

修士学位論文

ATLAS 実験初期データを用いた超対称性粒子の発見能力と  
バックグラウンドの評価に関する研究

東京大学 大学院  
理学系研究科 物理学専攻  
小林研究室

麻植 健太

2007年 1月

## 概要

欧州原子核研究機構 (CERN) の大型陽子陽子衝突型加速器 (LHC) で ATLAS 実験が 2007 年より開始される。LHC は重心系衝突エネルギーが 14TeV という世界最高エネルギーを持つ加速器であり、ヒッグス粒子、超対称性粒子 (SUSY 粒子) などの新たな物理現象の発見が期待されている。

実験初期で SUSY 粒子の発見を目指すため、本論文ではモンテカルロシミュレーションを用いて、積分ルミノシティ  $1fb^{-1}$  での SUSY の発見能力を論じる。その際、モンテカルロにはいくつかの不定性があるので、その系統誤差の大きさを見積もった。また、モンテカルロの不定性をできるだけ避けるため、実験データからバックグラウンドの大きさを見積もる研究を行った。それらの系統誤差、バックグラウンド見積もりの不定性を含めてカットの最適化を行い、発見能力を見積もった。解析の結果、ATLAS では  $1fb^{-1}$  で  $M_{SUSY} \sim 1.4$  TeV の SUSY 粒子が発見可能であることがわかった。また、SUSY 探索の際、非常に重要になる消失横運動量 (Missing  $E_T$ ) を実験初期に実証することが必要である。本論文では、W+jet の横方向質量 (Transverse Mass) 分布を用いて、Missing  $E_T$  の分解能の見積もりを行った。解析の結果、横方向エネルギー和 ( $\sum E_T$ )  $\sim 600$ GeV 程度まで、誤差 10% 程度で決められることがわかった。

# 目次

第 1 章	序論	2
1.1	標準理論	2
1.2	大統一理論と超対称性粒子	3
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	超対称性粒子	5
2.1	超対称性のモデル	5
2.1.1	SUSY 粒子の崩壊	9
2.1.2	SUSY の発見モード	11
2.2	SUSY の発見に用いられる物理量	11
2.2.1	Missing $E_T$	11
2.2.2	High $P_T$ jet と jet 数	11
2.2.3	Transverse sphericity	12
2.2.4	Effective mass	12
第 3 章	LHC 加速器と ATLAS 検出器	14
3.1	LHC	14
3.2	ATLAS 検出器	15
3.2.1	マグネットシステム	16
3.2.2	内部飛跡検出器	17
3.2.3	カロリメータ	18
3.2.4	ミュオン・スペクトロメータ	21
3.2.5	トリガー	21
第 4 章	検出器シミュレーションと再構成	24
4.1	Full simulation	24
4.1.1	キャリブレーションと補正	24
4.1.2	クラスターの生成とノイズ除去	25
4.1.3	Jet 再構成のアルゴリズム	26
4.1.4	レプトンの再構成	27
4.2	Fast simulation	28
4.2.1	Jet の再構成	28
4.2.2	Electron, muon, photon の再構成	29
4.2.3	Missing $E_T$ の再構成	29
第 5 章	シグナルとバックグラウンドの生成	30
5.1	SUSY シグナル	30
5.2	バックグラウンド	30

5.2.1	イベント生成	31
5.2.2	MLM Matching	34
<b>第 6 章</b>	<b>Missing <math>E_T</math></b>	<b>35</b>
6.1	Missing $E_T$ の性質	36
6.1.1	スケール	37
6.1.2	分解能	37
6.1.3	非ガウシアンなテイル	38
6.2	実験での Missing $E_T$ の検証	38
6.2.1	横方向質量 (Transverse Mass)	38
6.2.2	その他の方法	42
<b>第 7 章</b>	<b>SUSY 発見能力と系統誤差</b>	<b>46</b>
7.1	イベント セレクションと発見モード	46
7.2	セレクションの最適化	47
7.3	SUSY 発見能力	49
7.4	系統誤差の評価	50
7.4.1	バックグラウンド生成の不定性	50
7.4.2	シグナルの系統誤差	52
7.4.3	系統誤差を含めた発見能力	52
<b>第 8 章</b>	<b>バックグラウンドの評価</b>	<b>55</b>
8.1	1 lepton mode	55
8.1.1	コントロールサンプル	55
8.1.2	Transverse Mass のカット	57
8.1.3	SUSY シグナルの効果	58
8.1.4	1 lepton mode でのバックグラウンドの評価を考慮した発見能力	58
8.2	0 lepton モード	58
8.2.1	W プロセスの評価	59
8.2.2	Z プロセスの評価	63
8.2.3	MC の統計誤差を用いた W,Z の評価	65
8.2.4	$t\bar{t}$ プロセスの評価	67
8.2.5	MC を用いた fitting	68
8.2.6	0 lepton mode でのバックグラウンドの評価を考慮した発見能力	69
<b>第 9 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>70</b>

