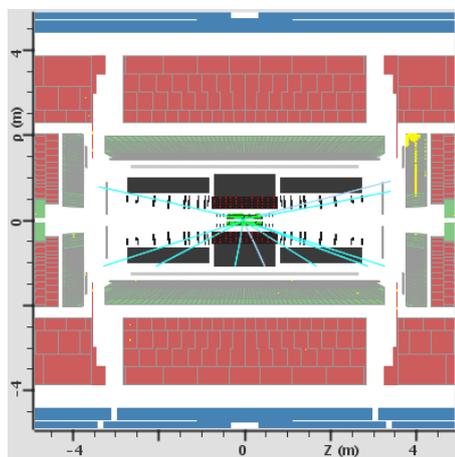


図 5.3: EM Calorimeter のノイズの例。

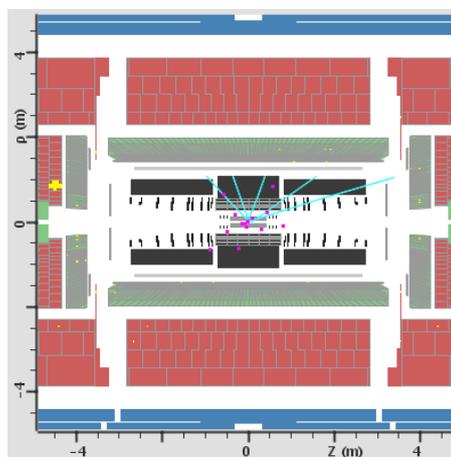


図 5.4: HEC のノイズの例。

¹基本的に 1 lepton mode は、0lepton mode にくらべてノイズの影響が少ない。これは Lepton Trigger がノイズで鳴ることがほとんど無いためである。

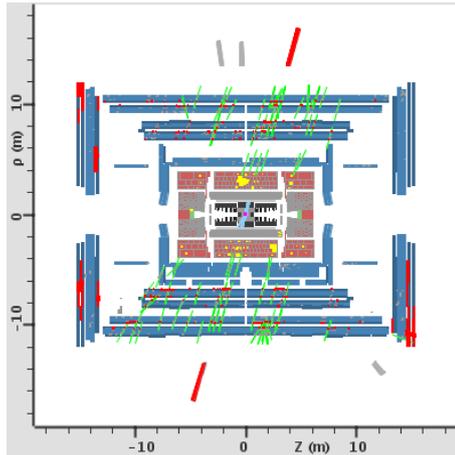


図 5.5: Cosmic Ray によるノイズの例. 多数の Track が見られる.

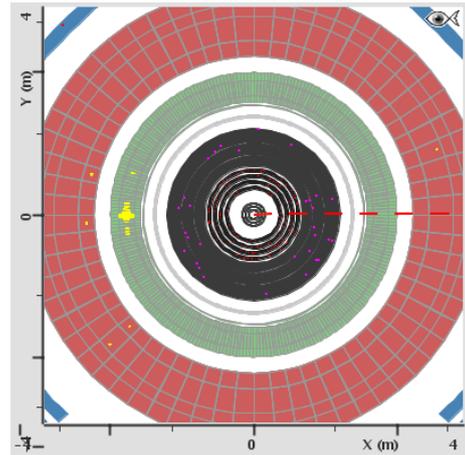


図 5.6: Beam Halo によるノイズの例. Muon が EM Calorimeter の第二層を通過している.

5.2.1 EM ノイズ

EM Calorimeter にノイズが見られる場合がある. 図 5.3 にその例を示した. このような事象は LAr の Pulse shape が異常な形となるので, それを見ることで識別が可能になる. この判断を行うために, Jet Quality という量が定義されている. これは取得された Pulse shape を予め予想される波形と比較し, 正常であるならば 0 に近い値, 異常であるならば 1 に近い値となるような変数である. もし,

- EMFraction > 0.95 かつ $|\text{Quality}| > 0.8$

を満たす Jet($p_T > 20\text{GeV}/c$) が 1 本でも存在すればその事象は捨てることにする.

5.2.2 HEC ノイズ

HEC にもノイズが見られる. 図 5.4 に例を示す. これは HEC の Cell 毎に生じるノイズであるため, Cell 数が少ない Jet が存在すればその可能性が高い. また Quality が悪いものもノイズと判断する.

もし,

- HECFraction > 0.8 かつ $N_{90} \leq 5$
- HECFraction > 0.5 かつ $|\text{Quality}| > 0.5$

のうちどちらか一つを満たす Jet($p_T > 20\text{GeV}/c$) が 1 本でも存在すればその事象は捨てることにする.

5.2.3 Cosmic Ray, Beam Background

Cosmic Ray によるノイズはレートが低いながらも不可避免的に混入する. 図 5.5 に例を示す. これは Timing をみることでかなり落とすことが出来る. また検出器外から Jet を作って

いるため外側の検出器に Energy を落としやすく, EM Calorimeter の Energy Fraction が小さくなる.

Beam が ATLAS 検出器より上流でパイプの残留気体に衝突したりすると, ビームと平行にシャワーが出来る. これを Beam Halo と呼んでいる (図 5.6). Beam Halo が存在すると Beam に同期した大きな Energy deposite を生じてしまう. Beam Halo は検出器に対して平行に進入するため, 検出器の一層分にしか Energy を落とさない可能性が高く, その性質を用いて落とすことが可能である.

もし,

- $|\text{Time}| > 25\text{ns}$
- $\text{EMFraction} < 0.05$
- $F_{\text{max}} > 0.99$ かつ $|\eta| < 2$

のうちどれか一つを満たす Jet($p_T > 20\text{GeV}/c$) が 1 本でも存在すればその事象は捨てることにする.

5.3 標準理論のバックグラウンド事象

本研究はSUSY粒子を対象としているため、標準理論事象はバックグラウンドとなる。SUSY粒子による事象の特徴である、大きな \cancel{E}_T を伴う可能性のある標準理論事象の候補は限られている。図5.7にSUSY粒子生成の断面積を載せる。また表5.2には、SUSY探索でバックグラウンドになる標準理論事象の断面積をまとめた。SUSY事象の典型的な生成断面積は $O(1)\text{pb}$ であるため、QCDは 1×10^9 倍、 $t\bar{t}$ でも100倍程度の大きなバックグラウンドとなっている。以下、本論文でバックグラウンド事象として考慮する標準理論事象について述べてゆく。

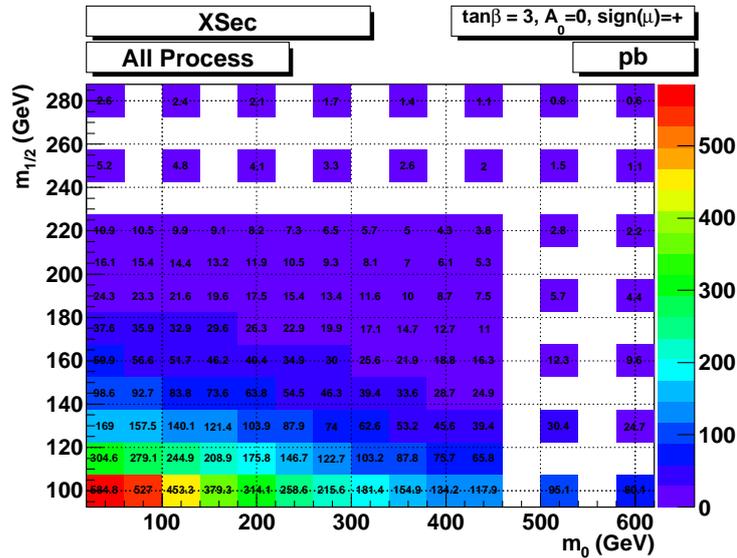


図 5.7: SUSY 粒子の生成断面積. 全ての生成過程を含めている. $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ での値.

表 5.2: 標準理論事象のうち、バックグラウンドとなりうるものの生成断面積. $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ での値. Diboson=WW, WZ, ZZ である.

事象	断面積 (pb)
QCD(Pythia1-6Jet)	7.2×10^8
W	8.1×10^4
Z	2.4×10^4
$t\bar{t}$	1.6×10^2
t	23
tW	15
Diboson	24

5.3.1 QCD 事象

LHC は陽子陽子衝突型加速器であるため、QCD 事象の割合が非常に多い。QCD 事象が生じる過程の例を図 5.8 に示す。QCD 事象の特徴を以下にまとめる。

\cancel{E}_T : QCD 事象は、ファインマンダイアグラムの時点ではニュートリノを伴わないので、基本的に \cancel{E}_T は無い。しかし、b-quark などの重い Quark が生成された場合、 $b \rightarrow l\nu c$ などとして、ニュートリノが生じ、これが \cancel{E}_T を作る (Heavy flavor による \cancel{E}_T)。

また Jet の p_T が、検出器の分解能などにより正しく評価されない可能性がある。これもまた \cancel{E}_T を作る要因になる (Miss-measurement による \cancel{E}_T)。

Fake Lepton : QCD 事象が Lepton を伴う可能性は主に 4 つある。

1. b-quark 等の崩壊によって本物の Electron, Muon を生じる場合 (Heavy flavor による Lepton 生成) であり、これは上で述べたように \cancel{E}_T も伴う。
2. γ がビームパイプ等に当たり Conversion を起こすことで、 e^+e^- を生じる反応。これも本物の Electron を作るが、Event generator レベルで作られるものではなく、Geant4 シミュレーションの段階で生じるという点を区別する必要がある。
3. π^\pm が Tracker に作る軌跡を延長した先の Calorimeter に π^0 からの γ が当たり EM Calorimeter に落ちるエネルギーが大きくなることで、Electron と間違っ再構成されるもの。Electron が存在しないのにも関わらず再構成されているという意味で、Fake Lepton である。
4. π^\pm が Hadron Calorimeter と反応せずに通り返けて、Muon Spectrometer で検出されることで、Muon と誤認される過程 (Punch through) である。

これらは非常に低い割合 ($1 \times 10^{-3} \sim 10^{-4}$) でしか生じない。しかし QCD 事象自体が高頻度で生じるため、SUSY 粒子を研究する上では重要なバックグラウンド事象となる。

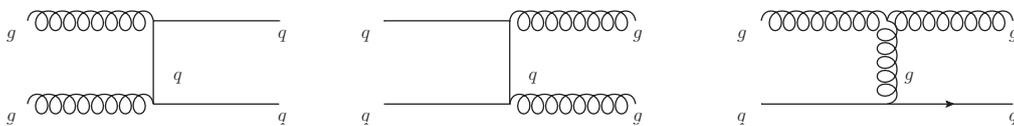


図 5.8: QCD 事象を作るファインマンダイアグラムの例。

尚、使用するモンテカルロサンプルは、

Electron channel : Pythia

Muon channel : PythiaMuon

と Channel ごとに異なるものを使用する (表 3.10 参照)。

5.3.2 W 生成事象

W 粒子は、 \cancel{E}_T と Lepton を伴う崩壊を起こすのでバックグラウンド事象となり得る。W 粒子生成過程の例を図 5.9 に示す。また、崩壊モードを表 5.3 にまとめる。W 粒子生成事象に特徴的な量は、式 5.4 で表される Transverse Mass M_T である。

$$M_T = \sqrt{2P_{lT}\cancel{E}_T(1 - \cos\phi)} \quad (5.4)$$

ここで、 P_{lT} は Lepton の横方向運動量、 ϕ は Lepton と \cancel{E}_T が xy 平面でなす角である。W の M_T は、 M_W に最大値を持つヤコビアン分布を作る。それは以下のようにして分かる。

$$M = \sqrt{(p_l + p_\nu)^2} \simeq \sqrt{2p_l \cdot p_\nu} \quad (5.5)$$

$$= \sqrt{2((E_l E_\nu - P_{lz} P_{\nu z}) - (P_{lx} P_{\nu x} + P_{ly} P_{\nu y}))} \quad (5.6)$$

$$\leq \sqrt{2(P_{lT} P_{\nu T} - P_{lT} E_{\nu T} \cos\phi)} \quad (5.7)$$

$$\simeq \sqrt{2P_{lT}\cancel{E}_T(1 - \cos\phi)} \quad (5.8)$$

$$= M_T \quad (5.9)$$

ここで、 $p_l = (E_l, P_{lx}, P_{ly}, P_{lz})$, $p_\nu = (E_\nu, P_{\nu x}, P_{\nu y}, P_{\nu z})$ であり、 $p_{iT} = \sqrt{p_{ix}^2 + p_{iy}^2}$ である。実際には、W 粒子の崩壊幅 ($\Gamma = 2.1\text{GeV}$) と ATLAS 検出器の有限の分解能のため、 M_T の最大値は M_W を超える場合がある。

一般に SUSY 粒子の崩壊では、LSP や ν の放出方向と Lepton の放出方向は無相関なので、 M_T は 0 から SUSY の質量程度までの広い範囲に散らばる。一方で W 粒子に関しては上記のように M_W までに制限されるので、 $M_T \geq M_W$ を要求することで W 粒子によるバックグラウンド事象を効果的に落とすことが出来る。

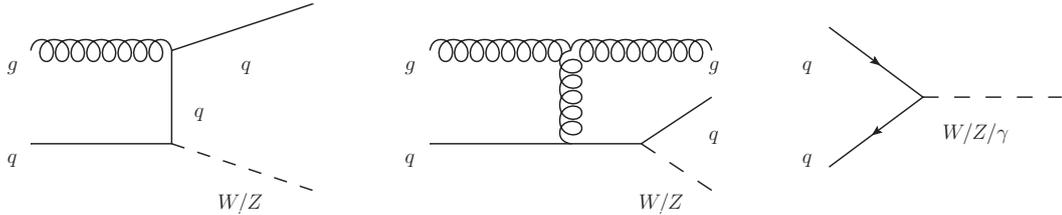


図 5.9: W/Z 粒子生成のファインマンダイアグラムの例。

表 5.3: W 粒子の崩壊モード [2]. $M_W = 80.399 \pm 0.023\text{GeV}$, $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042\text{GeV}$.

崩壊モード	分岐比
$W \rightarrow l\nu$	各 11%
$W \rightarrow \text{hadrons}$	67%

5.3.3 Z生成事象

Z粒子がElectronやMuonに崩壊する事象は、基本的に \cancel{E}_T を伴わないのでSUSY探索のバックグラウンドとなることはない。しかし、 $Z \rightarrow ll$ のうち一本のLeptonがIDに失敗した場合、もしくはATLAS検出器でカバーしている領域の外に出てしまった場合には \cancel{E}_T が作られてしまい、W粒子と同様のトポロジーを作る。

$Z \rightarrow ee$ の場合は、前者のような事象が生じる機会は少ない。それはたとえElectronのIDに失敗した場合でも、EM CalorimeterはElectronのエネルギーを受け取っているため、正しく \cancel{E}_T が再構成されるからである。

一方、 $Z \rightarrow \mu\mu$ の場合は、前者が大きな問題になり得る。Muonの p_T はInner TrackerおよびMuons Spectrometerで再構成されており、Calorimeterに与えるエネルギーは少ない。もしTrackの再構成に失敗した場合は、Muonは不可視粒子の扱いになってしまい、 \cancel{E}_T を作る。Z粒子の生成過程の例を図5.9に、崩壊モードを表5.4にまとめる。

表 5.4: Z粒子の崩壊モード [2]. $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$, $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$.

崩壊モード	分岐比
$Z \rightarrow ll$	各 3.4%
$Z \rightarrow \nu\nu$	20%
$Z \rightarrow \text{hadrons}$	70%

5.3.4 $t\bar{t}$ 生成事象

SUSY粒子探索で最も大きなバックグラウンド事象となり得るのが $t\bar{t}$ 生成事象である。第2章で述べたように、LHCでのSUSY粒子生成はR-parity保存のため、 $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ などと二組一組の形で生じる。 $t\bar{t}$ 生成事象も同様に重い粒子対の生成であるためトポロジーが類似しており、バックグラウンド事象となりやすい。

t 粒子の生成過程の例を図5.10にまとめる。

t 粒子の崩壊はほとんどが $t \rightarrow bW$ となり、次いでW粒子が崩壊する。 $t\bar{t}$ のペアから二つW粒子が出来るが、その崩壊モードの組み合わせでLeptonの個数が0 - 2個の値を取り得る(表5.5)。このうち、Lepton数が0個のモードは1 lepton解析ではバックグラウンドとはならない。

Lepton数が1個のモードは $W \rightarrow l\nu$ からの \cancel{E}_T を伴い、かつLeptonが存在するので、1 lepton modeでのバックグラウンドとなる。このときの \cancel{E}_T とLeptonは、同一のW粒子由来であるため、式5.4で定義した M_T の値を $M_T \geq M_W$ とすることによって落とすことが出来る(図5.11)。

一方Lepton数が2個のモードは、片方のLeptonが τ となる場合、もしくはIDをミスした場合にバックグラウンドとなり得る。事象数自体は少ないが、Lepton数が1個の場合と異なり M_T カットで落とすことが出来ないため、SUSY探索においては主要なバックグラウンド事象となる(図5.11)。

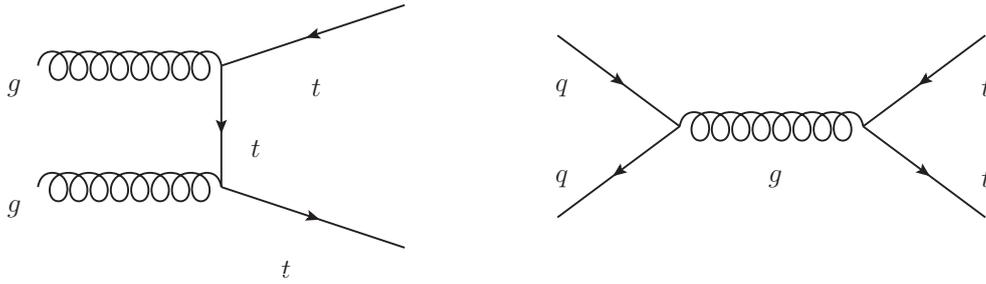


図 5.10: $t\bar{t}$ 生成のファインマンダイアグラムの例.

表 5.5: $t\bar{t}$ 崩壊モードの組み合わせ.

Lepton 数	割合
0	49%
1	41%
2	10%

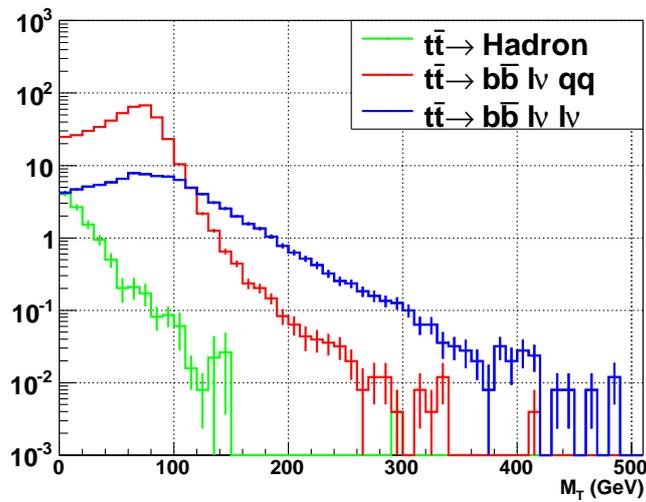


図 5.11: Electron channel で $t\bar{t}$ の各成分が作る M_T 分布. 1 lepton カットを行った後で見ている. Lepton が 2 つ出るモードは高い M_T 領域まで広がっており, M_T カット後にも残ってしまう.

5.3.5 その他の事象

生成断面積はそれほど大きく無いものの、 $O(10)\text{pb}^{-1}$ の Luminosity では無視できないバックグラウンドとして、 t の単一生成, tW 生成, WW, WZ, ZZ などの Diboson 生成が挙げられる。 t の生成過程を図 5.12 に, Wt の生成過程を図 5.13 に, Diboson の生成過程を図 5.14 に示す。 これらもバックグラウンドに含めて解析をする。

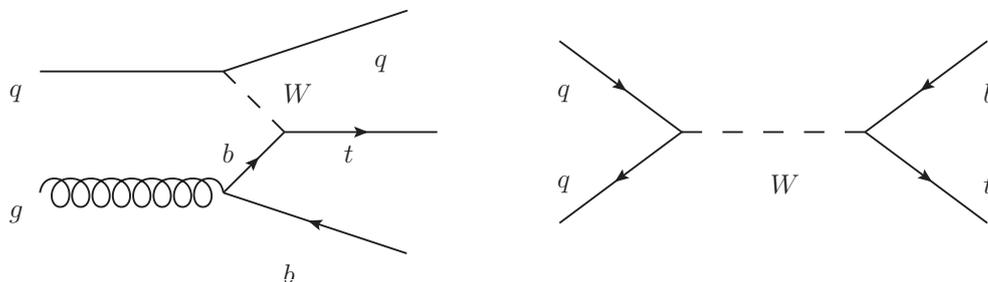


図 5.12: t 単一生成のファインマンダイアグラムの例.

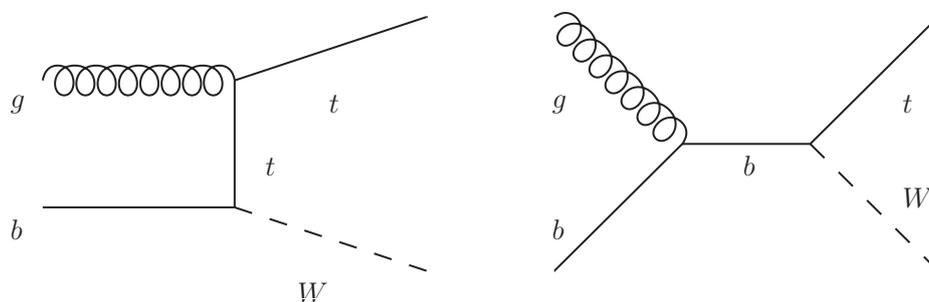


図 5.13: Wt 生成のファインマンダイアグラムの例.

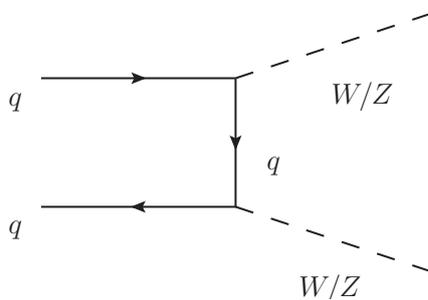


図 5.14: Diboson 生成のファインマンダイアグラムの例.

5.4 MC 法による解析

ここでは、標準理論プロセスのモンテカルロシミュレーションとデータを比較し、SUSY 探索を行う。そのためにまず QCD, W 事象のモンテカルロサンプルをデータを用いて規格化する。その後、SUSY 事象を選び出すようなカットを研究し、実際のデータとの比較を行う。

5.4.1 モンテカルロサンプルの規格化

QCD 事象の規格化： まずは QCD 事象の規格化を行う。規格化は QCD 事象が多く選び出されるような領域 (Control Region) において、モンテカルロシミュレーションの数とデータの数的一致するように決める。

表 5.6: QCD の規格化に用いた Control Region.