# 目次

1.1	標準理論の粒子	2
1.2	SUSY を考慮したときの GUT スケールでの力の統一	3
2.1	SUSY 粒子の質量の発展	7
2.2	$\tan\beta = 10$ での $\tilde{g}, \tilde{q}$ の質量	8
2.3	SUSY 粒子の生成	8
2.4	SUSY 粒子生成の断面積	9
2.5	SUSY 粒子の崩壊	9
2.6	$\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の崩壊	10
2.7	Leading jet の $P_T$ 分布 (SUSY シグナルとバックグラウンド)	12
2.8	Transverse Sphericity 分布 (SUSY シグナルと QCD バックグラウンド)	12
2.9	Effective mass のピークと $M_{susy}$	13
3.1	LHC 加速器	14
3.2	CMS	15
3.3	Alice	15
3.4	LHC-B	15
3.5	ATLAS 測定器	16
3.6	マグネットの構造	17
3.7	$\eta$ と磁場積分強度の関係	17
3.8	X-Y 平面の磁束の構造 ( $z=10.5\text{m}$ )	17
3.9	内部飛跡検出器の構造	18
3.10	カロリメータの構造	19
3.11	EM calorimeter	20
3.12	タイルカロリメータ	20
3.13	タイルカロリメータの構造	21
3.14	ミュオン・スペクトロメータの全体図	22
3.15	ミュオン・スペクトロメータ (R-Z 断面図)	22
3.16	ATLAS のトリガーシステム	23
4.1	キャリブレーションのウェイトと Missing $E_X$ 分解能	25
4.2	$2\sigma$ カットとトポロジカルクラスタリング	26
5.1	Matrix Element と Parton shower	32
5.2	Factorization スケール	33
6.1	SUSY シグナルとバックグラウンドの Missing $E_T$	35
6.2	デッドマテリアルの分布	36
6.3	Missing $E_T$ シフト	37

6.4	di-jets, SUSY, $t\bar{t}$ サンプルの Missing $E_T$ 分解能	38
6.5	シャワーのカロリメータからの漏れ	39
6.6	di-jet イベントでの Missing $E_T$ テイル	39
6.7	Tevatron での検出器の効果	39
6.8	W+jet の Transverse Mass を用いた分解能の検証	39
6.9	$\sum E_T=100 \sim 600\text{GeV}$ での $M_T$ の分布	40
6.10	Missing $E_X$ の分解能	41
6.11	W プロセスと $t\bar{t}$ プロセスの Transverse Mass 分布	42
6.12	$t\bar{t} + jets$ を含めたときの Missing $E_X$ の分解能	43
6.13	Z 不変質量と Missing $E_T$ スケールの依存性	44
6.14	Z 不変質量分布	44
6.15	ミニマムバイアスイベントの Missing $E_T$	45
6.16	ミニマムバイアスイベントの Missing $E_X$ 分解能	45
7.1	0 lepton モードでの最適 Missing $E_T$ カット	48
7.2	1 lepton モードでの最適 Missing $E_T$ カット	48
7.3	0 lepton モードでの最適 $P_{T,1}$ カット	49
7.4	1 lepton モードでの最適 $P_{T,1}$ カット	49
7.5	最適化後の 0 lepton モードの Effective Mass 分布	49
7.6	最適化後の 1 lepton モードの Effective Mass 分布	49
7.7	発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )	49
7.8	発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )	49
7.9	発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )	50
7.10	発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )	50
7.11	factorization スケールサンプルの系統誤差	53
7.12	系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )	53
7.13	系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )	53
7.14	系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )	54
7.15	系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )	54
8.1	1 lepton モードでの Effective Mass 分布	55
8.2	Missing $E_T$ と Transverse Mass の correlation	56
8.3	W+jets と SUSY の Transverse Mass 分布の比較	57
8.4	1 lepton モードのバックグラウンドの評価	57
8.5	SUSY シグナルを含めたときの 1 lepton モードのバックグラウンドの評価	58
8.6	BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )	59
8.7	BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )	59
8.8	BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )	59
8.9	BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )	59
8.10	0 lepton モードの Effective Mass 分布	60
8.11	0 lepton モードの Effective Mass 分布	60
8.12	0 lepton モードとなる原因	61
8.13	W boson の $P_T$ 分布	62
8.14	ウェイト関数	62
8.15	アクセプタンス外の評価の流れ	62