Cut No.	条件
1	$p_T > 20\text{GeV}/c$ の Lepton が 1 本
2	$p_T > 30\text{GeV}/c$ の Jet が 2 本以上
3	$\cancel{E}_T < 40\text{GeV}$
4	$M_T < 40\text{GeV}/c^2$

QCD 事象の規格化に使用する Control Region を表 5.6 に示す。1 lepton mode における QCD バックグラウンド事象の Scale Factor(QCD) は、Lepton を要求しない場合の Control Region 中の事象数 (“(Jet)” と表記する) を用いて次のように書ける。

$$\text{Scale Factor(QCD)} \quad (5.10)$$

$$= \frac{(\text{Control Region(Jet) での事象数;Data})}{(\text{Control Region(Jet) での事象数;MC})} \quad (5.11)$$

$$\div \frac{(\text{Jet1 本当通りの Fake Rate;Data})}{(\text{Jet1 本当通りの Fake Rate;MC})} \quad (5.12)$$

$$\div \frac{(1 \text{ 事象での Jet の平均本数;Data})}{(1 \text{ 事象での Jet の平均本数;MC})} \quad (5.13)$$

すでに第 3 章で述べたように、この中の右辺第二項を決定することは難しい。またモンテカルロシミュレーションも、第 4 章で述べたように Fake Rate に関しては再現性が悪いため信憑性に乏しい。

そこで本解析では、あらかじめ 1 (fake) lepton を要求した後で QCD 事象を選択するようにカットを掛け、Scale Factor を求める。つまり、式 5.13 の右辺の各成分を区別せずにひとくくりにして扱うことにする。

Lepton の定義は、1 lepton mode のカットと一致させる。つまり、

Electron channel： Object Definition の定義に加えて、RobusterTight を課す。そのとき、 $p_T > 20\text{GeV}/c$ の Electron が 1 本のみで、他に $p_T > 10\text{GeV}/c$ の Lepton が存在しないこと。

Muon channel : Object Definition の定義を用いる。そのとき、 $p_T > 20\text{GeV}/c$ の Muon が 1 本のみで、他に $p_T > 10\text{GeV}/c$ の Lepton が存在しないこと。

を要求する。

Jet は 2 本以上を要求し、Signal Region(バックグラウンドとデータを比較する領域。表 5.14 参照。)の定義に近づける。本来ならば Signal Region と完全に同一の 3Jet を要求すれば理想的だが、その場合統計が減り W 事象の混ざり込みが増えてくるので、ここでは統計を優先し 2Jet 以上という要求を課す。

E_T が小さい領域を選び出し、さらに $M_T < 40\text{GeV}/c^2$ を要求することで W 粒子事象を減らす。表 5.7, 5.8 にこの Control Region でのモンテカルロサンプルの事象数と、データの事象数をまとめる。カットに用いた変数のプロットは、Electron channel が図 5.15, 5.16, Muon channel が図 5.17, 5.18 である。

計算の際、QCD 以外のサンプルについてはすべて生成断面積と Luminosity の積で規格化を行い、それをデータから引き算し QCD のみの事象数を求める。つまり、

$$\text{Scale Factor}(QCD) = \frac{N_{Data} - N_{MC}(W) - N_{MC}(Z) - N_{MC}(t\bar{t})}{N_{MC}(QCD)} \quad (5.14)$$

として計算する。この計算の際には Diboson, Single t といった希事象は含めない。

この Control Region における W 事象からの寄与は Electron channel で 2% であり、十分 QCD のみが選り出せている。しかし Muon channel ではそもそもの Fake Muon が少ないため相対的にこの割合が増えており、10% となる。

W の混ざり込みによって生じる不定性で最も大きいのは、W の規格化係数の不定性による引き算量の誤評価である。この大きさを K-factor 程度とすると Muon channel における QCD 事象の規格化に寄与する W 事象の不定性は 2% となり、これは系統誤差として扱う。

また第 3 章で述べたように、現段階の Luminosity 測定には不定性 11% が伴っている。これはモンテカルロシミュレーションとデータを比較する際にそのまま影響してくる。そこで、Electron channel, Muon channel どちらにも、11% の系統誤差を計上する。

Control Region の選び方には任意性がある。Scale Factor には Control Region 依存性がある可能性があるため、それについても評価しなくてはならない。特に本解析では 3Jet を要求する解析を行うのに対し、QCD の規格化は統計の多い 2Jet を用いて行っている。この差による Scale Factor の変化を系統誤差として扱う²。評価は、 $2\text{Jet}(p_T > 30\text{GeV}/c) \rightarrow 3\text{Jet}(p_T > 30\text{GeV}/c)$ と変化させて Scale Factor の変化を確認することで行った。結果は、

Electron channel : ScaleFactor = $(0.56 \pm 0.09) \rightarrow (0.65 \pm 0.19)$ (+16%)

Muon channel : ScaleFactor = $(0.63 \pm 0.04) \rightarrow (0.70 \pm 0.09)$ (+11%)

となった。両者は統計の範囲内で一致しているが、中心値はそれぞれ +16%(Electron channel), +11%(Muon channel) 増加した。この分を系統誤差として計上する。

表 5.9 に QCD 規格化に付随する系統誤差をまとめる。

²本解析では QCD サンプルの生成に Pythia を用いているため、3rd. Jet 以降の計算過程が異なる。その点においても、2Jet と 3Jet による Scale Factor の差を議論するのが重要である。

表 5.7: QCD の規格化に用いた Control Region における各成分の割合, および Scale Factor の値. Electron channel. QCD 事象は W 事象と比べて十分に多く, ほぼ QCD だけを選び出せている.

項目	事象数
QCD	$(2.5 \pm 0.4) \times 10^4$
W	$(4.8 \pm 0.1) \times 10^2$
Z	$(5.2 \pm 0.1) \times 10^2$
$t\bar{t}$	62.6 ± 0.7
Data	$(1.5 \pm 0.0) \times 10^4$
ScaleFactor	0.56 ± 0.09

表 5.8: QCD の規格化に用いた Control Region における各成分の割合, および Scale Factor の値. Muon channel. QCD 事象数自体が少ないため W 事象が 10% を占めている. これによる不定性は系統誤差に含める.

項目	事象数
QCD	$(4.8 \pm 0.2) \times 10^3$
W	$(4.7 \pm 0.1) \times 10^2$
Z	$(1.6 \pm 0.0) \times 10^2$
$t\bar{t}$	55.8 ± 0.6
Data	$(3.7 \pm 0.1) \times 10^3$
ScaleFactor	0.63 ± 0.04

表 5.9: QCD 規格化に付随する系統誤差の一覧.

項目	系統誤差
Electron channel	
Luminosity	11%
Control Region	16%
計	19%
Muon channel	
W の混ざり込み	2%
Luminosity	11%
Control Region	11%
計	16%

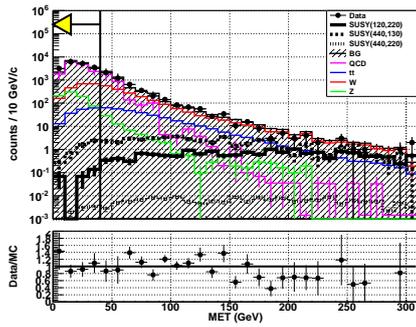


図 5.15: Electron channel で QCD の規格化を行った時の M_T 分布. Cut No. 2 を行った後の分布である. QCD 事象は M_T が小さいため, そのような領域をカットして選び出す.

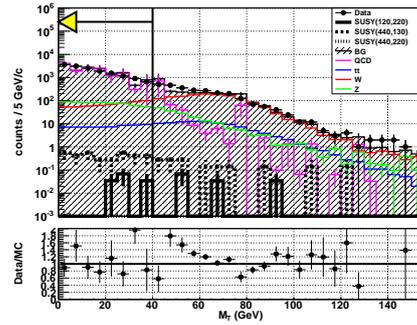


図 5.16: Electron channel で QCD の規格化を行った時の M_T 分布. Cut No. 3 を行った後の分布である. $M_T = 40\text{GeV}/c^2$ 付近で QCD が主な領域と W が主な領域とが入れ替わるため, そこでカットを掛ける.

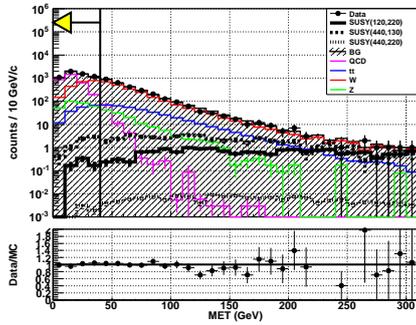


図 5.17: Muon channel で QCD の規格化を行った時の M_T 分布. Cut No. 2 を行った後の分布である. Muon は Fake Rate が小さいため, 1 lepton カット以降に QCD 事象の量は少ない.

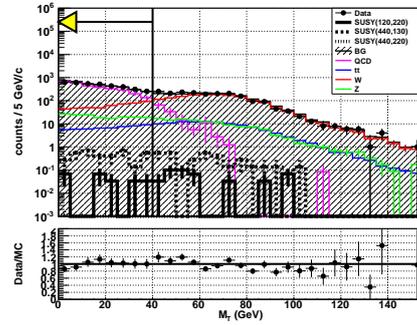


図 5.18: Muon channel で QCD の規格化を行った時の M_T 分布. Cut No. 3 を行った後の分布である. $M_T < 40\text{GeV}/c^2$ を選ぶことで, W 事象を大幅に落とすことが出来る. QCD, W のどちらの分布もデータと良く一致している.

W 事象の規格化： 次に W 事象の規格化を行う。Scale Factor(W) には Lepton の Trigger, ID efficiency がかかるが, 規格化を行う上では QCD 事象と同様, Control Region でモンテカルロとデータの事象数を比較すれば良い。そのようにして解析に使用する Scale Factor を求めた後, Trigger や ID efficiency による補正を行い, モンテカルロシミュレーションの生成断面積がデータと一致しているかの評価も行う。これはモンテカルロシミュレーションの正しさを示す指標となる。

表 5.10: W 事象の規格化に用いる Control Region の定義。Electron, Muon channel のどちらも共通の値を用いている。

Cut No.	条件
1	$p_T > 20\text{GeV}/c$ の Lepton が 1 本
2	$70\text{GeV} < \cancel{E}_T < 100\text{GeV}$
3	$40\text{GeV}/c^2 < M_T < 120\text{GeV}/c^2$

W 事象を選び出す Control Region の定義を表 5.10 に示す。本研究は 3Jet を要求して行うため, 同様に 3Jet を要求するトポロジーを選びたいが, これは統計的に不利になるため今回の解析では入れていない。Lepton は 1 lepton cut の定義を用いる。つまり,

Electron channel： Object Definition の定義に加えて, RobusterTight を課す。そのとき, $p_T > 20\text{GeV}/c$ の Electron が 1 本のみで, 他に $p_T > 10\text{GeV}/c$ の Lepton が存在しないこと。

Muon channel： Object Definition の定義を用いる。そのとき, $p_T > 20\text{GeV}/c$ の Muon が 1 本のみで, 他に $p_T > 10\text{GeV}/c$ の Lepton が存在しないこと。

である。

この条件を課した後, まず高い \cancel{E}_T を要求して QCD を減らす。QCD の規格化係数は系統誤差が大きいためこの条件は重要である。またこの条件により, Signal Region に近い部分で規格化が出来, 外挿に関する不定性を減らせる。次に M_T が M_W に近いという条件でカットを掛け, W 事象を抜き出す。

計算の際, Z, $t\bar{t}$ サンプルに関しては生成断面積と Luminosity の積で規格化を行い, それをデータから引き算して W のみの事象数を求めた。QCD サンプルはデータを用いて規格化した結果を用いてスケールしている。Scale Factor は,

$$\text{Scale Factor}(W) = \frac{N_{\text{Data}} - N_{\text{MC}}(\text{QCD}) - N_{\text{MC}}(Z) - N_{\text{MC}}(t\bar{t})}{N_{\text{MC}}(W)} \quad (5.15)$$

として計算した。この計算の際には Diboson, Single t といった希事象は計算に含めていない。

Electron channel での計算結果を表 5.11, Muon channel での結果を表 5.12 に示す。また, この値を出すのに使用した分布が図 5.19 - 5.22 である。

Control Region への混ざり込みが懸念されるのが, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu qq$ と崩壊した事象である。この事象は実際に W 粒子が 1 個出てくるため, M_T を組むと M_W にピークを作る。表

5.11, 5.11 によれば, この寄与は Electron channel で 7%, Muon channel で 5% であり, Scale Factor を計算する際には引き算をしている. 本解析では, データによる $t\bar{t}$ の規格化は行わず, Next Leading Order の断面積と Luminosity の積を用いて規格化する. その際, K-factor の補正量と同程度の系統誤差を付けることにするが, この大きさが 11% である. 故に W の Scale Factor にも, そこから伝搬して 1% の系統誤差を付ける.

Muon channel ではこれに加えて, $Z \rightarrow \mu\mu$ のうち片方が ID されなかった事象によって作られる \cancel{E}_T が問題になる. これは $W \rightarrow \mu\nu$ と同じ事象に見える上, Z 粒子と W 粒子が近い質量を持っているため, 同じような位置にヤコビアンピークを作る. これによって混入する Z 事象は 5% である. これについても, K-factor 分 (17%) を系統誤差に含めることにする. Scale Factor へは, 1% の寄与となる.

また両 channel とも, Luminosity の不定性 11% も系統誤差にする.

最後に Scale Factor の Control Region 依存性だが, これはいくつか Jet 数, \cancel{E}_T , M_T の組み合わせで試した結果のうち, 表 5.11, 5.11 で求めた Scale Factor から最も離れているものを使用する. 結果は,

Electron channel : +3% (2Jet($p_T > 30\text{GeV}/c$), $40\text{GeV} < \cancel{E}_T < 100\text{GeV}$, $60\text{GeV}/c^2 < M_T < 100\text{GeV}/c^2$ の時)

Muon channel : +6% (2Jet($p_T > 30\text{GeV}/c$), $70\text{GeV} < \cancel{E}_T < 100\text{GeV}$, $60\text{GeV}/c^2 < M_T < 100\text{GeV}/c^2$ の時)

となるので, 3%(Electron channel), 6%(Muon channel) を系統誤差として計上する.

表 5.13 に W 規格化に付随する系統誤差をまとめる.

表 5.11: W 事象の規格化に用いた Control Region における各成分の割合, および Scale Factor の値. Electron channel. ほぼ W 事象のみが抜き出せている. 次に多いのが $t\bar{t}$ 事象で系統誤差の評価に含める.

	事象数
QCD	4.2 ± 2.1
W	$(1.0 \pm 0.0) \times 10^3$
Z	2.0 ± 0.4
$t\bar{t}$	72.1 ± 0.6
Data	$(1.3 \pm 0.0) \times 10^3$
ScaleFactor	1.16 ± 0.04

表 5.12: W 事象の規格化に用いた Control Region における各成分の割合, および Scale Factor の値. Muon channel. ほぼ W 事象のみが抜き出せている. 次に多いのが $t\bar{t}$ 事象と Z 事象で系統誤差の評価に含める.

	事象数
QCD	0.2 ± 0.1
W	$(1.6 \pm 0.0) \times 10^3$
Z	74.1 ± 2.5
$t\bar{t}$	82.4 ± 0.6
Data	$(1.8 \pm 0.0) \times 10^3$
ScaleFactor	1.06 ± 0.03

表 5.13: W 事象の規格化に付随する系統誤差.

項目	系統誤差
Electron channel	
$t\bar{t}$ の混ざり込み	1%
Control Region	3%
Luminosity	11%
計	11%
Muon channel	
$t\bar{t}$ の混ざり込み	1%
Z の混ざり込み	1%
Control Region	6%
Luminosity	11%
計	13%

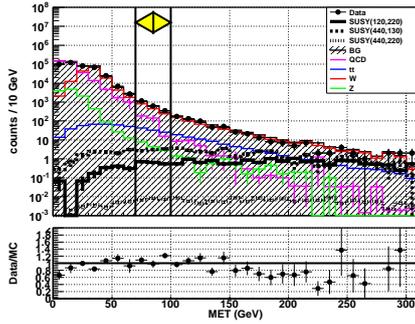


図 5.19: Electron channel で W の規格化を行った時の \cancel{E}_T 分布. Cut No. 1 を行った後の分布である. QCD 事象を落とすために, 高い \cancel{E}_T を選び出している.

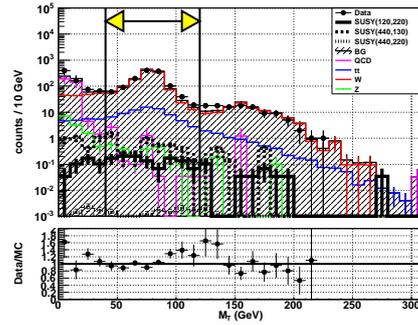


図 5.20: Electron channel で W の規格化を行った時の M_T 分布. Cut No. 2 を行った後の分布である. ヤコビアンピークの周囲を選び出す. W 事象に次いで多いのは, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu qq$ 事象である.

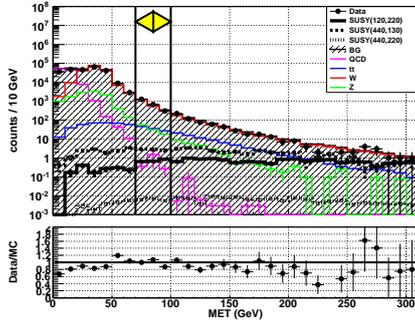


図 5.21: Muon channel で W の規格化を行った時の \cancel{E}_T 分布. Cut No. 1 を行った後の分布である. QCD 事象を落とすために, 高い \cancel{E}_T を選び出している. ただし Muon の Fake Rate は Electron と比べて低いので, その分 QCD 事象の量は少なくなっている.

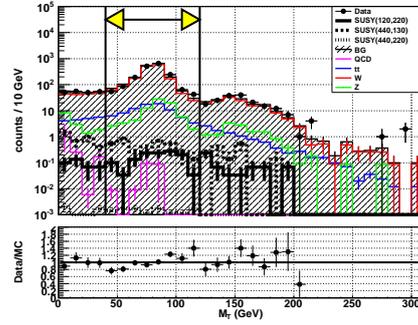


図 5.22: Muon channel で W の規格化を行った時の M_T 分布. Cut No. 2 を行った後の分布である. ヤコビアンピークの周囲を選び出す. W 事象に次いで多いのは, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu qq$ 事象と, $Z \rightarrow \mu\mu$ のうち片方の Muon が ID されない事象である.

最後に, 上で求めた Scale Factor から Trigger や ID の efficiency を考慮した “真の Scale Factor” を計算する. これはモンテカルロシミュレーションの計算の正しさを評価するためのものであり, 実際の解析で使用するのは上で既に求めた値である.

モンテカルロとデータの事象数の比 ScaleFactor(rec.) から Trigger や ID の efficiency の影響を除いた真の Scale Factor(true) は以下の式で計算出来る.

$$\begin{aligned}
 \text{Scale Factor(true)} &= \text{Scale Factor(rec.)} \\
 &\div \text{Scale Factor(Trigger)} \\
 &\div \text{Scale Factor(ID)}
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

(詳細な定義は式 4.1 を参照) この Scale Factor がどの程度 1 に近い値をとるかが, 生成断面積の計算に関してモンテカルロシミュレーションの正しさを示す指標となる. この補正係数には第 4 章で求めた値を使用することにする³.

補正を掛けた後の Scale Factor(true) は以下のようなになる.

$$\begin{aligned}\text{Scale Factor}(W; \text{true}; \text{Electron channel}) &= 1.12 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{sys.}) \\ \text{Scale Factor}(W; \text{true}; \text{Muon channel}) &= 1.12 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{sys.})\end{aligned}$$

両 channel とも誤差の範囲で 1 と無矛盾である. W 事象のモンテカルロシミュレーションは Next Leading Order での生成断面積を用いて計算しているので, これは Next Leading Order での生成断面積がデータを再現していることを示している.

以上までで求めた Scale Factor をまとめる. モンテカルロシミュレーションの規格化に用いる Scale Factor は,

$$\begin{aligned}\text{Scale Factor}(\text{QCD}; \text{Electron channel}) &= 0.56 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{sys.}) \\ \text{Scale Factor}(\text{QCD}; \text{Muon channel}) &= 0.63 \pm 0.04(\text{stat.}) \pm 0.10(\text{sys.}) \\ \text{Scale Factor}(W; \text{Electron channel}) &= 1.16 \pm 0.04(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{sys.}) \\ \text{Scale Factor}(W; \text{Muon channel}) &= 1.06 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{sys.})\end{aligned}$$

となる. Z 事象についても W 事象と同一の Scale Factor を用いる. これは,

1. W 粒子と同様の生成・崩壊過程を持ち, 同様な質量であるため.
2. 本解析が 1lepton のみを選んでいるため, Lepton の efficiency による補正が W 事象と同一であると考えられるため.

という理由による.

$t\bar{t}$ 事象の規格化は Next Leading Order の生成断面積と Luminosity の積を用いて行う. ただし Luminosity には 11% の不定性があるのでそれは系統誤差に含める. またデータを用いた規格化を行っていないので, K-factor の分 (11%) を系統誤差に含める⁴.

Diboson, Wt , Single t も $t\bar{t}$ と同様にして規格化し, K-factor を系統誤差に含める.

³W 粒子と Z 粒子の質量は近く, スピン等の性質も同じであるため, W 粒子の崩壊と Z 粒子の崩壊で生じる Lepton の p_T, η 分布は同一だと仮定する. そこで, Barrel と Endcap, p_T について W 粒子と同じ重み付けをした efficiency を使用する.

⁴Hadronic decay サンプルは 1 lepton mode ではほとんどバックグラウンドとならないため, Leptonic decay サンプルの K-factor を見て 11% とした.

5.4.2 カットの最適化

まずはじめに、モンテカルロシミュレーションを用いてカットの最適化を行う。

1 lepton カット： これは 1 lepton mode を定義するものなので、2lepton mode などとの重複を除くような定義を用いる。

- 最も高い p_T を持つ Electron (Electron channel のとき), もしくは Muon (Muon channel のとき) が, $p_T > 20\text{GeV}/c$ であることを要求する。
- $p_T > 10\text{GeV}/c$ を満たす (Electron+Muon) の数を数えて, それが 1 本だけであることを要求する. 上項で選んだ Lepton はこの条件をクリアするため, この条件はそれ以外に Lepton が存在しないことを要求している。

Jet p_T カット： Jet p_T の最適化は, 標準理論バックグラウンド事象と, SUSY 粒子生成事象のトポロジーの違いを考慮して行う. Jet には二つの起源がある。

1. q, g などの Parton から放出される Jet. 高い p_T 分布を持つ。
2. ISR (Initial State Radiation), FSR (Final State Radiation) の二つの過程で放出される Jet. これは大まかに, その事象で生じる粒子の質量の半分までの p_T を持つ. この p_T 分布にはモンテカルロシミュレーションの不定性が大きい。

1 lepton を要求した際の標準理論バックグラウンド事象を考えると, QCD 事象は 2 本から 3 本程度の Jet, W や Z 事象では ISR・FSR による Jet のみとなる. $t\bar{t}$ のみ例外で, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW$ の後, W 粒子のうち一方が Hadronic 崩壊を起こした場合に Jet 本数が多くなる. 図 5.23 に, Jet 本数の分布を示す。

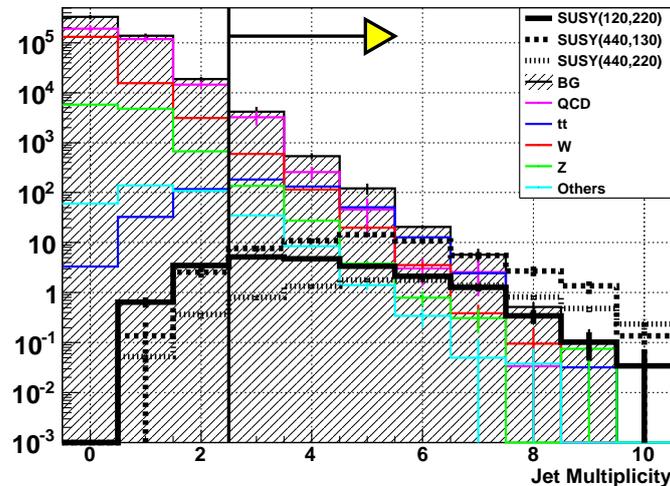


図 5.23: Jet 本数の分布. Electron channel で, $p_T > 30\text{GeV}/c$ 以上の Jet 本数を見ている. m_0 が小さい SUSY 事象は Jet が少なくなる。

一方で、SUSY 粒子に関しては、第 2 章で述べたように、 \tilde{g}, \tilde{q} の崩壊から高い p_T の Jet が放出される。Jet p_T は崩壊前後の粒子の質量差に依存するので、 $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ の値によって分布が異なる。それに加えて、主要な生成過程がどうなるかによっても Decay chain の初期状態が決定されてしまうので、Jet の本数分布に影響する。図 5.25 - 5.27 に、生成過程の割合のプロットを示す。

m_0 が大きく、 $m_{\frac{1}{2}}$ が小さい場合： この領域では Gluino が軽くなるので、 $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ の過程によって SUSY 粒子が作られる。 \tilde{g} は、第 2 章で述べたように $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^* \rightarrow qq\tilde{\chi}$ と崩壊するので、少なくとも 2 本の Jet を出す。これが二つの Gluino から生じるので、最低 4 本の Jet が見られる。

$m_{\frac{1}{2}}$ が大きく、 m_0 が小さい場合： この領域では基本的に SUSY 粒子は重くなり、陽子全体に対する運動量の割合 x が大きい Valence quark 同士による生成過程 $qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$ が多くなる。Squark は、 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}$ という崩壊パターンをたどるので、Jet の本数は 1 本のみである。これが Squark pair のどちらでも生じると、Jet の本数は 2 本+ISR・FSR となり、前項の場合より少なくなる傾向がある。

ここでは、Jet の本数 3 本 (p_T が高い Jet が 2 本、 p_T が低い Jet が 1 本) 以上を要求することにする。このカットにより、QCD の主要なトポロジーである 2Jet 事象を効果的に落とすことが出来る。シグナルに関しては、三本目の Jet p_T を低くしているため、 $m_{\frac{1}{2}}$ が大きく m_0 が小さい場合にも ISR や FSR を捨てるのが可能になり、それほど大きな efficiency 損失にはならない (図 5.23 参照)。

Jet の p_T に関しては、

1st Jet : $p_T > 60\text{GeV}/c$

2nd Jet : $p_T > 60\text{GeV}/c$

3rd Jet : $p_T > 30\text{GeV}/c$

を要求する。 $m_{\frac{1}{2}}$ が大きいところで SUSY 粒子からの Jet 本数は少なくなるが、その場合でも少なくとも 2 本は $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}$ の過程で放出され、大きな p_T を持っている筈だからである。

M_T カット： M_T は式 5.4 で定義される。この量は $W \rightarrow l\nu$ 事象を落とすために重要である。これは以下で述べる理由により、 $M_T > 100\text{GeV}/c^2$ を要求する。

W 粒子の質量が x である確率 $p(x)$ は、

$$p(x) = \frac{\frac{1}{\pi\Gamma}}{(x - M_W)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \quad (5.17)$$

と書ける。このとき、ピークでの確率の $1/k$ にまで落ちる x は、

$$x = M_W \pm \frac{\Gamma}{2}\sqrt{k-1} \quad (5.18)$$

となり、たとえば $1/k = 1/100$ の場合、 $x = 80.4 \pm 2.1 \times 10 = 60, 100\text{GeV}/c^2$ となる。よって W 事象を $O(1 \times 10^{-2})$ まで落とすためには、 $M_T > 100\text{GeV}/c^2$ が必要である⁵。

⁵ここでは W 粒子の寿命による広がりしか考えていないが、実際には検出器の有限の分解能の効果もあるため、これよりも落ち方は少ない。

\cancel{E}_T カット： このカットは SUSY 粒子を選び出す上で最も重要なカットであるため、慎重に設定する必要がある。

基本的に \cancel{E}_T の大きさは、LSP を放出する過程における前後の SUSY 粒子間の質量差に比例するものと考えられる。SUSY 粒子の質量差はほぼ $m_{\frac{1}{2}}$ で決まるため、 $m_{\frac{1}{2}}$ が大きい領域では厳しい \cancel{E}_T カットを要求することで SUSY シグナルのバックグラウンドに対する比を向上させることが可能である。

一方で \cancel{E}_T は広がった分布を持つため、このカットは SUSY 粒子の統計も大きく削ってしまう。特に、 $m_{\frac{1}{2}}$ が大きいところでは $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ の過程が使えないため、生成断面積が小さくなる。統計を確保するカットの設定が重要である。

この両者のトレードオフにより、最適な \cancel{E}_T カットの値が決まる。

図 5.24 にさまざまな \cancel{E}_T カットにおける SUSY シグナルとバックグラウンド事象の割合を示した。縦軸は Significance であり、

$$\text{Significance} \equiv \frac{\text{シグナルの事象数 (S)}}{\sqrt{\text{バックグラウンド事象数 (B)}}} \quad (5.19)$$

と定義される。これは、統計的なふるつき \sqrt{B} に対して、シグナル数がどれほど有意かを示した量であり、これが大きいほど発見能力が高いと考えられる。

$m_{\frac{1}{2}}$ が大きい領域では \cancel{E}_T が大きいため、カットを厳しくすることで Significance を向上させることが可能である。一方、 $m_{\frac{1}{2}}$ が小さい領域では、 \cancel{E}_T カット = 150GeV 付近を境に Significance が落ち始めている。これは、 $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) \sim 0.4m_{\frac{1}{2}}$ が小さくなり、LSP が持ち去る運動量が小さくなったためだと考えられる。

本研究ではこのような領域も含んだ広い範囲でも感度を保つために、 $\cancel{E}_T > 150\text{GeV}$ に設定して解析を行うことにする。

$\cancel{E}_T/M_{\text{eff}}$ カット： 事象全体の Activity の大きさを表す指標 M_{eff} を、以下のように定義する。

$$M_{\text{eff}} = \sum_{i=1,2,3} \text{Jet } p_T^i + \text{Lepton } p_T + \cancel{E}_T \quad (5.20)$$

この量は、SUSY 粒子が放出する主な粒子についてスカラー和を取ったものであり、平均的に SUSY 粒子の質量に比例する。

$\cancel{E}_T/M_{\text{eff}}$ は、 \cancel{E}_T が全体の Activity のうちどの程度の割合を占めているかを示している。QCD di-jet 事象ではこの割合は低い。bb 事象において、一方が Leptonic decay、一方が Hadronic decay をした場合、 $b \rightarrow cl\nu$ から出る ν が \cancel{E}_T を作るが、これが b の 1/3 の p_T を持つとすると、 $\cancel{E}_T/M_{\text{eff}} = \frac{1}{6}$ 程度と見積もれる。もし両方が Leptonic decay をしていた場合、2Jet 事象では ν による \cancel{E}_T が打ち消し合う傾向があるため、より割合は小さくなると考えられる。

このカットは QCD 事象を落とすための補助的な役割を想定しており、あまり強めにはせず、

$$\cancel{E}_T/M_{\text{eff}} > 0.15 \quad (5.21)$$

としておく。

以上のようにして決定した Signal Region を、表 5.14 にまとめる。

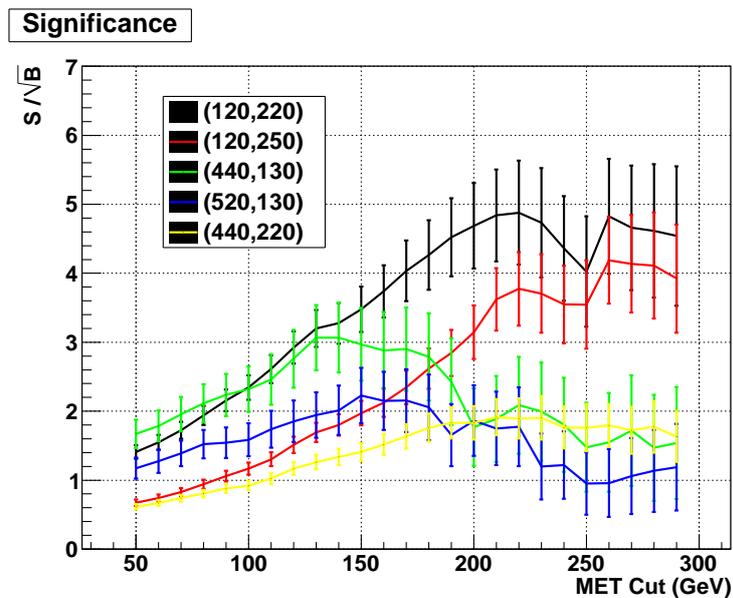


図 5.24: \cancel{E}_T カットが終わった段階での Significance S/\sqrt{B} を, 代表的な $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$ についてプロットした. 統計が残らない QCD, Z 事象のサンプルは含めていない. $m_{\frac{1}{2}} = 130\text{GeV}/c^2$ の二組は \cancel{E}_T が平均的に小さいため, \cancel{E}_T カットが $150\text{GeV}/c$ を超えると Significance が落ち始める.

表 5.14: Signal Region の定義. 1 lepton カットは本文参照.

Cut No.	条件
1a	1st Jet $p_T > 60\text{GeV}/c$
1b	2nd Jet $p_T > 60\text{GeV}/c$
1c	3rd Jet $p_T > 30\text{GeV}/c$
2	$M_T > 100\text{GeV}/c^2$
3	$\cancel{E}_T > 150\text{GeV}$
4	$\cancel{E}_T/M_{eff} > 0.15$

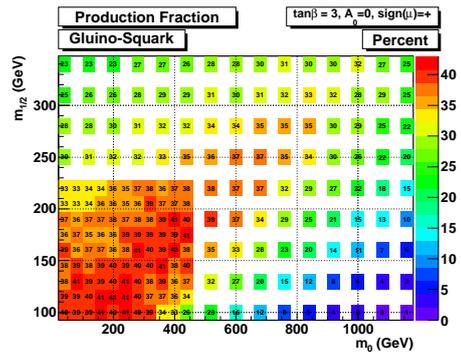
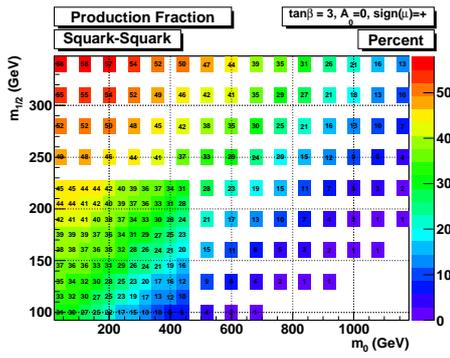


図 5.25: $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ において $\tilde{q}\tilde{q}$ が生成される割合. $m_{\frac{1}{2}}$ が大きい領域で有効になる生成過程である.

図 5.26: $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ において $\tilde{g}\tilde{q}$ が生成される割合. $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ がどちらも程々重い時に有効になる生成過程である.

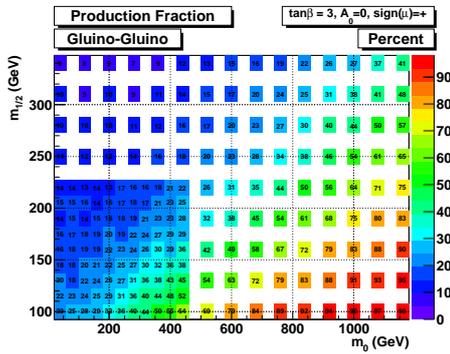


図 5.27: $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ において $\tilde{g}\tilde{g}$ が生成される割合. m_0 が大きい領域で有効になる生成過程である.

5.4.3 データとの比較

以上までで決定した規格化係数とカットを用いて、モンテカルロシミュレーションとデータの比較を行う。

図 5.28 - 5.34 に Electron channel における、カットごとのヒストグラムの絵を並べる。表 5.16 に CutFlow を載せる。同じく Muon channel のヒストグラムを図 5.35 - 5.41 に載せて、CutFlow を表 5.18 に示す。

1 lepton カット： 1 lepton カット後の Lepton p_T 分布を図 5.28(Electron channel), 図 5.35(Muon channel) に示す。

Electron channel ではこの段階で 7 割が QCD 事象で占められている。モンテカルロを 20%ほど過大評価しているが、これは QCD 規格化の Scale Factor に付随する統計誤差 (Control Region 依存性による 16%) や系統誤差によるものだと考えられる。

一方 Muon channel では W 事象が 6 割、QCD 事象が 4 割のバックグラウンドとなっている。CutFlow ではモンテカルロは 20%過大評価となっている。Lepton p_T の分布を見ると、それは特に p_T が 30GeV/c 程度の低い領域で顕著である。その領域では QCD 事象が主なバックグラウンドとなっており、QCD 事象が過小評価されていることが分かる。これは Scale Factor に付随する統計誤差 (6%) や、Control Region 依存性 (11%) による系統誤差から来ていると考えられる。一方 p_T が 50GeV/c の付近を見ると、この領域は W 事象が主な成分になっている。ここでも 10%程度モンテカルロが過大となっているが、これは Scale Factor の Control Region 依存性 (6%) などによる系統誤差で説明される。

尚、QCD 事象は最終カットを終えた後にはほとんど残らない。そのため、ここで述べたデータとモンテカルロの不整合は結果にはほとんど効かない。

一方、W 事象に関しては最終カットでも有効な事象数残るので、Scale Factor に付随する不定性は系統誤差として取り入れる。

Jet カット： 1 lepton カット後の 1st - 3rd Jet p_T 分布を図 5.29 - 5.31(Electron channel), 図 5.36 - 5.38(Muon channel) に示す。これらはカットを順番に掛けて見ているわけではなく、すべて 1 lepton カット後の分布であり、CutFlow との直接の対応関係が無いことに注意する。

まず Electron channel に関して図を見てみる。主な成分は QCD 事象である。1st Jet p_T の分布は、1 lepton カットで見たようなモンテカルロの過大評価の影響を引きずって同様の傾向を示す。しかし 2nd Jet p_T の分布はほぼモンテカルロとデータで一致している。この変化は、Pythia が Jet 数を正しく再現していないため生じていると考えられる。これについては、Scale Factor の Control Region 依存性として系統誤差に含めている。3rd Jet p_T 分布は、 $p_T = 20\text{GeV}/c$ 付近でモンテカルロが過小評価されている。QCD 事象を生成するのに用いた Pythia では、3rd Jet 以降をパートンシャワーによって計算するため、低い p_T での再現性が悪く、それが見えているものと思われる。それより高い p_T に関しては、スライスの境目で生じる不連続性が見えてしまっている $p_T = 60\text{GeV}/c$ 付近の領域を除いて、データとモンテカルロは統計の範囲で一致している。

3rd. Jet p_T カット後での CutFlow を見ると, モンテカルロがデータに対して過小評価になっているが, QCD 事象に関してモンテカルロの統計と系統誤差を考慮するとこれは誤差の範囲である.

一方, Muon channel ではほとんどが W 事象と QCD 事象で構成されている. 1st. Jet p_T 分布は, Electron channel と同様にモンテカルロが過大評価気味になっているが, 2nd. - 3rd. Jet p_T はほとんど良く一致している. これは W 事象や QCD 事象の Scale Factor に付随する Control Region 依存性が見えているのだと考えられる.

CutFlow は統計や系統誤差の範囲で一致している.

M_T カット : このカットから, モンテカルロの信頼性が低い QCD 事象はほとんど無くなるため, 慎重に分布と CutFlow を見てゆく. Jet カット後の M_T 分布を図 5.32(Electron channel), 図 5.39(Muon channel) に示す.

Electron channel では, QCD が残っている $M_T < 50 \text{ GeV}/c^2$ を除けば, バックグラウンドとデータが統計の範囲で一致している様子が分かる. $M_T = 100 \text{ GeV}/c^2$ 付近のヤコビアンピークの肩の形状も良く再現されている. CutFlow も一致している.

Muon channel でも同様に, 形状も含めデータとモンテカルロは統計の範囲内で一致している. CutFlow についてはデータの残数が少なくなってきたためその統計を考慮する必要がある. $\sigma = \sqrt{69} = 8.3$ であることを考えれば, データとモンテカルロは一致していると言える.

両 channel において, このカット後には QCD 事象はほぼ無くなり, W と $t\bar{t}$ 事象がバックグラウンドを構成するようになる.

\cancel{E}_T カット : M_T カット後の \cancel{E}_T 分布を図 5.33(Electron channel), 図 5.40(Muon channel) に示す.

両 channel とも, 統計の範囲内でモンテカルロとデータが一致している.

このカットは, SUSY 事象を選び出す上で非常に重要である. 本解析で設定した $\cancel{E}_T > 150 \text{ GeV}$ のカットは, 標準理論バックグラウンドと SUSY 事象を切り分ける位置に設定されていることが図から分かる.

$\cancel{E}_T/M_{\text{eff}}$ カット : M_T カット後の $\cancel{E}_T/M_{\text{eff}}$ 分布を図 5.34(Electron channel), 図 5.41(Muon channel) に示す.

モンテカルロの統計が少ない Muon channel ではこのカットの有用性は分からないが, Electron channel の分布を見ると, わずかに残っている QCD 事象をこのカットで落としている様子が分かる. QCD 事象以外の成分は広がった分布を持っており, バックグラウンド, シグナル共に, カットで落とされる割合は少ない.

最終カットで残るバックグラウンドは Electron channel, Muon channel でほぼ同様であり, 50%が $t\bar{t}$ 事象, 40%が W 事象, 10%がその他の Single t や Diboson 事象である. Z 事象は残らず, QCD 事象に関してほとんど残らない. ただし QCD 事象に関してはモンテカルロの統計が不足しており, この予測は正確ではない可能性がある. この点に関しては, 後で評価を行う.

$t\bar{t}$ 事象のどの崩壊モードがバックグラウンドに寄与するかを見たのが表 5.20(Electron channel), 5.21(Muon channel) である。どちらの channel でも, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$ が 8 割を占めていることがわかる。この崩壊モードでは ν が二つ出てくるので M_T が M_W よりも高いところまで存在し, M_T カットで落とすことが出来ない (図 5.11 参照)。

このときもう一方の Lepton が検出されない理由は, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\nu\tau\nu$ と, τ への崩壊を起こしてしまうことによる割合が最も大きく, 約 6 割を占めている。 τ の Decay mode を表 5.15 に示す。 $\tau \rightarrow \text{hadron}$ と崩壊する場合は Lepton として ID されないので, 1 lepton mode のバックグラウンドとなる。 $\tau \rightarrow l\bar{\nu}l$ と崩壊する場合は 3 体崩壊となるので, l の p_T が低く, ID されない可能性が高くなる。 その場合も 1 lepton mode のバックグラウンドとなる。

残りは, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\nu e\nu$, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\nu\mu\nu$, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\mu\nu\mu\nu$ と崩壊したが, 片方の Electron や Muon が Object Definition を通過せずに 1 lepton 扱いとなる事象が占める。 この内訳は,

- ID や Reconstruction の inefficiency ($\sim 50\%$)
- $p_T < 10\text{GeV}/c$ となり, Object Definition を通らない ($\sim 40\%$)
- η が Detector の外 ($\sim 10\%$)

となっている。

表 5.15: τ 粒子の Decay mode[2]. $M_\tau = 1.77682 \pm 0.00016 \text{ GeV}/c^2$, $c\tau = 87.11\mu\text{m}$.

崩壊モード	分岐比
$\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$	18%
$\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17%
$\tau \rightarrow \text{hadron}$	65%

また, SUSY シグナルのモンテカルロシミュレーションに対して同じカットを課したのが表 5.17(Electron channel), 5.19(Muon channel) である。 代表的なパラメータ点のみ載せた。 Electron channel, Muon channel もどちらも同じようなカット結果となっている。

1 lepton カットの段階では $m_{\frac{1}{2}}$ が小さいパラメータ点 $(m_0, m_{\frac{1}{2}}) = (440\text{GeV}/c^2, 130\text{GeV}/c^2)$, $(520\text{GeV}/c^2, 130\text{GeV}/c^2)$ のほうが $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ によって生成断面積を稼げるため事象数が多いが, これらの点では \cancel{E}_T が小さくなるため, M_T カットや \cancel{E}_T カットでの落ち方が大きい。 最終的に残る事象数は, ここで挙げたパラメータ範囲で 2 から 5 事象程度となる。 バックグラウンドの予測数は Electron channel で 2.3 事象, Muon channel で 2.6 事象のため, もし SUSY 事象が存在していれば有意な Excess となる。

しかし CutFlow をみると, Electron channel, Muon channel のどちらでも, カットを残ったデータ数は標準理論によるバックグラウンド予測数と無矛盾なものとなっている。

表 5.16: Electron channel の CutFlow. 誤差は統計のみ. Others は Single $t + Wt + Diboson$ である.

Cut	Data	Total	QCD	W	Z	$t\bar{t}$	Others
1 lepton Cut	406752	$(4.9 \pm 0.4) \times 10^5$	$(3.3 \pm 0.4) \times 10^5$	$(1.5 \pm 0.0) \times 10^5$	$(1.1 \pm 0.0) \times 10^4$	$(5.4 \pm 0.0) \times 10^2$	$(3.5 \pm 0.0) \times 10^2$
1st Jet Cut	33486	$(4.3 \pm 0.3) \times 10^4$	$(3.4 \pm 0.3) \times 10^4$	$(6.1 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.0 \pm 0.0) \times 10^3$	$(4.6 \pm 0.0) \times 10^2$	$(1.6 \pm 0.0) \times 10^2$
2nd Jet Cut	3511	$(4.0 \pm 0.6) \times 10^3$	$(2.6 \pm 0.6) \times 10^3$	$(8.7 \pm 0.1) \times 10^2$	$(1.7 \pm 0.0) \times 10^2$	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^2$	45.9 ± 1.4
3rd Jet Cut	1606	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^3$	$(6.6 \pm 1.1) \times 10^2$	$(3.4 \pm 0.1) \times 10^2$	75.3 ± 2.6	$(2.4 \pm 0.0) \times 10^2$	20.7 ± 0.9
M_T Cut	41	43.0 ± 2.3	2.8 ± 1.7	18.0 ± 1.3	2.8 ± 0.5	17.9 ± 0.3	1.4 ± 0.2
\cancel{E}_T Cut	1	2.4 ± 0.3	$(4.8 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	0.9 ± 0.3	0	1.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut	1	2.3 ± 0.3	$(1.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	0.8 ± 0.3	0	1.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1

表 5.17: 代表的なパラメータ点での SUSY 事象の CutFlow. Electron channel.

	$(m_0, m_{\frac{1}{2}})$	(120, 220)	(120, 250)	(440, 130)	(520, 130)	(440, 220)
1 lepton Cut		21.3 ± 0.9	11.7 ± 0.4	56.3 ± 2.8	42.0 ± 2.1	9.1 ± 0.3
1st Jet Cut		21.2 ± 0.9	11.6 ± 0.4	56.0 ± 2.8	41.7 ± 2.1	9.1 ± 0.3
2nd Jet Cut		18.6 ± 0.8	10.6 ± 0.4	53.0 ± 2.7	40.2 ± 2.1	8.8 ± 0.3
3rd Jet Cut		16.0 ± 0.7	9.2 ± 0.4	51.4 ± 2.6	39.7 ± 2.0	8.5 ± 0.3
M_T Cut		7.6 ± 0.5	3.9 ± 0.3	8.7 ± 1.1	6.0 ± 0.8	3.3 ± 0.2
\cancel{E}_T Cut		5.5 ± 0.4	3.3 ± 0.2	4.2 ± 0.8	2.8 ± 0.5	2.2 ± 0.2
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut		5.4 ± 0.4	3.2 ± 0.2	4.2 ± 0.8	2.8 ± 0.5	2.2 ± 0.2

表 5.18: Muon channel の CutFlow. 誤差は統計のみ. Others は Single t + Wt + Diboson である.

Cut	Data	Total	QCD	W	Z	$t\bar{t}$	Others
1l epton Cut	249233	$(3.0 \pm 0.0) \times 10^5$	$(1.1 \pm 0.0) \times 10^5$	$(1.8 \pm 0.0) \times 10^5$	$(1.2 \pm 0.0) \times 10^4$	$(5.8 \pm 0.0) \times 10^2$	$(4.0 \pm 0.0) \times 10^2$
1st Jet Cut	10379	$(1.1 \pm 0.0) \times 10^4$	$(3.1 \pm 0.2) \times 10^3$	$(6.7 \pm 0.0) \times 10^3$	$(5.5 \pm 0.1) \times 10^2$	$(5.0 \pm 0.0) \times 10^2$	$(1.8 \pm 0.0) \times 10^2$
2nd Jet Cut	1618	$(1.7 \pm 0.0) \times 10^3$	$(3.4 \pm 0.3) \times 10^2$	$(9.7 \pm 0.1) \times 10^2$	83.7 \pm 2.7	$(2.9 \pm 0.0) \times 10^2$	50.5 \pm 1.5
3rd Jet Cut	777	$(8.2 \pm 0.2) \times 10^2$	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^2$	$(3.8 \pm 0.1) \times 10^2$	36.2 \pm 1.7	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^2$	25.4 \pm 1.0
M_T Cut	69	59.7 \pm 1.8	$(8.7 \pm 8.4) \times 10^{-2}$	31.2 \pm 1.6	2.5 \pm 0.4	24.0 \pm 0.3	2.0 \pm 0.3
\cancel{E}_T Cut	4	2.7 \pm 0.3	$(2.9 \pm 2.9) \times 10^{-3}$	1.0 \pm 0.3	0	1.5 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut	3	2.6 \pm 0.3	$(2.9 \pm 2.9) \times 10^{-3}$	1.0 \pm 0.3	0	1.4 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1

表 5.19: 代表的なパラメータ点での SUSY 事象の CutFlow. Muon channel.

	$(m_0, m_{\frac{1}{2}})$	(120, 220)	(120, 250)	(440, 130)	(520, 130)	(440, 220)
1 lepton Cut		21.7 \pm 0.9	11.3 \pm 0.4	58.4 \pm 2.8	41.8 \pm 2.1	9.0 \pm 0.3
1st Jet Cut		21.6 \pm 0.9	11.3 \pm 0.4	58.0 \pm 2.8	41.6 \pm 2.1	8.9 \pm 0.3
2nd Jet Cut		19.4 \pm 0.8	10.5 \pm 0.4	55.1 \pm 2.7	40.0 \pm 2.0	8.7 \pm 0.3
3rd Jet Cut		16.2 \pm 0.7	9.3 \pm 0.4	53.6 \pm 2.7	39.3 \pm 2.0	8.4 \pm 0.3
M_T Cut		7.6 \pm 0.5	4.2 \pm 0.3	8.5 \pm 1.1	6.5 \pm 0.8	3.5 \pm 0.2
\cancel{E}_T Cut		5.3 \pm 0.4	3.2 \pm 0.2	3.9 \pm 0.7	3.2 \pm 0.6	2.4 \pm 0.2
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut		5.2 \pm 0.4	3.2 \pm 0.2	3.9 \pm 0.7	3.2 \pm 0.6	2.3 \pm 0.2

表 5.20: Electron channel での $t\bar{t}$ 事象の CutFlow の内訳. $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$ が 8 割を占めている.

Cut	$t\bar{t} \rightarrow \text{hadron}$	$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu q\bar{q}$	$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$	Total
1 lepton Cut	10.6 ± 0.5	$(4.3 \pm 0.0) \times 10^2$	92.6 ± 0.7	$(5.4 \pm 0.0) \times 10^2$
1st Jet Cut	9.7 ± 0.5	$(3.8 \pm 0.0) \times 10^2$	70.6 ± 0.6	$(4.6 \pm 0.0) \times 10^2$
2nd Jet Cut	6.6 ± 0.4	$(2.4 \pm 0.0) \times 10^2$	33.4 ± 0.4	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^2$
3rd Jet Cut	6.2 ± 0.4	$(2.1 \pm 0.0) \times 10^2$	23.0 ± 0.3	$(2.4 \pm 0.0) \times 10^2$
M_T Cut	$(7.9 \pm 5.0) \times 10^{-2}$	10.7 ± 0.2	7.2 ± 0.2	17.9 ± 0.3
\cancel{E}_T Cut	0	0.3 ± 0.0	1.0 ± 0.1	1.3 ± 0.1
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut	0	0.2 ± 0.0	1.0 ± 0.1	1.3 ± 0.1

表 5.21: Muon channel での $t\bar{t}$ 事象の CutFlow の内訳. $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$ が 8 割を占めている.

Cut	$t\bar{t} \rightarrow \text{hadron}$	$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu q\bar{q}$	$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$	Total
1 lepton Cut	1.7 ± 0.2	$(4.7 \pm 0.0) \times 10^2$	$(1.0 \pm 0.0) \times 10^2$	$(5.8 \pm 0.0) \times 10^2$
1st Jet Cut	1.4 ± 0.2	$(4.2 \pm 0.0) \times 10^2$	78.3 ± 0.6	$(5.0 \pm 0.0) \times 10^2$
2nd Jet Cut	0.9 ± 0.1	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^2$	37.3 ± 0.4	$(2.9 \pm 0.0) \times 10^2$
3rd Jet Cut	0.8 ± 0.1	$(2.3 \pm 0.0) \times 10^2$	25.4 ± 0.4	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^2$
M_T Cut	$(3.9 \pm 8.8) \times 10^{-3}$	16.1 ± 0.3	7.9 ± 0.2	24.0 ± 0.3
\cancel{E}_T Cut	0	0.3 ± 0.0	1.1 ± 0.1	1.5 ± 0.1
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut	0	0.3 ± 0.0	1.1 ± 0.1	1.4 ± 0.1

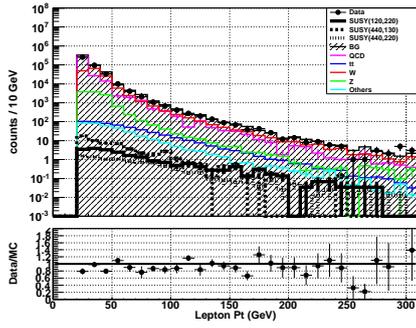


図 5.28: Electron channel での Electron p_T 分布. 1 lepton カット後.

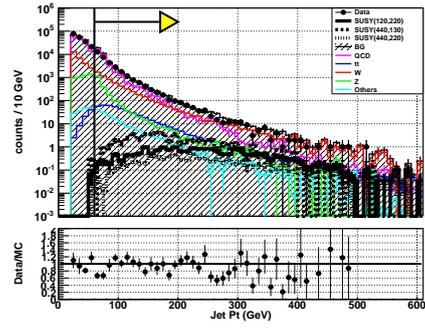


図 5.29: Electron channel での 1st. Jet p_T 分布. 1 lepton カット後.

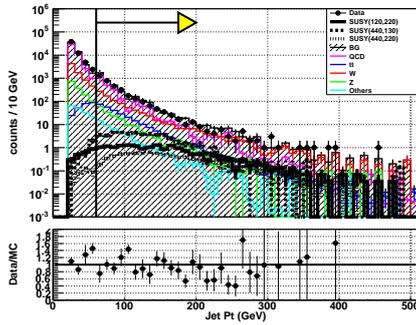


図 5.30: Electron channel での 2nd. Jet p_T 分布. 1 lepton カット後.

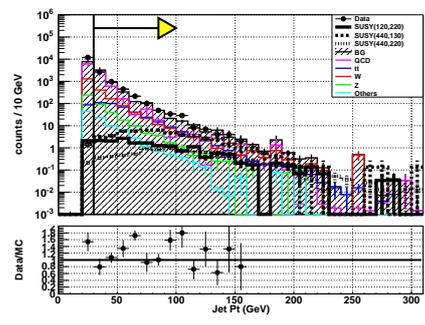


図 5.31: Electron channel での 3rd. Jet p_T 分布. 1 lepton カット後.

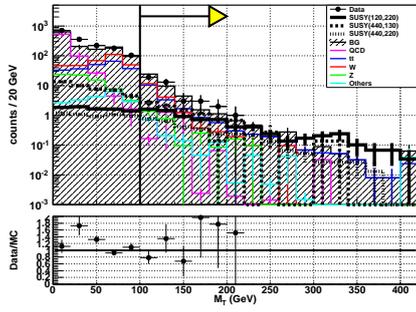


図 5.32: Electron channel での M_T 分布. 3rd. Jet p_T カット後.

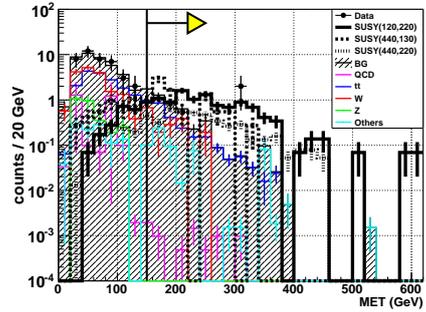


図 5.33: Electron channel での \cancel{E}_T 分布. M_T カット後.

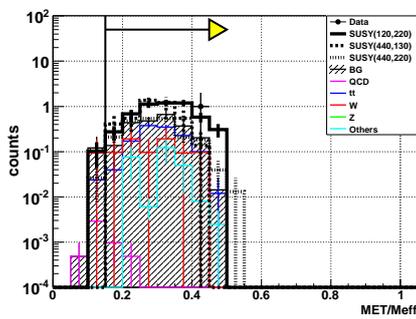


図 5.34: Electron channel での \cancel{E}_T/M_{eff} 分布. \cancel{E}_T カット後.

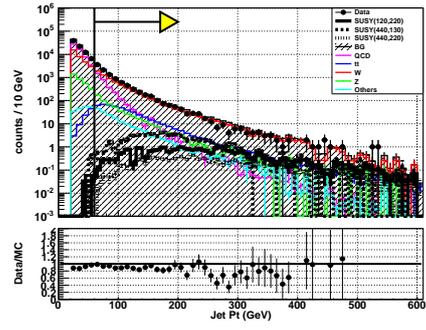
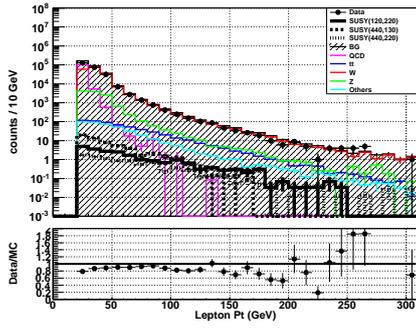


図 5.35: Muon channel での Muon p_T 分布. 図 5.36: Muon channel での 1st. Jet p_T 分布. 1 lepton カット後.

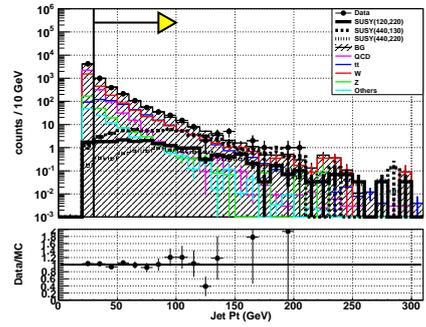
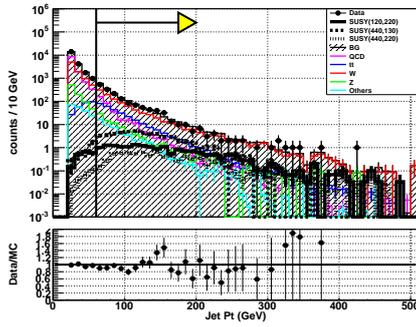


図 5.37: Muon channel での 2nd. Jet p_T 分布. 1 lepton カット後. 図 5.38: Muon channel での 3rd. Jet p_T 分布. 1 lepton カット後.

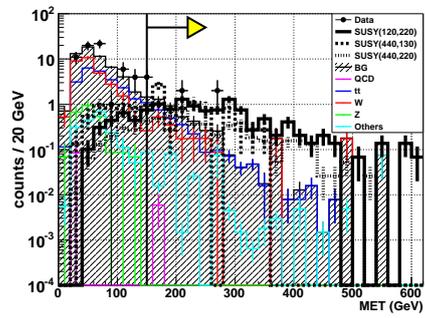
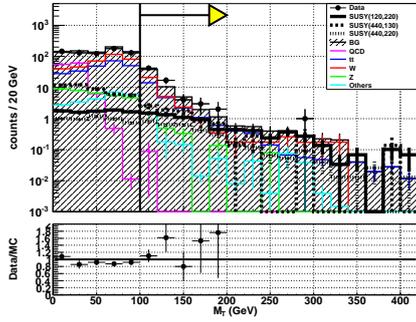


図 5.39: Muon channel での M_T 分布. 3rd. 図 5.40: Muon channel での E_T 分布. M_T Jet p_T カット後.

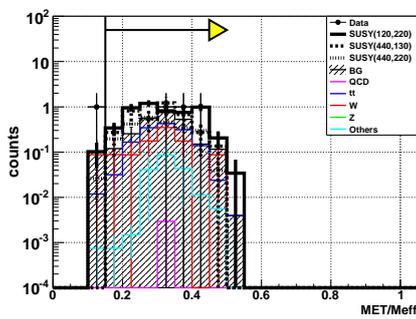


図 5.41: Muon channel での E_T/M_{eff} 分布. E_T カット後.

5.4.4 残った事象の確認

以上のカットにより、標準理論バックグラウンドが Electron channel と Muon channel 合わせて 4.9 事象予測された。このカットを Period E-I までのデータに対して適用してやると、最終的に Electron channel で 1 事象、Muon channel で 3 事象の計 4 事象が残った。

ここではそれらがどのような事象であるか解釈する。便宜上、それら事象に表 5.22 の通り番号を付けておく。

表 5.22: カットを通過した事象のまとめ。Electron channel で 1 事象、Muon channel で 3 事象見つかった。

番号	channel	Run	Event No.
#1	Electron	167661	18412580
#2	Muon	165767	103103652
#3	Muon	167661	24940683
#4	Muon	167680	31015332

- #1
- Run=167661, Event=18412580, BCID=2986, LumiBlock=414.
 - $\cancel{E}_T=303.1\text{GeV}$, $\phi=-2.48$. $M_T=182.6\text{GeV}/c^2$.
 - Electron : $p_T = 27.8\text{GeV}/c$, $\eta=-0.99$, $\phi=0.85$, TightElectron, OQ=1, Charge=-1, $E_{T\text{cone}20}=3.8\text{GeV}$.
 - (Electron) : $p_T = 19.7\text{GeV}/c$, $\eta=-0.38$, $\phi=-1.57$, MediumElectron, OQ=3, Charge=+1, $E_{T\text{cone}20}=2.4\text{GeV}$. OQ=3 のため Object Definition を通らない。
 - Jet : 4 本.
 1. $p_T=202.0\text{GeV}/c$, $\eta=-1.62$, $\phi=0.68$.
 2. $p_T=108.1\text{GeV}/c$, $\eta=1.74$, $\phi=0.96$.
 3. $p_T=55.4\text{GeV}/c$, $\eta=-0.26$, $\phi=-1.61$.
 4. $p_T=28.3\text{GeV}/c$, $\eta=-2.35$, $\phi=-1.49$. b-Jet⁶.

この事象は Electron が本来 2 本あったのだが、片方が OQ=3 となっており Object Definition を通らなかったため、1 lepton mode となった。Electron が 2 本あるため $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\nu e\nu$ 事象だと考えられるが、その場合 ν が 2 本出るため質量の再構成等が不可能となり断定は難しい。

- #2
- Run=165767, Event=103103652, BCID=13, LumiBlock=511.
 - $\cancel{E}_T=207.9\text{GeV}$, $\phi=1.03$. $M_T=290.3\text{GeV}/c^2$.
 - Muon : $p_T = 107.7\text{GeV}/c$, $\eta=-2.36$, $\phi=-2.60$, $\chi^2_{\text{match}}=33$, Charge=-1.

⁶b-Meson の寿命は $\sim 1.5\text{ps}$ であり、例えば $p_T = 40\text{GeV}/c$ の b-Meson は約 4mm 飛んでから崩壊する。そこで Jet 中の Track と衝突点との最近接距離がどの程度離れているか (JetProbability Tagger), Jet 中の Track を再構成して作った Secondary Vertex がどの程度衝突点から離れているか (Secondary Vertex Tagger) を評価することで、b-Jet を選び出すことが可能である。ここでは b-Jet を ID するアルゴリズムとして Jet Probability Tagger を用いている。b-Jet の ID efficiency は 60%程度である。

- (Muon) : $p_T = 222.5\text{GeV}/c$, $\eta=-1.22$, $\phi=1.16$, $\chi^2_{match}=174$, Charge=+1. $\chi^2_{match} > 150$ のため Object Definition を通らない。
- Jet : 3 本.
 1. $p_T=83.3\text{GeV}/c$, $\eta=-0.67$, $\phi=-1.75$.
 2. $p_T=69.0\text{GeV}/c$, $\eta=-0.27$, $\phi=-1.12$. b-Jet.
 3. $p_T=32.0\text{GeV}/c$, $\eta=-0.43$, $\phi=2.66$.

この事象は Muon が本来 2 本あったのだが、片方の χ^2_{match} が 150 を超えており Object Definition を通らなかったため、1 lepton mode となった。またそれによって \cancel{E}_T がアンバランスになって大きな値をとっている。おそらく $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\mu\nu\mu\nu$ 事象だと思われる。

- #3
- Run=167661, Event=24940683, BCID=2827, LumiBlock=430.
 - $\cancel{E}_T=265.0\text{GeV}$, $\phi=-1.91$. $M_T=165.6\text{GeV}/c^2$.
 - Muon : $p_T = 45.3\text{GeV}/c$, $\eta=0.97$, $\phi=-0.19$, $\chi^2_{match}=3$, Charge=+1.
 - (Muon) : $p_T = 6.3\text{GeV}/c$, $\eta=-0.92$, $\phi=-0.98$, $\chi^2_{match}=3$, Charge=-1. p_T が $10\text{GeV}/c$ 以下のため Object Definition を通らない。
 - Jet : 6 本.
 1. $p_T=292.5\text{GeV}/c$, $\eta=-0.59$, $\phi=1.69$.
 2. $p_T=86.7\text{GeV}/c$, $\eta=0.07$, $\phi=-1.72$. b-Jet.
 3. $p_T=70.9\text{GeV}/c$, $\eta=1.14$, $\phi=0.74$.
 4. $p_T=40.6\text{GeV}/c$, $\eta=-0.77$, $\phi=-1.10$. b-Jet.
 5. $p_T=28.5\text{GeV}/c$, $\eta=0.59$, $\phi=1.30$.
 6. $p_T=21.50\text{GeV}/c$, $\eta=0.87$, $\phi=0.27$.

この事象は Muon が本来 2 本あったのだが、片方の p_T が $10\text{GeV}/c$ を下回っており Object Definition を通らなかったため、1 lepton mode となった。 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\mu\nu\tau\nu$ で、 $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ と崩壊した事象か、 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\mu\nu\mu\nu$ と崩壊したが、一方の Muon の p_T が低くなってしまった事象のどちらかだと考えられる。

- #4
- Run=167680, Event=31015332, BCID=2770, LumiBlock=114.
 - $\cancel{E}_T=155.7\text{GeV}$, $\phi=-2.40$. $M_T=182.1\text{GeV}/c^2$.
 - Muon : $p_T = 64.6\text{GeV}/c$, $\eta=0.39$, $\phi=-0.12$, $\chi^2_{match}=16$, Charge=-1.
 - Tau : $p_T = 39.1\text{GeV}/c$, $\eta=2.1$, $\phi=-1.48$, Charge=+1, tauCutSafeTight.
 - Jet : 7 本.
 1. $p_T=75.2\text{GeV}/c$, $\eta=0.91$, $\phi=0.79$. b-Jet.
 2. $p_T=62.9\text{GeV}/c$, $\eta=-0.13$, $\phi=0.20$.
 3. $p_T=58.4\text{GeV}/c$, $\eta=2.09$, $\phi=-2.93$.
 4. $p_T=45.2\text{GeV}/c$, $\eta=1.36$, $\phi=2.50$. b-Jet.
 5. $p_T=36.6\text{GeV}/c$, $\eta=1.66$, $\phi=1.42$.
 6. $p_T=23.6\text{GeV}/c$, $\eta=0.38$, $\phi=1.48$.

7. $p_T=20.7\text{GeV}/c$, $\eta=-1.09$, $\phi=1.25$.

この事象は b-Jet が 2 本あるため, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW$ が綺麗に見える.

M_T が大きいため, WW のどちらも Leptonic decay をしたものと思われるが, Muon が 1 本しか存在しないため, $WW \rightarrow \mu\nu\tau\nu$ で, τ は hadron に崩壊した事象だと考えられる. 実際, $p_T = 39.1\text{GeV}/c$ の τ が ID されている.

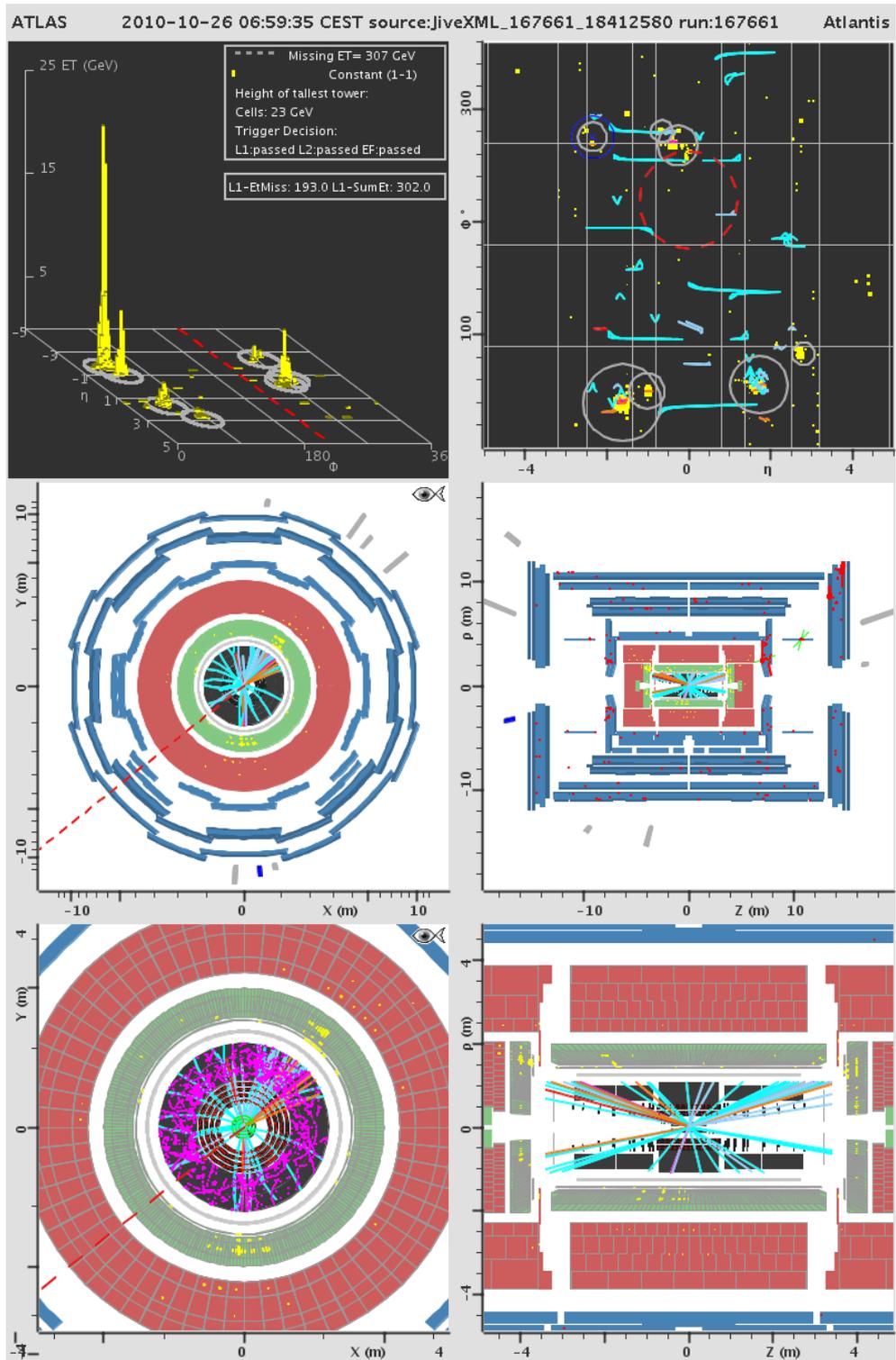


図 5.42: Run:167661, Event:18412580 のイベントディスプレイ.

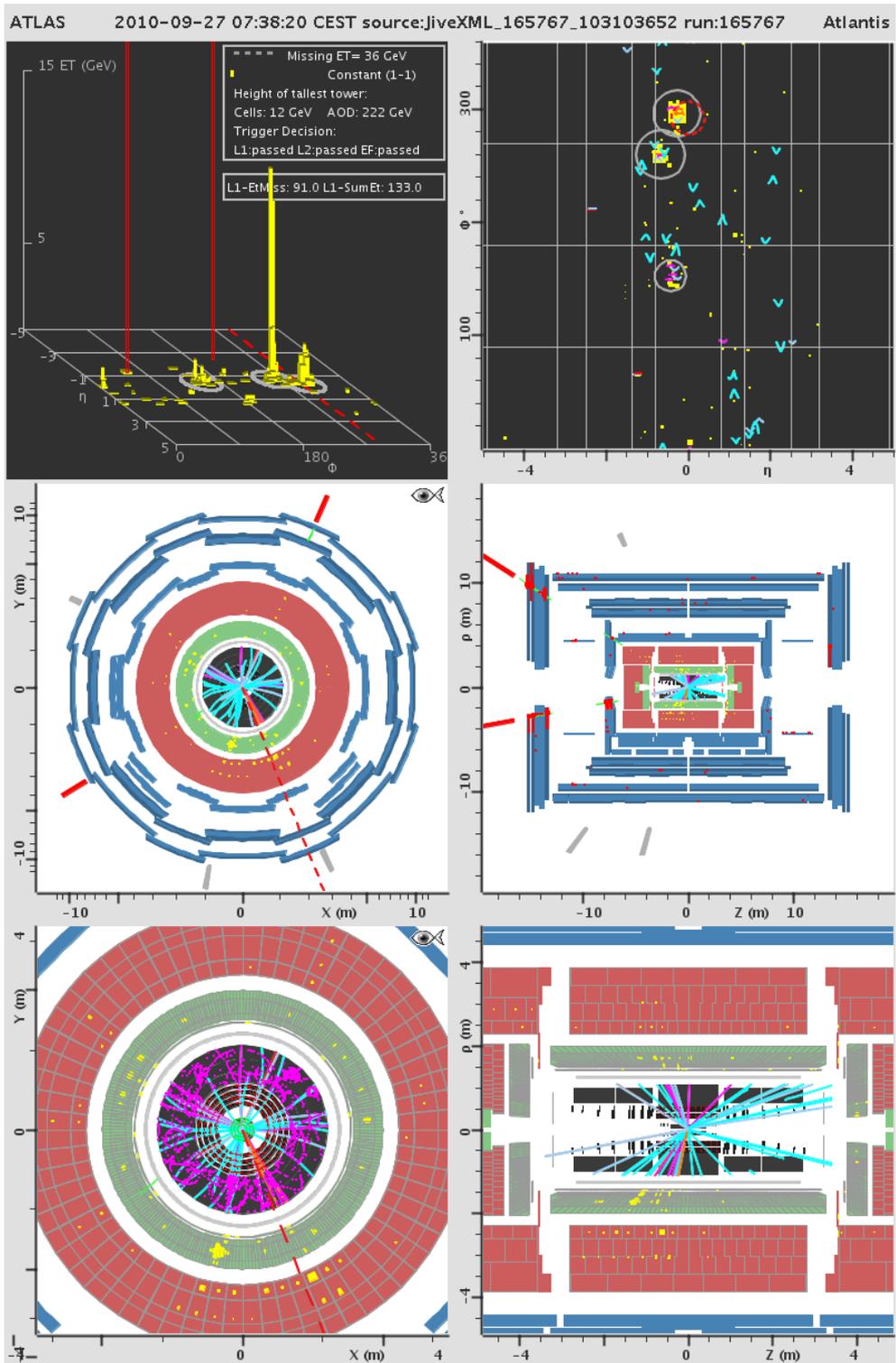


図 5.43: Run:165767, Event:103103652 のイベントディスプレイ.

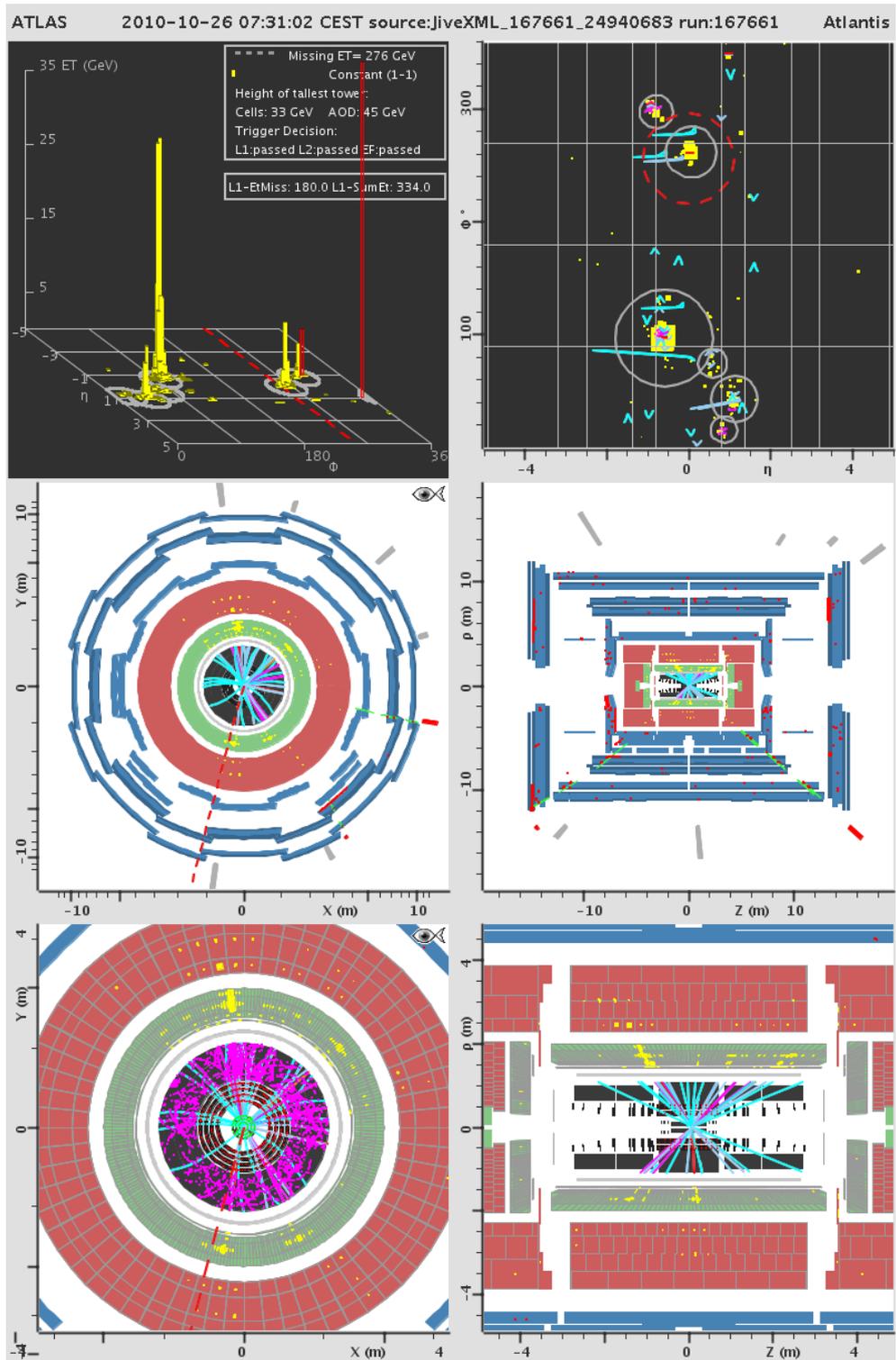


図 5.44: Run:167661, Event:24940683 のイベントディスプレイ.

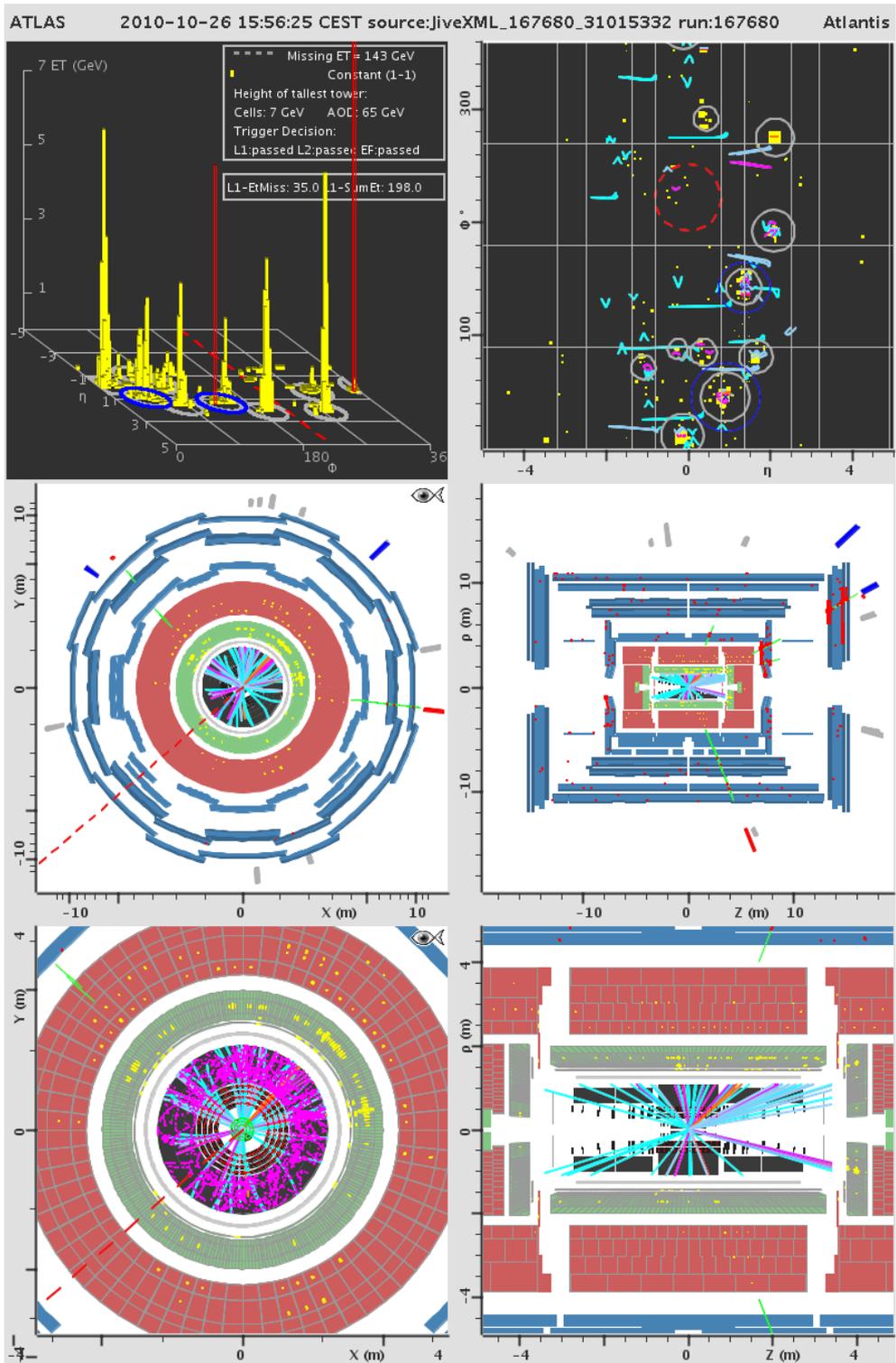


図 5.45: Run:167680, Event:31015332 のイベントディスプレイ.

5.4.5 系統誤差

バックグラウンド : バックグラウンドに対する系統誤差を表 5.23(Electron channel) と表 5.24(Muon channel) にまとめる.

系統誤差の評価は, 対象項目の大きさを $1 + \Delta$ としたときに, 最終カットに残る事象数を $N(1 + \Delta)$ と書くと,

$$\text{Systematic} = \frac{N(1 + \Delta) - N(1 - \Delta)}{N(1 + \Delta) + N(1 - \Delta)} \quad (5.22)$$

として計算する.

後述する JER, EER, MER 等, On-Off の切り替えを評価するものに対しては,

$$\text{Systematic} = \frac{N(\text{on}) - N(\text{off})}{N(\text{on}) + N(\text{off})} \quad (5.23)$$

として計算する. この評価は, On-Off の差の半分を系統誤差として取り入れることに相当している.

QCD や Z 事象など, 最終カットでモンテカルロサンプルの事象数が少ないものに関しては, 対象項目を変化させても有効な事象数変化が見られなかったため値は 0% となっている. これは過小評価であるが, これらはバックグラウンドに占める割合が少なく系統誤差に対して与える影響も少ないと考えられるため, 本研究では 0% のままで扱う.

Object Definition, Overlap Removal まで終えた段階で残っている Object に対して上記の操作を行う.

全ての評価項目において, 変化させた分の p_T はベクトル的に \cancel{E}_T から差し引き, 全体としてバランスが崩れないようにしている. 具体的には, 対象の Object の p_{Ti} を $p_{Ti} \rightarrow p_{Ti}(1 + \Delta_i)$ に変化させた場合,

$$\cancel{E}_T(\text{New}) = \cancel{E}_T(\text{Old}) - \sum_i p_{Ti} \Delta_i \quad (5.24)$$

として補正する. この補正のため, 例えば Energy Scale の増加が残事象数の増加になるとは一概に言えない.

以下, 系統誤差として考慮した事柄を挙げてゆく.

Jet Energy Scale (JES) : 本研究で使用している EM+JES Calibration では, Calibration に使う定数はモンテカルロシミュレーションによって求められている. そこに不定性が付くので, それを評価する. p_T, η ごとに求められている不定性を $\pm 1\sigma$ 前後させて, それに応じて Jet のエネルギースケールを変化させることでカット後の事象数変化を見る. Object Definition を通過した Jet 全てに対して, 一斉に $+1\sigma, -1\sigma$ 変化させる. 典型的な JES の不定性は 7% 程度であるが, Jet p_T 分布によりべき乗されるため, カットを抜けるバックグラウンド数に及ぼす影響は約 30% にもなる. これが Electron channel, Muon channel で共通して最大の系統誤差である.

表 5.23: Electron channel のバックグラウンドに対する系統誤差. 右欄は重み付き平均をとった値.

項目	Pythia	W	Z	$t\bar{t}$	Others	計
JES	0.0%	24.9%	0.0%	29.4%	19.1%	26.7%
JER	0.0%	-6.7%	0.0%	5.9%	8.7%	2.0%
EES	0.0%	0.0%	0.0%	3.2%	0.0%	1.8%
EER	0.0%	0.0%	0.0%	0.6%	0.0%	0.3%
Normalization(QCD; Electron)	22.6%	-	-	-	-	0.0%
Normalization(W, Z; Electron)	-	4.6%	4.6%	-	-	1.5%
Normalization(K-factor)	-	-	-	11%	16%	8.0%
Luminosity	-	-	-	11%	11%	7.3%

表 5.24: Muon channel のバックグラウンドに対する系統誤差. 右欄は重み付き平均をとった値.

項目	Pythia	W	Z	$t\bar{t}$	Others	計
JES	100.0%	39.9%	0.0%	29.4%	15.5%	32.4%
JER	0.0%	12.0%	0.0%	4.6%	-10.6%	6.2%
MES	0.0%	29.4%	0.0%	5.5%	1.4%	14.0%
MER	0.0%	-10.0%	0.0%	1.1%	-0.8%	-3.2%
Normalization(QCD; Muon)	12.7%	-	-	-	-	0.0%
Normalization(W, Z; Muon)	-	6.9%	6.9%	-	-	2.7%
Normalization(K-factor)	-	-	-	11%	16%	7.2%
Luminosity	-	-	-	11%	11%	6.8%

Jet Energy Resolution (JER) : Jet の Energy 分解能評価の不定性を評価する。そのために, Jet の Energy Resolution を以下の式で表される分だけ余分に悪化させ, 元の数と比較を行い, 式 5.23 に従って計算した結果を系統誤差とする。

$$\sigma = 0.55 \sqrt{\frac{(0.46 \text{ GeV}/c)^2}{p_T^2} + \frac{0.846^2 \text{ GeV}/c}{p_T} + 0.064^2} \quad (5.25)$$

Electron Energy Scale (EES) : $|\eta| < 1.4$ で 1%, $1.4 \leq |\eta| < 2.5$ で 3% の不定性がある。この分を $\pm 1\sigma$ だけ変化させて数の変化を見る。

Electron Energy Resolution (EER) : Electron の Energy 分解能を以下の式に従って悪化させ, 元の数との変化分から式 5.23 に従って計算する。

$$\sigma = \sqrt{\left(0.1 \sqrt{E(\text{GeV})}\right)^2 \left((1 + 0.2)^2 - 1\right) + (0.007 E(\text{GeV}))^2 \left((1 + \Delta C)^2 - 1\right)} \quad (5.26)$$

ここで, $\Delta C = 1.0(|\eta| < 1.37)$, $4.0(1.37 \leq |\eta|)$ である。これは Callorimeter によって生じる不定性のため, E, η は Cluster での値を用いる。

Muon Energy Scale (MES) : 全 η 範囲で 3% 分の不定性がある。この分を $\pm 1\sigma$ だけさせて評価する。

Muon Energy Resolution (MER) : 5% ($|\eta| < 1.05$), 9% ($1.05 \leq |\eta| < 2.4$) 分の不定性がある。Gaussian で p_T をランダムに振ることでこの不定性を取り入れた時と, そうでない時の数の差から, 系統誤差を式 5.23 に従って計算する。

Normalize : 本解析では, QCD 事象, W 事象, Z 事象についてはデータを用いて規格化を行ったが, $t\bar{t}$, Others(Single t , Wt , Diboson(WW, WZ, ZZ)) 事象に関しては Next Leading Order の σ を信じた。しかしこれには理論計算の不定性が伴う。そこで K-factor 程度を系統誤差として計上する。 $t\bar{t}$ 事象は Leptonic decay サンプルの K-factor である 1.11 より 11%, Diboson 等他の事象は, 生成断面積で重み付き平均した K-factor である 1.16 より 16% を計上する。

QCD 事象, W 事象, Z 事象に関してはデータを用いた規格化を行っており, そこで求めた Scale Factor の不定性はそのままモンテカルロの事象数の不定性となる。また Scale Factor の統計不足による不定性も同様にモンテカルロ事象数の不定性となる。そこで, Scale Factor の系統誤差と統計誤差をあわせて系統誤差として計上する。(Luminosity の不定性から付けていた Scale Factor の系統誤差 (11%) は除く。)

Luminosity : Luminosity には 11% の不定性が付いている。これはデータを用いた規格化を行った際には考える必要が無いので, $t\bar{t}$, Diboson(WW, WZ, ZZ), Wt , Single t の事象に対して適用する。

シグナル : SUSY シグナルに特有の系統誤差を以下に 2 つ挙げる。これに加えて JES と Luminosity を系統誤差とする。Jet の Energy Resolution, Lepton の Energy Scale や Energy Resolution の変化については, JES の不定性と比べて十分小さいためここでは無視する。

Particle Distribution Function (PDF) : Particle Distribution Function(PDF)の不定性によって生成断面積は変化する. その不定性を評価すると 10%程度の大きさになる. これを系統誤差として計上する.

QCD Scale : 生成断面積は QCD の Renormalization scale, Factorization scale に依存する. これを 2 倍, 1/2 倍に変化させ, 生成断面積がどの程度変わるかを見ることで依存性を評価し, 系統誤差に計上する.

以上の項目について, 本解析で探索を行う領域中の代表的なパラメータ点で求めた値を表 5.26 に列挙する.

JES に関しては本解析で独自に評価した結果を使用している. 一方 PDF と QCD Scale に関しては, 値を変化させたサンプルを用意することが出来なかったため, Prospino 2.1 によって計算を行った結果を記入している [16]⁷. これらの値は本来, パラメータ点ごとに異なる. しかしそれらを全ての点で計算するのは困難なため, 本解析では全ての点で一律に同じ系統誤差を付けることにする.

表 5.26 に以上の事柄をまとめた.

表 5.25: シグナルに付随する系統誤差. 代表的なパラメータ点での値を計算した. Electron channel を代表して載せるが, Muon channel でも同じである.

$(m_0, m_{\frac{1}{2}})$	(120, 220)	(120, 250)	(440, 130)	(520, 130)	(440, 220)
PDF	9.9%	10.6%	9.4%	9.8%	11.9%
QCD Scale($\times 2$)	-10.8%	-10.9%	-7.2%	-6.7%	-9.4%
QCD Scale($\times \frac{1}{2}$)	+9.3%	+9.3%	+6.6%	+6.2%	+8.5%
JES	10.5%	7.3%	14.3%	17.9%	6.7%

表 5.26: シグナルに付随する系統誤差の一覧. すべてのパラメータ点でこの値を使用する.

項目	系統誤差
PDF	10%
QCD Scale	10%
JES	15%
Luminosity	11%

Correlation : 以上で挙げた系統誤差はそれぞれ Correlation がある. たとえば JES の不定性は ATLAS 検出器の Calibration に依存するものであるため, Electron channel, Muon channel, また, シグナル, バックグラウンドすべてで一斉に $\pm 1\sigma$ してはいけない. ここまで述べてきた系統誤差のうち “同じ名前のもの” は, 系統誤差を計算する際に Correlation を考慮して加えあわせることにする.

Correlation がある主要な系統誤差は, JES と Luminosity である.

⁷<http://www.nikhef.nl/rvdleeuw/SUSYCrossSectionTool.php>

モンテカルロの統計に対する誤差： モンテカルロシミュレーションの統計による誤差も系統誤差として扱う。ただし QCD についてはモンテカルロシミュレーションの統計が圧倒的に不足しているため、別途上限値を計算することにし、この誤差には含めないでおく。

5.4.6 QCD 事象数の上限

QCD 事象は非常に生成断面積が大きいため、データの事象数の方が解析で使用したモンテカルロサンプル事象数を上回ってしまっている。表 5.27 に各スライスでの事象数の比較 (積分 Luminosity に換算している) と, 34pb^{-1} の Luminosity に焼き直す際の Scale Factor をまとめた。Pythia0Jet-4Jet は Scale Factor が 1 より大きくなり, モンテカルロでの 1 事象が CutFlow に及ぼす影響が非常に大きくなっている。

モンテカルロで事象数が 0 のスライスは慎重な取り扱いが必要である。これにより実際に QCD 事象の期待値 $N_{exp.}$ に対して付けられる制限は Poisson 分布の仮定の下で次式のように書ける。

$$N_{exp.} < \text{ScaleFactor} \times \ln \frac{1}{1 - \text{C.L.}} \quad (5.27)$$

ここで信頼係数 C.L. を 68% に取ると, $N_{exp.} < 1.14 \times \text{ScaleFactor}$ となる。これは Pythia3Jet で $N_{exp.} < 63$, Pythia4Jet で $N_{exp.} < 2.5$ となり, CutFlow の最終結果に大きな影響を与える。

Pythia0Jet-2Jet に関してはより大きな値 $N_{exp.}$ となる。しかし表 5.27 を見ると, これらが取り得る p_T は $< 70\text{GeV}/c$ であり, これによって本解析で要求しているカット $\cancel{E}_T < 150\text{GeV}$ を通る \cancel{E}_T が生まれることは無い。

また Pythia5Jet, 6Jet は ScaleFactor が 1 より小さく, 34pb^{-1} においても十分な精度で制限を付けられる。

そこで以下では Pythia3Jet, 4Jet について, CutFlow 最終段での $N_{exp.}$ の制限を求める。

Muon channel についても同様であるが, こちらは予め Generator level でカットが掛かっているサンプルなので Muon 事象が多い。そのため Scale Factor も小さい。しかし Pythia-Muon3Jet サンプルでは Scale Factor=2.0 であり, Electron channel 同様工夫無しでは $N_{exp.}$ についての荒い制限しか求められない。そこで Muon channel では PythiaMuon3Jet サンプルについて考えることにする。

本解析において, 1 lepton カットより後の解析は Lepton の p_T, η, ϕ にしか依存しない。そこで Lepton の定義を緩めて Fake Lepton を積極的に作る (“Loose にする”) ことで, 1 lepton カットを通る事象数を増やしておいて, それに対して本解析と同様のカットを掛けたとしても, 事象数の減り具合は元の 1 lepton 定義の場合 (“Tight”) と同様の傾向を示すはずである。

このとき, “Loose” な手法のカット最終段で得られた事象数 (もしくは制限) N_{loose} は, 以下の式で “Tight” な場合の事象数 (制限) N_{tight} に焼き直せる。

$$N_{tight} = \frac{N_{tight}^{lepton}}{N_{loose}^{lepton}} \times N_{loose} \quad (5.28)$$

ここで, N_{tight}^{lepton} は通常の Tight な 1 lepton 定義における 1 lepton カットを通過する事象数 (制限), N_{loose}^{lepton} は Loose な定義での 1 lepton カットを通過する事象数 (制限) である。

Electron channel : Tight の条件は Object Definition, および 1 lepton の定義に従う。一方 Loose な Electron は, 以下のようを選び出す。

- Stream は Egamma を使用し, Trigger は要求しない。
- Electron の定義に通常の Object Definition ではなく, 以下の定義を用いる。これは RobustMedium 等の品質を要求しないため大幅に Fake Electron を増やせる。

表 5.27: Pythia(Muon) での Leading Jet p_T に課すカットの値, およびモンテカルロサンプルの事象数に対応する Luminosity の値, またそれを 34pb^{-1} に焼き直す際の Scale Factor の大きさ.

スライス名	p_T の範囲 (GeV/c)	相当 Luminosity(pb^{-1})	ScaleFactor(@ 35pb^{-1})
Pythia (Electron channel)			
0Jet	8-17	1.43×10^{-4}	2.4×10^5
1Jet	17-35	2.07×10^{-3}	1.7×10^4
2Jet	35-70	3.39×10^{-2}	1.0×10^3
3Jet	70-140	6.37×10^{-1}	55
4Jet	140-280	1.59×10^1	2.2
5Jet	280-560	5.98×10^2	5.86×10^{-2}
6Jet	560-1120	3.98×10^4	8.79×10^{-4}
PythiaMuon (Muon channel)			
0Jet	8-17	6.12×10^{-1}	57
1Jet	17-35	6.10×10^{-1}	57
2Jet	35-70	2.26	16
3Jet	70-140	1.73×10^1	2.0
4Jet	140-280	2.57×10^2	1.4×10^{-1}
5Jet	280-560	7.34×10^3	4.8×10^{-3}
6Jet	560-1120	8.76×10^3	4.0×10^{-3}

- $p_T > 10 \text{ GeV}/c$
- $|\eta^{cluster}| < 1.37, 1.52 < |\eta^{cluster}| < 2.47$
- $OQ \neq 3$
- 1 lepton カットには, RobusterTight の条件は課さず, $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ の Electron が1本で, 他に Lepton が存在しないことのみを要求する.
- 以降は通常解析でのカットと同じ.
- Muon の定義および Overlap Removal も通常解析と同じものを使用する.

Loose な Electron を用いた場合の CutFlow を表 5.28 に示す. これよりカット最終段で予測される QCD 事象数は,

Pythia3Jet Loose Lepton 法でも 0 事象であるので, 事象数の上限を計算する.

$$N_{tight}^{data} = \text{ScaleFactor} \times N_{tight}^{MC} = 55 \times \frac{667}{492204} \times 1.14 = 0.08 \quad (5.29)$$

よって $N_{exp.} < 0.08$ となる.

Pythia4Jet Loose Lepton 法で 47 事象残る.

$$N_{tight}^{data} = \text{ScaleFactor} \times N_{tight}^{MC} = 2.2 \times \frac{728}{942402} \times 47 = 0.08 \quad (5.30)$$

よって $N_{exp.} < 0.08$ となる.

表 5.28: Loose Electron を用いた解析の結果. モンテカルロサンプルの残数をそのまま記している.

Pythia	3Jet		4Jet	
	通常の解析	loose lepton 法	通常の解析	Loose Lepton 法
1 lepton Cut	667	492204	728	942402
1st Jet Cut	453	305504	711	884702
2nd Jet Cut	53	18810	343	201220
3rd Jet Cut	14	6687	187	100933
M_T Cut	0	92	2	6264
\cancel{E}_T Cut	0	0	0	47
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut	0	0	0	47

Muon channel : Tight の条件は Object Definition, および 1 lepton の定義に従う. 一方 Loose Muon は, 以下のように選び出す.

- Stream は Muons を使用し, Trigger は要求しない.
- Muon の定義に通常の Object Definition ではなく, 以下の定義を用いる. これは χ_{match}^2 等の品質を要求しないため大幅に Fake Muon を増やせる.
 - $p_T > 10 \text{ GeV}/c$

- $|\eta| < 2.4$
- Combined Muon
- 1 lepton カットは通常と同じく, $p_T > 20\text{GeV}/c$ の Muon が 1 本で, 他に Lepton が存在しないことを要求する.
- 以降は通常解析での cut と同じ.
- Electron の定義および Overlap Removal も通常解析と同じものを使用する.

Loose Muon を用いた場合の CutFlow を表 5.29 に示す. これよりカット最終段で予測される QCD 事象数は,

PythiaMuon3Jet Loose Lepton 法でも 0 事象であるので, 事象数の上限を計算する.

$$N_{tight}^{data} = \text{ScaleFactor} \times N_{tight}^{MC} = 2.0 \times \frac{1171}{5626} \times 1.14 = 0.47 \quad (5.31)$$

よって $N_{exp.} < 0.47$ となる.

表 5.29: Loose Muon を用いた解析の結果. モンテカルロサンプルの残数をそのまま記している.

PythiaMuon	3Jet	
	通常解析	Loose Lepton 法
1 lepton Cut	1171	5626
1st Jet Cut	847	3913
2nd Jet Cut	197	835
3rd Jet Cut	66	319
M_T Cut	0	0
\cancel{E}_T Cut	0	0
\cancel{E}_T/M_{eff} Cut	0	0

以上まで Electron channel, Muon channel それぞれでのスライスについて事象数の上限の目安が求まった. しかしこの Loose Lepton 法は Fake Rate の p_T, η 依存性を取り入れていないという点で正確な Fake Lepton を記述していない. また Jet との位置関係やそれによる \cancel{E}_T との関係も正確では無い. 実際, 通常解析で \cancel{E}_T/M_{eff} カットまで事象が残っており直接比較可能な Pythia6Jet サンプルや, その他の全サンプルの比較可能なカットに同様な手法を適用し結果を比較すると, 最大 300%程度の差違が見られる. そこで, この手法の不定性も 300%程度であると考えられる.

5.5 MT 法による解析

来年以降 LHC の Luminosity が上がっていくと、データの統計に対してモンテカルロサンプルの統計が不足するようになる。前項目で評価したように、生成断面積の大きい QCD 事象に関しては現段階ですでにモンテカルロサンプルの統計が不足しており、評価に大きな不定性を付ける必要が生じている。今後、W 事象や $t\bar{t}$ 事象のような主たるバックグラウンドでもモンテカルロサンプルの統計が不足するようになってくると、その系統誤差が大きく効くようになってしまい、発見能力が制限される。

そのため、今後はデータの一部領域を用いて Signal Region 中のバックグラウンド数を推定する、Data driven な手法での解析が重要になってくる。この手法の長所は、統計量が増えればバックグラウンド数の推定精度が向上するという点である。

この章ではその中の一つの手法であり、現在の統計量でも可能なバックグラウンド推定手法である MT 法による解析を行う。ただしシグナルに関しては MT 法で見積もることは出来ず、モンテカルロに頼る必要があるため MT 法だけで独立した解析とはならない。そのためここでは、MT 法により求められるバックグラウンド予測数とデータ事象数が無矛盾であることを確認するのにとどめ、結果は次章以降で行う制限の設定等には使用しない。

5.5.1 MT 法の概要

MT 法について図 5.46 を用いて説明する。MT 法は E_T と、式 (5.4) で定義される M_T とが無相関であるという性質を用いている。その場合、図 5.46 において、

$$N_A : N_B = N_C : N_D \quad (5.32)$$

という式が成立し、これを変形すれば、領域 D でのバックグラウンド事象の期待値 $N_D^{exp.}$ が、

$$N_D^{exp.} = N_C \times \frac{N_B}{N_A} \quad (5.33)$$

と決められる。 N_C を E_T の関数として見れば、

$$N_D^{exp.}(E_T) = N_C(E_T) \times \frac{N_B}{N_A} \quad (5.34)$$

として、バックグラウンドの形状も知ることが出来る。

これは M_T が小さい領域での E_T 分布が、 M_T が大きい領域での E_T 分布のテンプレートとして使えるということであり、主なバックグラウンドである W, $t\bar{t}$ 事象について両者が相似形であることが重要になる。図 5.47 に両者の分布を示す。Signal Region である $E_T > 100\text{GeV}$ での分布を見てみると、W, $t\bar{t}$ が似通った形をしていることが分かる。これが M_T 法が可能な理由である。

SUSY シグナルが存在していた場合でも、A, B, C の領域ではバックグラウンド事象数が卓越すると考えられる。そのため、予測される $N_D^{exp.}$ もバックグラウンド事象の期待値を表す。このとき領域 D に実際に観測される事象数 $N_D^{obs.}$ が $N_D^{exp.}$ より有意に大きければ、SUSY 事象の発見となる。

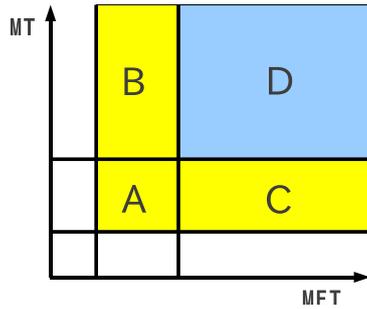


図 5.46: MT 法の概要を示した図. Signal Region での \cancel{E}_T を推定するために, \cancel{E}_T と無相関な物理量である M_T をとる. D が Signal Region, ABC が Control Region として使用する領域. 白の領域は QCD 事象等, MT 法に不向きなバックグラウンドが多いため Control Region としては使用しない.

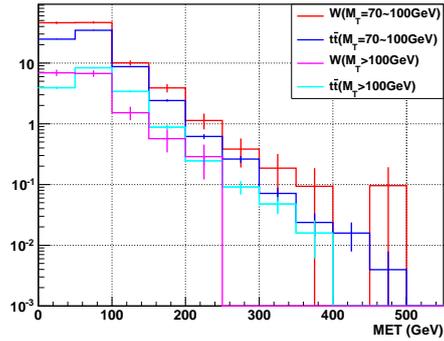


図 5.47: $70\text{GeV}/c^2 < M_T < 100\text{GeV}/c^2$ と $M_T > 100\text{GeV}/c^2$ の領域での \cancel{E}_T 分布をみたもの. Electron channel での結果を代表して載せるが, Muon channel でも同様である. $\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$ の領域を見ると, W 事象同士, $t\bar{t}$ 事象同士で, M_T の領域が異なっても \cancel{E}_T 分布は相似形であることが分かる. M_T 法はこの性質を利用する.

5.5.2 MT 法での解析

まず MT 法を適用する前に予め課しておくカットについて述べる. 1 lepton mode であるため 1 lepton カットを課し, その次に Jet カットを掛け QCD 事象を落とす. カットは Electron channel, Muon channel で同一である.

1 lepton の定義, Jet カットは MC 法と同じものを使う. つまり,

1 lepton カット: channel に対応する Lepton($p_T > 20\text{GeV}/c$) が 1 本で, 他に Lepton($p_T > 10\text{GeV}$) が存在しない.

Jet カット: 1st. Jet $p_T > 60\text{GeV}/c$, 2nd. Jet $p_T > 60\text{GeV}/c$, 3rd. Jet $p_T > 30\text{GeV}/c$.

その後 MT 法を適用する. 領域の定義を表 5.30 にまとめる. この領域を決定するに当たって, 下限は W, $t\bar{t}$ 以外の事象の混ざり込みが十分少なくなるように, 上限は MC 法での Signal Region と一致するよう選んだ.

表 5.30: MT 法で用いる領域の定義. 1 lepton の定義, Jet のカットまでは MC 法で用いたものと同じ.

	M_T (GeV/c^2)	\cancel{E}_T (GeV)
A	70 - 100	50 - 150
B	100 -	50 - 150
C	70 - 100	150 -
D	100 -	150 -

まずモンテカルロシミュレーションを用いて、十分に W, $t\bar{t}$ 以外の事象が落ちているか、また MT 法が Control Region におけるバックグラウンドの形状を再現しているかを確認する。

まず領域 (A+C) で \cancel{E}_T 分布のテンプレートを作る。この際、 $70\text{GeV}/c^2$ という高い M_T を選ぶことによって、崩壊幅によってヤコビアンピークを越えた M_T を持つ W 事象か、 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$ などと崩壊し広がった M_T 分布を持つ $t\bar{t}$ 事象しか残らないようにする。もし QCD 等、他の事象が多量に混入すると M_T 法は上手く機能しなくなる。表 5.31(Electron channel), 5.32(Muon channel) の上側の欄は、モンテカルロに対して MT 法を適用した結果である。この際モンテカルロの規格化は、MC 法と同じ値を用いて行っている。 N_A, N_B, N_C が、領域 A, B, C における事象数である。これを見ると、領域 B($M_T > 100\text{GeV}/c^2$, $50\text{GeV} < \cancel{E}_T < 100\text{GeV}$) で QCD, Z 事象や Diboson 等その他の事象が占める割合が大きくなる。これは Electron channel で顕著で、合計して 10%程度の割合となっている。これらは Signal Region(D) におけるバックグラウンド予測数に影響してくる。同じように、領域 C($70\text{GeV}/c^2 < M_T < 100\text{GeV}/c^2$, $\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$) では Diboson や Single t , Wt などの事象が混入してくる。Muon channel でもこれが 10%見られている。そこで、ここでは両 channel 共に 10%分を系統誤差として加えることにする。

次に、 $N_C \times N_B / N_A$ を計算することにより、Control Region (D) におけるバックグラウンド数 $N_D^{exp.}$ を見積もる。表 5.31(Electron channel), 5.32(Muon channel) 中の $N_D^{exp.}$ の欄がこの計算結果になる。

このバックグラウンド予測数 $N_D^{exp.}$ の答え合わせは、Control Region の事象数 $N_D^{obs.}$ を見ることによって可能である。すると Electron channel, Muon channel どちらにおいても、 $t\bar{t}$ 事象が 40%過小評価されていることがわかる。一方で W 事象については、統計の範囲内で正しく再現出来ている。 $t\bar{t}$ の過小評価は、 $t\bar{t}$ の分布が M_T と \cancel{E}_T でわずかに相関を持っているためだと考えられる。この性質については現在研究中であるため、ここでは系統誤差として取り扱うことにする。 $t\bar{t}$ 事象がバックグラウンドに占める割合は約 50%なので、両 channel とも 20%を $t\bar{t}$ による不定性として計上する。

図 5.48(Electron channel), 5.49(Muon channel) には、 $N_D^{exp.}$ を \cancel{E}_T の関数としてプロットした絵を示す。 $70\text{GeV}/c^2 < M_T < 100\text{GeV}/c^2$ の領域 (A+C) における \cancel{E}_T 分布を N_B/N_A に従って規格化したものが青線であり、 $M_T > 100\text{GeV}/c^2$ の領域 (B+D) における分布を見たものが赤線である。 N_B/N_A のかけ算は、黄色の矢印で示した領域の数を合わせるよう規格化したことに相当する。 $\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$ において、赤線と青線は統計の範囲で一致している。よって、MT 法による分布形状の見積もりは正しく動作していることがわかる。

同じことをデータに対して適用したのが図 5.50, 5.51 である。こちらはモンテカルロでの結果に比べて統計が少なく、分布の形状の議論は出来ない。そこで表 5.31(Electron channel), 5.32(Muon channel) の最下段に、データに対して MT 法を適用した結果を数値で示した。Electron channel では、 1.8 ± 0.7 発がバックグラウンドとして期待されたが、Signal Region には 1 事象見つかった。これは統計の範囲内で正しい値である。また Muon channel では 3.1 ± 1.1 発がバックグラウンド予測されるなかで 4 事象見つかり、これも統計の範囲で一致している⁸。

⁸このうち 1 事象は $\cancel{E}_T/M_{eff} > 0.15$ の条件を満たさず、MC 法では落とされている。

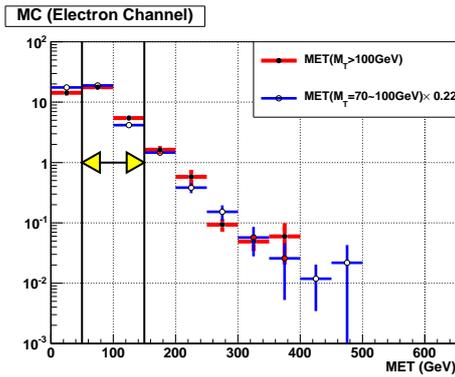


図 5.48: モンテカルロシミュレーションに対して MT 法を適用した結果. Electron channel. 青線が領域 $(A + C)$ から作ったテンプレートを規格化したもの. 赤線が領域 $(B + D)$ の実際の分布である. 規格化に用いた範囲は黄色の矢印で示した. 100GeV 以上の領域を見ると, 両者は統計の範囲内で一致している.

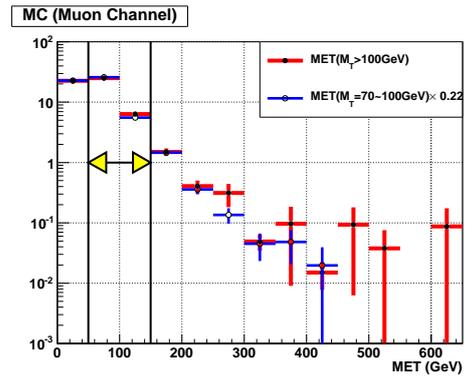


図 5.49: モンテカルロシミュレーションに対して MT 法を適用した結果. Muon channel. 青線が領域 $(A + C)$ から作ったテンプレートを規格化したもの. 赤線が領域 $(B + D)$ の実際の分布である. 規格化に用いた範囲は黄色の矢印で示した. 100GeV 以上の領域を見ると, 両者は統計の範囲内で一致している.

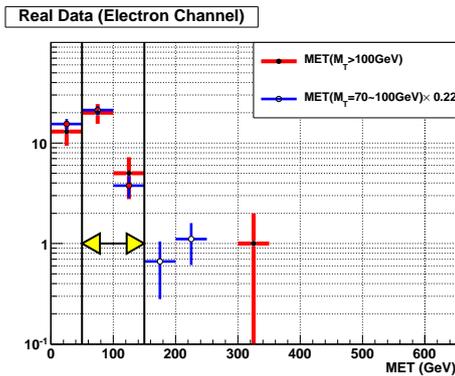


図 5.50: データに対して MT 法を適用した結果. Electron channel. 青線が領域 $(A + C)$ から作ったテンプレートを規格化したもの. 赤線が領域 $(B + D)$ の実際の分布である. 規格化に用いた範囲は黄色の矢印で示した.

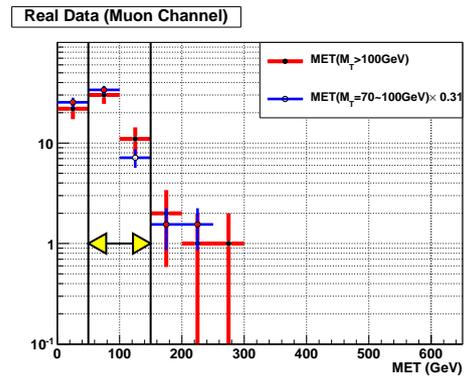


図 5.51: データに対して MT 法を適用した結果. Muon channel. 青線が領域 $(A + C)$ から作ったテンプレートを規格化したもの. 赤線が領域 $(B + D)$ の実際の分布である. 規格化に用いた範囲は黄色の矢印で示した.

表 5.31: Electron channel に MT 法を適用した結果. N_A, N_B, N_C はそれぞれの領域での事象数. $N_D^{exp.}$ は, それらから計算される Control Region (領域 D) でのバックグラウンド事象数の予想値, $N_D^{obs.}$ が, Control Region 中の実際の事象数である. 最下段は, データに対して同様の予測を行った結果である.

	N_A	N_B	N_C	$N_D^{exp.}$	$N_D^{obs.}$
QCD	1.5 ± 1.2	1.4 ± 1.2	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
W	56.9 ± 2.3	8.3 ± 0.9	5.7 ± 0.7	0.8 ± 0.1	0.9 ± 0.3
Z	0.9 ± 0.3	1.0 ± 0.3	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.0
$t\bar{t}$	43.6 ± 0.5	11.8 ± 0.2	3.3 ± 0.1	0.9 ± 0.0	1.3 ± 0.1
Others	3.6 ± 0.4	0.6 ± 0.2	0.4 ± 0.1	0.1 ± 0.0	0.3 ± 0.1
Total	106.4 ± 2.7	23.2 ± 1.6	9.5 ± 0.8	2.1 ± 0.2	2.4 ± 0.3
Data	113	25	8	1.8 ± 0.7	1

表 5.32: Muon channel に MT 法を適用した結果. N_A, N_B, N_C はそれぞれの領域での事象数. $N_D^{exp.}$ は, それらから計算される Control Region (領域 D) でのバックグラウンド事象数の予想値, $N_D^{obs.}$ が, Control Region 中の実際の事象数である. 最下段は, データに対して同様の予測を行った結果である.

	N_A	N_B	N_C	$N_D^{exp.}$	$N_D^{obs.}$
QCD	0.2 ± 0.1	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
W	76.8 ± 2.6	13.6 ± 1.1	4.3 ± 0.6	0.8 ± 0.1	1.0 ± 0.3
Z	2.7 ± 0.5	1.2 ± 0.3	0.3 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.0
$t\bar{t}$	54.8 ± 0.5	15.5 ± 0.3	3.6 ± 0.1	1.0 ± 0.0	1.4 ± 0.1
Others	5.3 ± 0.5	1.2 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.2 ± 0.0	0.2 ± 0.1
Total	139.7 ± 2.7	31.4 ± 1.2	8.9 ± 0.7	2.0 ± 0.2	2.5 ± 0.3
Data	132	41	10	3.1 ± 1.1	4

5.5.3 系統誤差

系統誤差として以下の2項目を計上する.

他の事象の混入： W, $t\bar{t}$ 事象以外の QCD, Z, Diboson, Single t 事象等が領域 A, B, C のどれかに混入すると, $N_D^{exp} = N_C \times \frac{N_B}{N_A}$ の値が変化する. 本解析で用いたカットでは, それが 10% 分見られたのでそれを系統誤差に計上する (両 channel とも).

$t\bar{t}$ の分布： $t\bar{t}$ 事象は M_T と \cancel{E}_T の間に弱い相関が見られる. そのため, バックグラウンド予測数が 40% 程度ずれる. ここでは, バックグラウンドに占める $t\bar{t}$ 事象の割合で重み付けして, 20% を系統誤差とする (両 channel とも).

前者に関しては, 今後 Luminosity が向上するに従ってさらに厳しい \cancel{E}_T カットを掛けることが出来るため, 減少させることが可能になる. 後者についても, 統計が増えれば選べる領域の幅が広がるので, より相関の少ない領域を探すことで減少させることが可能であり, 現在研究中である.

系統誤差を表 5.33 にまとめる.

表 5.33: MT 法の系統誤差一覧. Electron channel, Muon channel で共通である.

項目	系統誤差
他事象の混入	10%
$t\bar{t}$ の分布	20%
計	22%

5.5.4 MT 法のまとめ

Electron channel, Muon channel でのバックグラウンド予測数 $N_D^{exp.}$ は,

$$N_D^{exp.}(\text{Electron channel}) = 1.8 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{sys.}) \quad (5.35)$$

$$N_D^{exp.}(\text{Muon channel}) = 3.1 \pm 1.1(\text{stat.}) \pm 0.7(\text{sys.}) \quad (5.36)$$

$$(5.37)$$

に対して, 実際に観測された数 $N_D^{obs.}$ は,

$$N_D^{obs.}(\text{Electron channel}) = 1 \quad (5.38)$$

$$N_D^{obs.}(\text{Muon channel}) = 4 \quad (5.39)$$

$$(5.40)$$

であり, 無矛盾な結果となった.

これより MT 法でも Signal Region に, 標準理論バックグラウンドによる予測数を超える事象数は存在しないことが確認できた.

第6章 結果と考察

ここまで、2010年に取得されたデータ 34pb^{-1} を用いた 1 lepton mode での解析を、Electron channel, Muon channel に分けて行った。結果は MC 法, MT 法どちらにおいてもバックグラウンドの予測数と無矛盾であり、SUSY 事象らしき Excess は見られなかった。

以下では MC 法の結果を $m_0, m_{\frac{1}{2}}$ に対する制限に焼き直し、既存の制限との比較を行ってゆく。

表 6.1 に改めて、MC 法での標準理論の予測数と実際の観測数をまとめる。

表 6.1: MC 法による標準理論バックグラウンドの予測数と実際の観測事象数。QCD 事象数の上限値も示した。系統誤差については Correlation があり単純に表記できないため、ここには載せていない。

channel	観測数	バックグラウンドの予測数	QCD 数の上限
Electron	1	2.3 ± 0.3	0.2
Muon	3	2.6 ± 0.3	0.5

6.1 Exclusion Confidence Level の計算

本研究では Exclusion に関する Confidence Level(以下, C.L.) を求める。詳細は付録 B にまとめるが、基本的には、

$$\text{C.L.} = 1 - \frac{\sum_{i \leq n} P_i(s+b)}{\sum_{i \leq n} P_i(b)} \quad (6.1)$$

という定義を用いる [17]。ここで $P_k(\lambda)$ は期待値 λ の場合に k 発観測する確率を表す Poisson 分布であり、

$$P_k(\lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (6.2)$$

s はシグナルの期待値, b はバックグラウンドの期待値, n は実際に観測した数である。

本研究では Lepton の定義の段階で Electron channel と Muon channel のオーバーラップを取り除いている。そのため両者は統計的に独立なものとして取り扱うことが可能であり、最終結果は両 channel の結果を統合して求めることにする。

計算は TLimit[18] を使用する。これは上記で述べたことを処理するクラスであるが、プログラムの一部にバグがあったためその箇所を修正して使用している¹。

¹ 系統誤差の振れ幅が大きい場合, $s+b$ が負になり計算が正確に行われないバグがあった。この場合、その試行は捨てるようプログラムを修正した。このような事象は希であるため、計算結果への影響はほとんど無い。また、定義上そのような試行は捨てるのが正しいと考えられる。

6.2 超対称性粒子質量への焼き直し

MC 法で計算した C.L. を図 6.1 に載せる. m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ 平面をとり, その上に数字と色で C.L. を表示している. 白い部分はサンプルが存在しないポイントである. 黒線と青線はそれぞれ 95% C.L., 90% C.L. に相当する線を直線で内挿して引いたもので, 点線はそれぞれに対して QCD 事象の上限値を加えたものである.

QCD 事象を加えることによる変化はほとんど無く, 同様な制限を与える. バックグラウンド事象を増やしたにもかかわらず, わずかに C.L. が良くなる点が見られるのは, 特にバックグラウンドが実際の観測数よりも少なくなっている Muon channel においてモンテカルロと観測数の一致が良くなったためだと考えられる. 以降では, QCD 事象を加えていない方の 95% C.L. を見てゆくことにする.

細線で SUSY 粒子の質量等高線を描いた. x 軸とほぼ並行に走っているのが $m_{\tilde{g}}$ で, 楕円形になっているのが $m_{\tilde{q}}$ を示す². これより, 本研究の結果は $m_{\tilde{q}} < 500 \text{ GeV}/c^2$ を 95% C.L. で棄却することが分かる. ($m_0 < 100 \text{ GeV}/c^2$ の領域と, $m_{\frac{1}{2}} < 120 \text{ GeV}/c^2$ の領域でわずかに C.L. が 95% を下回っているが, これら領域は LEP での実験により既に棄却されているため考えない. 詳しくは後述する.)

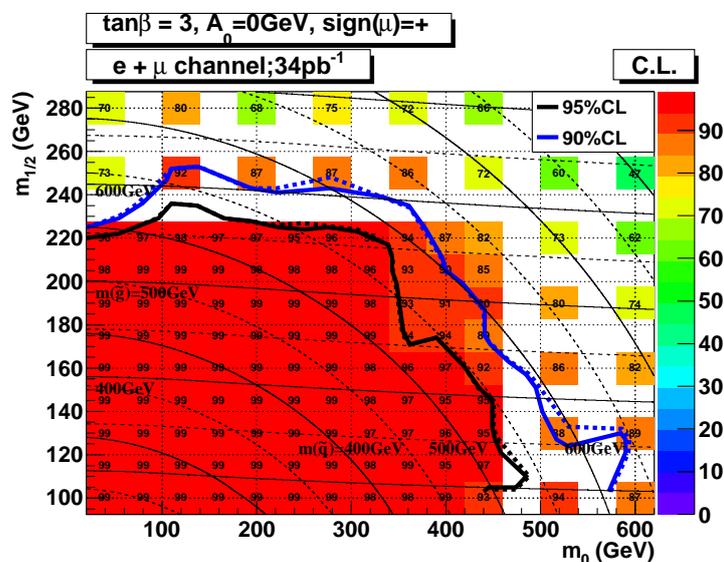


図 6.1: 各パラメータ点に対して計算した C.L.. Electron, Muon の両 channel を足し合わせた結果. 黒線が 95% C.L., 青線が 90% C.L. を表し, 実線がモンテカルロシミュレーションの結果をそのまま用いたもの, 点線がモンテカルロシミュレーションの結果に QCD 数の上限値を加えた時の C.L. である. 図中の数字は前者に対応する結果である. x 軸とほぼ平行に走る細線が $m_{\tilde{g}}$, 楕円状になっている細線が $m_{\tilde{q}}$ を表している. 計算は SOFTSUSY[1] を用いて行った. 実線が $100 \text{ GeV}/c^2$ ごと, 点線が $50 \text{ GeV}/c^2$ ごとに引いてある. $m_{\tilde{q}} < 500 \text{ GeV}/c^2$ の範囲が本研究によって棄却される (95% C.L.).

² $m_{\tilde{q}} \equiv (m_{\tilde{u}_R} + m_{\tilde{u}_L})/2$ と定義した.

6.3 既存の制限との比較

本研究で得た制限と他の実験での制限を比較する. MSSM, 特に mSUGRA モデルに対して制限を付けているものとして, 以下の3実験に関して比較を行う [19].

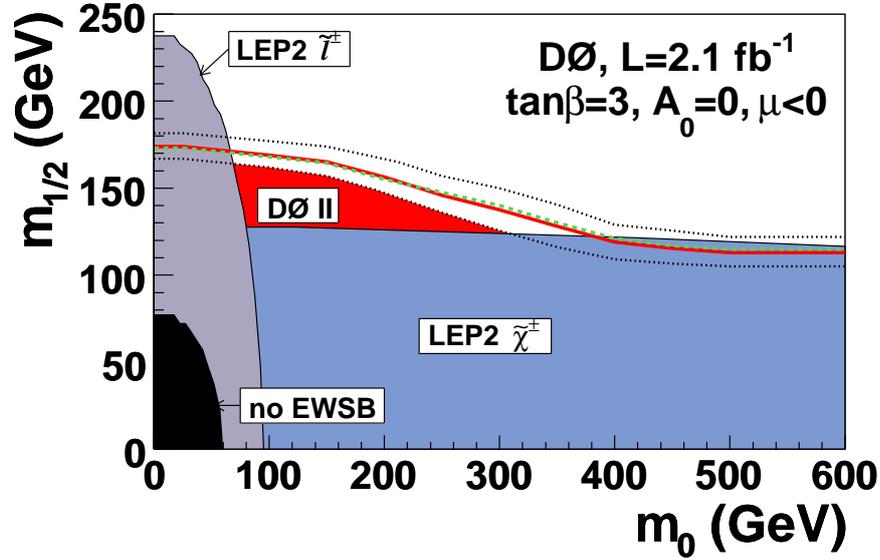


図 6.2: DØ 実験による mSUGRA への制限 [20]. Jet+ \cancel{E}_T のトポロジーでの探索結果. これより, $m_{\tilde{q}} > 379 \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{g}} > 308 \text{ GeV}/c^2$ の制限が得られている. これは $A_0 = 0 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta = 3$, $\mu < 0$ の結果である. また, LEP2 での結果も同時に示されており, “LEP2 \tilde{l}^\pm ” が $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^-$ モードによる制限, “LEP2 $\tilde{\chi}^\pm$ ” が $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ モードによる制限を表している.

LEP : 図 6.2 に示すように, LEP での SUSY 探索は大きく二通りのモードで行われている.

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ で生成され, $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow f\bar{f}\tilde{\chi}_1^0$ もしくは運動学的に可能ならば $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_1^0$ と崩壊するモード [21]. このときに関係する粒子は主に $m_{\frac{1}{2}}$ のみで質量が決まるため, m_0 にほとんどよらない制限が付けられる. 本研究では $m_{\frac{1}{2}} < 120 \text{ GeV}/c^2$ で 95% C.L. の線がわずかに $m_{\tilde{q}} = 500 \text{ GeV}/c^2$ を下回ってしまっているが, その領域もこの実験の結果から既に棄却されているため問題無い.
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^-$ で生成され, $\tilde{l}_R^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_1^0$ へと崩壊するモード [22, 23]. \tilde{l}_R^\pm と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が小さくなると感度が下がるため, $m_{\frac{1}{2}}$ に対して付けられる制限に限界がある. 本実験は $m_0 < 100 \text{ GeV}/c^2$ の領域で 95% C.L. の線がわずかに $m_{\tilde{q}} = 500 \text{ GeV}/c^2$ を下回ってしまっているが, その領域はこの実験の結果とあわせることで棄却できる.

Tevatron : Tevatron の制限も大きく二通りの探索モードで付けられている.

- $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ で生成され, $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^\pm l^\mp \tilde{\chi}_1^0$ と崩壊するモード [24, 25]. この過程からは 3 本の Lepton が出る (Trilepton mode). 図 6.3 に, このモードに

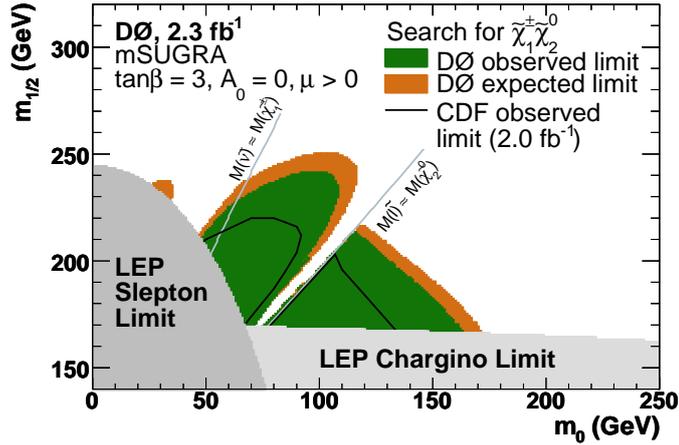


図 6.3: Trilepton mode における $D\bar{0}$ 実験が与える制限. $\tilde{\nu}$ が $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ より軽い場合, $\tilde{\nu}$ への 2 体崩壊の分岐比が増えてしまうので Lepton 数が少なくなる. \tilde{l} が $\tilde{\chi}_2^0$ よりわずかに軽い領域では, Lepton の p_T が低くなるため検出され辛くなり感度が落ちる. $\tan\beta = 3, A_0 = 0\text{GeV}/c^2, \mu > 0$ の場合であり, 本研究と同じ条件であるため直接の比較が出来る.

よる制限を示す. このモードは m_0 が $100\text{GeV}/c^2$ 以下では本研究よりも強い制限を与えるが, 本研究はそれよりも高い m_0 領域に対して制限を付けることが出来ている.

- $\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 q\tilde{\chi}_1^0, \tilde{q}\tilde{g} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 q q\tilde{\chi}_1^0, \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q q\tilde{\chi}_1^0 q q\tilde{\chi}_1^0$ の崩壊トポロジーを, $\cancel{E}_T + \text{Jet}$ で探索するモード. 図 6.2 に示した線はこのモードによって付いている [20].

この制限を SUSY 粒子の質量に焼き直すと, $m_{\tilde{q}} > 379\text{GeV}/c^2, m_{\tilde{g}} > 308\text{GeV}/c^2$ となる. 一方, 本研究では $m_{\tilde{q}} > 500\text{GeV}/c^2$ の制限を得ており, $m_{\tilde{q}}$ に関して $100\text{GeV}/c^2$ 以上強い制限となっている.

WMAP : WMAP での測定により, Dark matter の Relic density Ω_{cdm} に制限が付けられている. これを超対称性模型によって説明する立場をとると, $m_0, m_{1/2}$ に制限が付けられる [27, 28, 29].

初期宇宙では, 高速で動き回る粒子の衝突により SUSY 粒子が大量に作られていたと考えられる. それが次第に冷え, 温度が SUSY 粒子の質量と同程度となると, そこで SUSY 粒子の生成は止まる. 以降, SUSY 粒子同士が衝突し対消滅することで数が減少してゆくことになる. しかし宇宙の膨張により粒子間の距離が離れてしまうと, SUSY 粒子の衝突が起きなくなってしまうので, そこで SUSY 粒子の減少は止まる (Freeze out).

現在の宇宙の Relic density を説明するためには, Freeze out までに $\tilde{\chi}_1^0$ が以下のような条件で消滅することが必要である³.

$$\langle\sigma v\rangle \sim 1\text{pb} \sim \frac{\alpha^2}{(150\text{GeV})^2} \quad (6.3)$$

³最後の項から Weak Interaction 型の相互作用で対消滅が起きる場合, $O(100)\text{GeV}/c^2$ の SUSY 粒子が適当であることが分かる.

ここで v は熱運動の平均速度である。1pb 程度の消滅断面積を稼がないと Relic density を現在の値にまで下げられず, SUSY 粒子が Dark matter の候補となることは出来ない。この対消滅過程で主に効くファインマンダイアグラムを図 6.4 に示す。

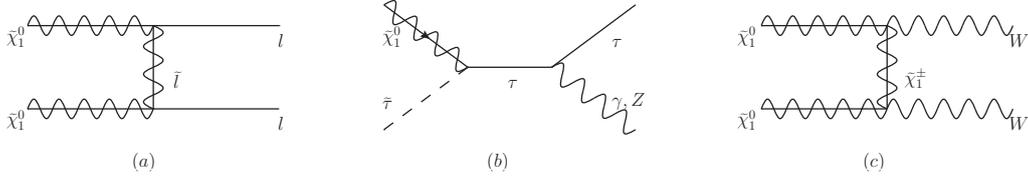


図 6.4: $\tilde{\chi}_1^0$ が消滅するファインマンダイアグラムの例。

まず (a) に示したような, \tilde{l} を介した t-channel 崩壊が効く。これは \tilde{l} が軽い領域を中心に広い範囲で生じ, その領域を Bulk region と呼ぶ。

m_0 が小さく, $m_{\frac{1}{2}}$ が大きい領域⁴ では, $\tilde{\tau}$ の質量が小さく, $\tilde{\chi}_1^0$ と縮退している。そのため, (b) に示したようなダイアグラムが崩壊モードに加わり, 現在の Relic density を説明するだけの断面積を稼ぐことが出来る (この反応が生じる領域を Co-annihilation region と呼ぶ)。

もし $\tilde{\chi}_1^0$ に \tilde{H}^0 が混合している割合が十分大きければ (c) のようなダイアグラムも寄与し, 断面積を稼げる。これは m_0 が大きい領域で, μ が $m_{\frac{1}{2}}$ に比べて小さい場合に生じる (これが起こる領域を Focus point と呼ぶ)。

ここでは, それらを含めた様々なダイアグラムによる Dark matter の消滅断面積を数値計算するソフトウェア micrOMEGAs 2.4[30]⁵ を使用して Relic density を計算し, SUSY パラメータへの制限に焼き直す。現在の宇宙の Relic density Ω_{cdm} として, WMAP からの制限の $\pm 3\sigma$ の範囲を用いることにする。

$$\Omega_{cdm} h^2 = 0.110 \pm 3 \times 0.006 \quad (6.4)$$

これによって得られる制限と本研究で得られた制限を重ねて, 図 6.5 に示す。赤帯が Ω_{cdm} に対応する Relic density を生み出すことが出来るパラメータ範囲である。 $m_0 = 60 \text{ GeV}/c^2$, $m_{\frac{1}{2}} = 200 \text{ GeV}/c^2$ 付近の広がったところが Bulk region, その上に伸びているのが Co-annihilation region である。この図の範囲よりもさらに大きな m_0 領域に Focus point があり, そこに向かって細い領域が伸びている。本研究の制限は Bulk region の大部分の領域を棄却していることがわかる⁶。

もし Bulk region が完全に棄却されると, WMAP との整合性を取り得る領域は $m_{\frac{1}{2}}$ が大きい方へ伸びた Co-annihilation region か, m_0 が大きい方へ伸びて Focus point へ向かうかのどちらかになる。1 lepton mode は m_0 が小さく $m_{\frac{1}{2}}$ が大きい領域で, 他の mode と比べて感度が高い⁷。その性質を生かし, Co-annihilation region に対して感度を高めた探索を行ってゆくことが, 今後の研究課題である。

⁴この領域は 1 lepton mode の感度が比較的高い。

⁵SUSY 質量の計算は SuSpect[31] を用いた。

⁶LEP2 での \tilde{l}^\pm 探索でもほぼ同様の範囲が棄却される。

⁷Slepton の質量が軽くなり EW gaugino が Slepton を介した崩壊をたどれるようになるため, Lepton が放出されやすくなるからである。

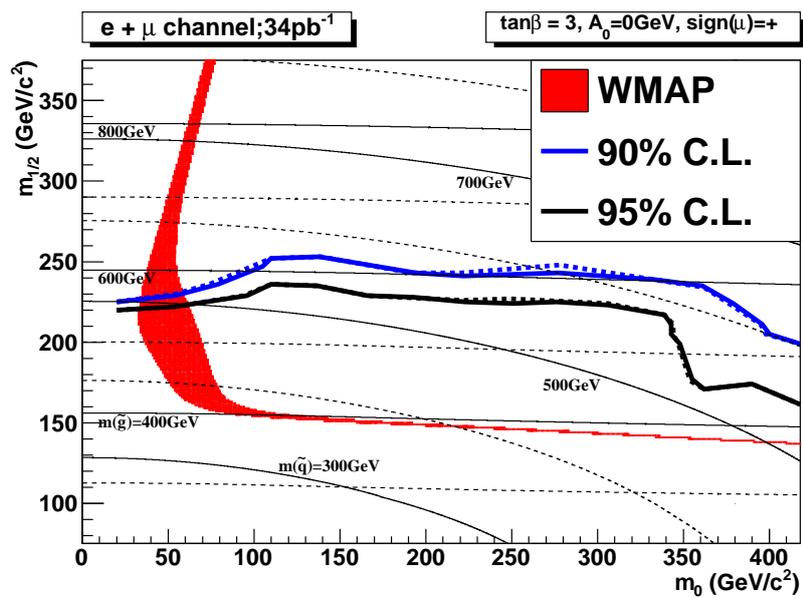


図 6.5: WMAP による $\Omega_{cdm}h^2$ の値を SUSY 質量に焼き直して得られる制限と, 本研究で得られた制限の比較. どちらも $\tan \beta = 3, A_0 = 0 \text{ GeV}/c^2, \text{sign}(\mu) = +$ として計算している. 赤帯が WMAP から得られる制限である.

第7章 2011年以降の展望

LHCは2011年も引き続き走り続ける。ビームサイズを絞り、Bunch数を900個程度まで増やすことでLuminosityを向上させ、2012年の終わりまでに数 fb^{-1} の積分Luminosityが見込まれている。

そこで、数 fb^{-1} の積分Luminosityにおいて、1 lepton modeがどの程度までの範囲を探索できるか見てみる。実際にはLuminosityに応じてカットを強めて感度を最大化するが、ここでは本研究で使用したカットをそのまま用いて、単にLuminosityを増加させて感度を調べる。そのため、この予測は過小評価である点に注意する。

MC法で調べたバックグラウンド予測数とシグナル予測数に対して、C.L.の期待値を求める(詳細は付録B)。この際、系統誤差は表5.23(Electron channel), 5.23(Muon channel)をそのまま用いる。しかし来年以降、主な系統誤差については減少させることが出来る予定である。

JES : Jet Energy Scaleの不定性は本研究で最大の系統誤差である。これはEM+JES calibrationを用いた時に付く不定性であり、今後H1-Calibration等のアルゴリズムの研究が進めば小さくすることが可能になる。これにより、JESの不定性は現在の7%から2%程度まで小さく出来るため[12]、事象数に対する系統誤差も概算で9%程度にまで小さくなると考えられる。

Luminosity : 現在の11%の不定性はビームカレントの測定誤差によって付いている。しかし今後、ALFA[15]による光学定理を用いたLuminosity測定が行われるようになるため、この系統誤差が2-3%にまで抑えられる予定である。

Luminosityを貯めた場合の制限の計算結果を図7.1に示す。現在のLuminosity, 1fb^{-1} , 5fb^{-1} の3通りの結果を描いている。質量等高線を見ると、この3通りのLuminosityによって、 $m_{\tilde{q}}$ が500, 600, $700\text{GeV}/c^2$ と棄却されてゆくことが分かる。

WMAPの結果と比較をすると、 1fb^{-1} のLuminosityでBulk regionは完全に棄却出来る。その後、 5fb^{-1} まで統計が貯まれば、Co-annihilation regionに関してもかなりの領域を棄却し、さらにFocus pointへと続く m_0 が大きな領域に関しても棄却することが可能になる。その場合、mSUGRAの枠組みでDark matterを自然に説明することは難しくなり、GMSB, AMSB等のモデルや、Axion等の異なるDark Matter候補を研究する必要がある。

先に述べたように、この評価は現在のLuminosityで最適化したカットを用いている。さらに、系統誤差も現在の大きな値を使用している。そのため、来年以降の実際の実験結果はこれよりも若干良くなることが期待される。現在、数 fb^{-1} のLuminosityを目標にした研究に着手しており、感度を最大化すべく調整を行っている。

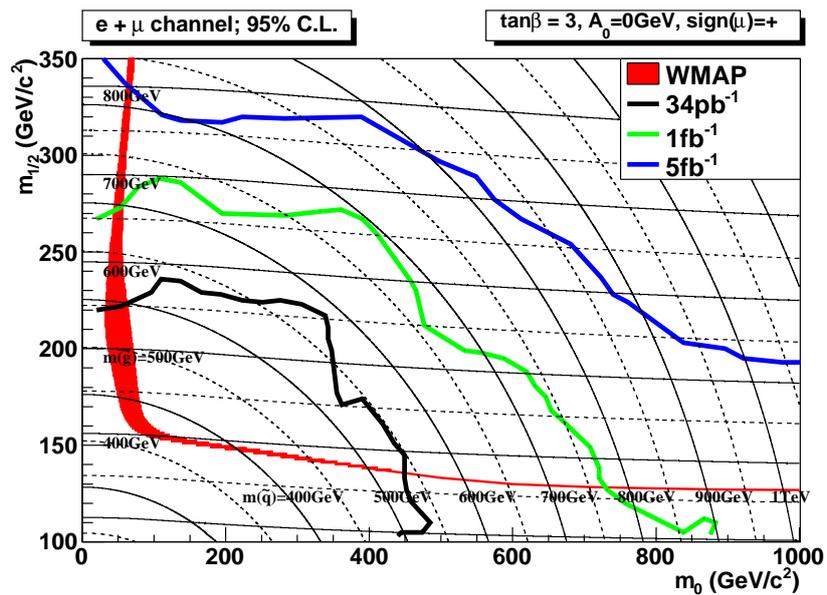


図 7.1: 2011, 2012 年の Run によって得られる C.L. の予想図. $\tan\beta = 3, A_0 = 0\text{GeV}/c^2, \text{sign}(\mu) = +$ の場合について見ている. 線は全て 95% C.L. に引いている. 系統誤差, カット等はすべて 34pb^{-1} に最適化したものを全てに対して適用しており, 感度は過小評価されている点に注意する. 赤帯が WMAP によって得られる制限であるが, 1fb^{-1} で Bulk region が棄却され, 5fb^{-1} では Co-annihilation region, Focus point へ伸びる領域も大部分が棄却出来ることが分かる.

第8章 まとめ

超対称性模型は、標準理論に代わる素粒子物理の新たな枠組みとして有望視されている。

本研究は、2010年3月30日に重心系エネルギー $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ における本格稼働を開始した LHC および ATLAS 検出器において、同年11月4日までに得られた約 34pb^{-1} のデータを用いて超対称性粒子の探索を行った。

LHC での超対称性粒子事象の特徴は、大きな消失横方向運動量 \cancel{E}_T と多数の Jet である。一方で LHC は陽子陽子衝突型加速器であるため、QCD di-jet 事象が高い頻度で発生する。この事象にさらに Jet が付随したり、検出器の分解能のふらつきによる \cancel{E}_T が生じたりすると、目的とする超対称性粒子事象と同様の性質を持つてしまうため、大きなバックグラウンドとなる。そこで本研究では、1本の Electron もしくは Muon を要求する解析を行った。基本的に QCD di-jet 事象は Lepton を生じない事象であるため、この要求により大幅にバックグラウンドを落とすことが出来、高いシグナル対バックグラウンド比で信頼性の高い探索を行うことが可能になる。

そこで本研究はまず、Electron, Muon の選別における ATLAS 検出器のパフォーマンスを独自に評価した。評価は Z 粒子の Leptonic 崩壊を用いた Tag and Probe 法で行い、その結果、ATLAS 検出器は高い効率で Electron, Muon の選別を行う能力があることを確認した。またモンテカルロシミュレーションが実際の検出器の振る舞いを良く再現していることも確認した。

超対称性粒子事象を標準理論事象から識別する上で最も重要な物理量は \cancel{E}_T である。これは超対称性粒子の中で最も軽い安定粒子 LSP が検出器と反応することなく外へ逃げることで生じる。本研究ではこの \cancel{E}_T に要求する値について研究を行い、現在の Luminosity での感度を最大化した。

解析は二つの手法で行った。一つはモンテカルロシミュレーションを用いて標準理論バックグラウンド数を見積もる方法 (MC 法) であり、もう一つは、データ自身からバックグラウンド事象数を推定する手法 (MT 法) である。どちらの手法においても、バックグラウンド予測と無矛盾な事象数が観測された。

このことから、超対称性粒子の質量に対する制限を計算した。結果は $m_{\tilde{q}} > 500\text{GeV}/c^2$ となり、DØ 実験によって得られていた制限を $100\text{GeV}/c^2$ 以上上回る値を得た。また Dark Matter の候補として可能な領域についても評価した。2010年でのデータにより、WMAP 実験の結果を説明するパラメータ領域は大部分が棄却される。さらに2012年までのデータで超対称性粒子が見つからなかった場合、mSUGRA の枠組みで Dark Matter を説明することは難しくなり、その場合 AMSB, GMAB 等、他のモデルを検討する必要があることを示した。

付録 A 座標系の定義

ATLAS 検出器では以下のようにして座標系が設定されている。

まずビーム軸方向を z 軸にとり、リング内側方向を $+x$ に、重力に対して鉛直上向きを $+y$ 方向としている。

すると極座標表示では、 θ がビームからの角度になり、 ϕ がビーム軸周りの角度に対応する。実際には θ よりも、以下のように定義される η を用いることが多い。

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.1})$$

また、Object 同士の距離 ΔR を以下のように定義し、Overlap Removal 等に使用する。

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2} \quad (\text{A.2})$$

付録B Confidence Levelについて

本研究では, CLs 法を使って Confidence Level を定義した. これについて以下にまとめる.

B.1 Confidence Level の定義

通常, Model の正しさに関する Confidence Level (CLsb) は, その Model が予言するシグナル数 s と既知のバックグラウンド予測数 b の和に対して, 観測数 n がどの程度の確率であり得るかということ を定義とする.

つまり $p_n(\lambda)$ を, 平均値 λ , 観測数 n としたときの Poisson 分布

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

とすれば,

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

で定義される. これが 0.05 以下であることが, Model の棄却 (Exclusion) に関する 95% Confidence Level の定義であり, それが本実験で目的としていることである.

同様に, バックグラウンド b のみで観測数 n を説明出来る確率 CLb も定義しておく.

$$\text{CLb} = \sum_{i=0}^n p_i(b) \quad (\text{B.3})$$

シグナル数 s がバックグラウンド数 b より十分大きいときには, CLsb は正しく Model の成否に対応する結果を与える. しかしシグナル数 s が小さく, バックグラウンド数 b が大きい実験 (LHC での SUSY 探索等) では, $(s+b) \sim b$ になってしまうため, CLb と CLsb が同じような値をとってしまう. そのため, たとえば CLsb のみを見れば 5% 以下で棄却されるような Model も, 実は CLb で 7% で棄却されてしまうなどといった事態が起こりうる. この場合, その実験は Model の棄却を行う能力はない.

このような問題を避けるため, CLs という量を定義する.

$$\text{CLs} = \frac{\text{CLsb}}{\text{CLb}} \quad (\text{B.4})$$

もしシグナル s が十分大きく, 観測数 n がバックグラウンド数 b と似通った値であるならば, この分母はほぼ 1 となり, CLs \sim CLsb と従来の結果を得る.

一方, もしシグナル数 s が小さい場合は, 分子と分母が似たような値になってしまうため, CLs \sim 1 となる. この場合, この実験に Model の棄却を行う能力はない.

B.2 Confidence Level の計算

本研究では Electron channel, Muon channel という二つの Channel について評価を行う。両者の結果を取り入れるために、二つの Confidence Level の積を統合後の Confidence Level とする。

$$\text{CLs} = \text{CLs}(\text{Electron channel}) \times \text{CLs}(\text{Muon channel}) \quad (\text{B.5})$$

系統誤差に関しては、シグナル数 s とバックグラウンド数 b を系統誤差の大きさに従ってランダムに振ることで取り入れる。系統誤差の形状は Gaussian を仮定する。このとき、Confidence Level の計算に用いる Poisson 分布 $p_i(s+b)$ は以下のように変更される ($p_i(b)$ も同様)。

$$p_i(s+b) \rightarrow \frac{\int_0^\infty ds' \int_0^\infty db' g(s'-s, \sigma_s) g(b'-b, \sigma_b) p_i(s+b)}{\int_0^\infty ds' \int_0^\infty db' g(s'-s, \sigma_s) g(b'-b, \sigma_b)} \quad (\text{B.6})$$

ここで、 $g(x, \sigma)$ は、中心値 0, 分散 σ の Gauss 分布である。

$$g(x, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\left(\frac{x}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \quad (\text{B.7})$$

B.3 Confidence Level の期待値

実験を行う前の段階で、Confidence Level の期待値を計算することを考える。このとき観測数 n を事前に知ることが出来ないため、 n に関してそれが出現する確率を重みにした、重み付き積分をする必要がある。

Poisson 分布 $p_i(s+b)$ は以下のように変更される。

$$p_i(s+b) \rightarrow \sum_{k=0}^{\infty} p_k(\lambda) p_k(s+b) \quad (\text{B.8})$$

ここで λ は、観測数 n が従うべき Poisson 分布の平均値である。本研究の場合は Model の棄却を目標にしているため、観測数 n はバックグラウンドの予測数 b と同一であると仮定する。つまり、

$$\lambda = n \quad (\text{B.9})$$

ととる。

B.4 棄却に関する CLs

本研究は Model の棄却を行うため、上で計算した CLs を 1 から引いた値を使用する。

$$\text{CLs} \rightarrow 1 - \text{CLs} \quad (\text{B.10})$$

これが 0.95, 0.90 を超えたとき、それぞれ 95% C.L., 90% C.L. と定義している。

参考文献

- [1] B.C. Allanach (University of Cambridge), “SOFTSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra,” Apr, 2001. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0104145>.
- [2] K Nakamura and Particle Data Group, “Review of Particle Physics,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **37** no. 7A, (2010) 075021. <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>.
- [3] “Search for the Standard Model Higgs boson at LEP,” *Physics Letters B* **565** (2003) 61 – 75. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-48PDV1V-2/2/7c931e9f7fbd7602b68bf4df680dfee8>.
- [4] The CDF Collaboration, The D0 Collaboration, the Tevatron New Physics, and Higgs Working Group, “Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb⁻¹ of Data,” Jul, 2010. <http://arxiv.org/abs/1007.4587>.
- [5] Hitoshi Murayama (LBL), “Supersymmetry,” Oct, 1994. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9410285>.
- [6] Jonathan L. Feng, Jean-Francois Grivaz, and Jane Nachtman, “Searches for Supersymmetry at High-Energy Colliders,” Mar, 2009. <http://arxiv.org/abs/0903.0046>.
- [7] J. Dunkley, E. Komatsu, M. R. Nolta, D. N. Spergel, D. Larson, G. Hinshaw, L. Page, C. L. Bennett, B. Gold, N. Jarosik, J. L. Weiland, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker, E. Wollack, and E. L. Wright, “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data,” *The Astrophysical Journal Supplement Series* **180** (Feb., 2009) 306–376, 0803.0586.
- [8] Stephen P. Martin, “A Supersymmetry Primer,” Sep, 1997. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/97>.
- [9] The ATLAS Collaboration, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” Dec, 2008. <http://arxiv.org/abs/0901.0512>.
- [10] P. Puzo, “ATLAS calorimetry,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **494** no. 1-3, (2002) 340 – 345. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-46NX44R-3/2/40876ec467e3349123b06aea316d009c>.

- [11] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm,” Feb, 2008. <http://arxiv.org/abs/0802.1189>.
- [12] V. Giangiobbe, “Jet calibration in the ATLAS experiment,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **617** no. 1-3, (2010) 90 – 91.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4XDD017-8/2/54e052b3ce1ca03f23cfcadf7d71b43d>. 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors - Proceedings of the 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [13] “Properties of Jets and Inputs to Jet Reconstruction and Calibration with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-053, CERN, Geneva, Jul, 2010.
- [14] The ATLAS Collaboration, “Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC,” Jan, 2011.
<http://arxiv.org/abs/1101.2185>.
- [15] Christophe Royon, “The ATLAS Forward Physics Program,” Aug, 2010.
<http://arxiv.org/abs/1008.3207>.
- [16] P. de Jong R.H.L. van der Leeuw, O. Igonkina, “Systematic uncertainties in mSUGRA NLO cross-section calculations at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-466, Nikhef National Institute for Subatomic Physics, Amsterdam, Netherlands, Aug, 2010.
- [17] Thomas Junk, “Confidence level computation for combining searches with small statistics,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **434** no. 2-3, (1999) 435 – 443. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YN3H63-S/2/20fc279c270826d9fdf33fd5629c7c9d>.
- [18] “ROOT Reference Guide:TLimit.”
<http://root.cern.ch/root/html/doc/TLimit.html>.
- [19] Jonathan L. Feng, Jean-Francois Grivaz, and Jane Nachtman, “Searches for Supersymmetry at High-Energy Colliders,” Mar, 2009.
<http://arxiv.org/abs/0903.0046>.
- [20] “Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb⁻¹ of collision data at,” *Physics Letters B* **660** no. 5, (2008) 449 – 457.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4RPTJ5K-1/2/e292da021dc1d62b049dab7f57f50e61>.
- [21] “LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/01-03.1,”. <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>.

- [22] “LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-01.1,”. <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>.
- [23] “LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/02-04.1,”. <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>.
- [24] “Search for associated production of charginos and neutralinos in the trilepton final state using 2.3 fb⁻¹ of data,” *Physics Letters B* **680** no. 1, (2009) 34 – 43. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4X0F3RJ-8/2/4e2c160d19488f249889d531ee97a94b>.
- [25] **CDF Collaboration** Collaboration, “Search for Supersymmetry in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV Using the Trilepton Signature for Chargino-Neutralino Production,” *Phys. Rev. Lett.* **101** no. 25, (Dec, 2008) 251801.
- [26] **CDF Collaboration** Collaboration, “Inclusive Search for Squark and Gluino Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.* **102** no. 12, (Mar, 2009) 121801.
- [27] P. Bambade, M. Berggren, F. Richard, and Z. Zhang, “Experimental Implications for a Linear Collider of the SUSY Dark Matter Scenario,” Jun, 2004. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0406010>.
- [28] M. Battaglia, A. De Roeck, J. Ellis, F. Gianotti (CERN), K.A. Olive (U. of Minnesota), and L. Pape (CERN), “Updated Post-WMAP Benchmarks for Supersymmetry,” Jun, 2003. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0306219>.
- [29] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk, “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints,” *Physics Reports* **405** no. 5-6, (2005) 279 – 390. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-4DR4K80-1/2/a8e31daa5442663a68a9c31bc0ebfa7c>.
- [30] G. Belanger, F. Boudjema, P. Brun, A. Pukhov, S. Rosier-Lees, P. Salati, and A. Semenov, “Indirect search for dark matter with micrOMEGAs2.4,” Apr, 2010. <http://arxiv.org/abs/1004.1092>.
- [31] Abdelhak Djouadi, Jean-Loic Kneur, and Gilbert Moutaka, “SuSpect: a Fortran Code for the Supersymmetric and Higgs Particle Spectrum in the MSSM,” Nov, 2002. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0211331>.

謝辞

本研究を行うに当たり、指導教官である浅井祥仁准教授には、テーマの選定や具体的な解析のアイデア、方向付けなど多岐に渡りご指導いただきました。本当にありがとうございました。また SUSY 解析に関してサンプルの製作から結果の解釈まで幅広くご指導して下さった金谷奈央子助教、モンテカルロサンプルの取得や解析環境の構築、さまざまなツールの製作などをしていただいた片岡洋介氏、山本晋平氏、中村浩二氏には大変感謝しております。Lepton の定義等最新の情報を提供していただいたり、解析にもさまざまなアイデアをくださった田中純一助教、寺師弘二氏、増淵達也氏、学会等で私の理解の至らない点を指摘し、的確なご指導をしていただいた小林富雄教授、川本辰男准教授、データの解析環境を整えていただき、さらに記憶資源拡充のお願いに昼も夜も対応して下さった真下哲朗准教授には深く感謝しております。

山口博史氏、東裕也氏、秋元銀河氏、兼田充氏、山中隆志氏には、解析のアドバイスばかりでなく、CERN での生活に関する様々な事柄に関してご助力いただきました。ありがとうございました。

難波俊雄助教、石田明氏には、検出装置全般について実践的なご指導をいただいたり、解析手法についての的確なご指摘をいただきました。

秘書の安蒜律子さん、塩田雅子さん、森田智恵子さん、鈴木恵美さんや、元秘書の片岡直子さんには、国内・海外渡航の手配をはじめとする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。

同期の宮崎彬君、井上竜一君、吉原圭亮君、神谷隆之君、山口洋平君、飯山悠太郎君、風間慎吾君、藤井祐樹君、二ノ宮陽一君、Khaw Kim Siang 君や、先輩方、後輩達のおかげで楽しい研究生活を送ることが出来たと共に、有益な物理の議論が出来ました。

そのほか、ここにはとても挙げきれませんが、家族、友達、その他物理に携わる、携わらない知り合いすべて含めた方々から本研究を進めるにあたり欠かすことの出来ない精神的ご支援をいただきました。

みなさま、本当にありがとうございました。