8.16	アクセプタンス外の分布の評価	63
8.17	補正後のアクセプタンス外の分布の評価	63
8.18	$\tau$ lepton の分布の評価	63
8.19	補正後の $\tau$ lepton の分布の評価	63
8.20	isolation	64
8.21	補正後の 0 lepton モードの $W$ プロセスの評価	64
8.22	Drell-Yan プロセスを用いた $Z \rightarrow \nu\nu$ の評価のイメージ	64
8.23	Drell-Yan プロセスを用いた評価	65
8.24	$W \rightarrow l\nu$ を用いた評価	66
8.25	MC の系統誤差を用いた手法	66
8.26	$Z \rightarrow ll$ における規格化スケールの $P_T(ll)$ 依存性	67
8.27	$Z \rightarrow \nu\nu$ の評価。	67
8.28	$W \rightarrow l\nu$ の評価。	68
8.29	BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )	69
8.30	BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )	69
8.31	BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )	69
8.32	BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )	69

# 表 目 次

2.1	SM 粒子と SUSY 粒子 . . . . .	6
3.1	LHC 加速器の主なパラメーター . . . . .	15
5.1	SUSY シグナルのサンプルのパラメータ . . . . .	30
5.2	主な SUSY 粒子の質量 . . . . .	30
5.3	バックグラウンドプロセスと生成したイベント数 . . . . .	31
5.4	バックグラウンドの generator レベルでのカット . . . . .	32
6.1	使用した W+jets サンプル . . . . .	40
7.1	SUSY イベントにおける検出効率 . . . . .	47
7.2	最適化のための各カットの範囲 . . . . .	48
7.3	$M_{SUSY} \sim 1\text{TeV}$ のポイントの最適化後のセレクション . . . . .	50
7.4	オリジナルサンプルの generator レベルのカット . . . . .	51
7.5	$W + jets, t\bar{t} + jets$ の系統誤差 . . . . .	52

# 第1章 序論

## 1.1 標準理論

現在、素粒子物理学では標準理論と呼ばれる理論体系があり、今のところ低エネルギー領域では理論的に閉じて自己矛盾のないものとされている。標準理論は、スピン 1/2 をもつクォークとレプトンからなる物質の構成要素と素粒子間の力を媒介するゲージ粒子によって形成されている。ゲージ粒子はグルーオン、フォトン、W および Z ボソンと呼ばれるスピン 1 の粒子であり、それぞれ、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用を説明する。このうち、電磁相互作用と弱い相互作用は Weinberg, Salam, Glashow によって統一され、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$  対称性をもつ。強い相互作用はカラー荷を源とする量子色力学 (QCD) によって説明され、 $SU(3)_C$  対称性を持つ。

彼らは重いゲージ粒子 (W,Z) を理論に取り入れて繰り込み可能な理論を構築するためにヒッグス場を導入した。これによって、新たなスカラー粒子であるヒッグス粒子が理論的に予測され、近い将来発見されることが期待されている。ヒッグス粒子の探索は素粒子物理学実験の最重要課題のひとつである。1.1 は標準理論内で発見、または予想されている粒子である。

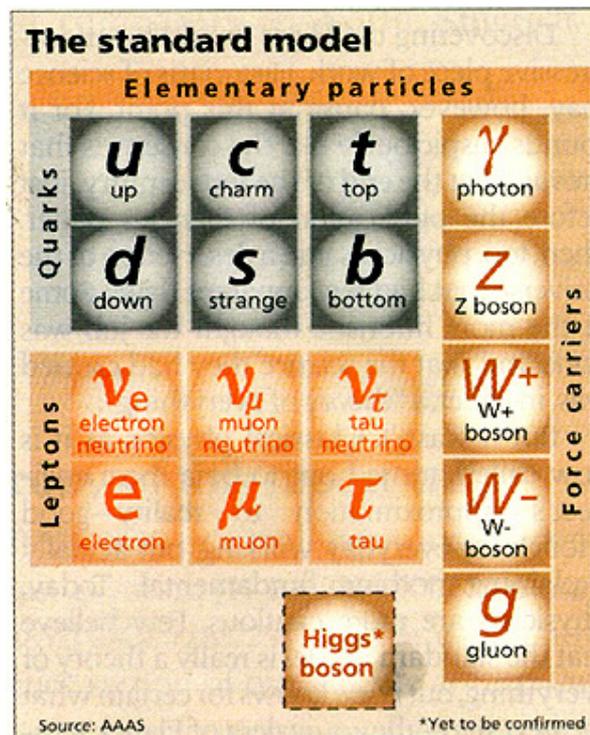


図 1.1: 標準理論の粒子。クォーク、レプトン、ゲージボソン、ヒッグス粒子からなる。

## 1.2 大統一理論と超対称性粒子

電弱相互作用が統一された現在、今度は QCD との統一を考えるのがもっとも自然なテーマであるといえる。これを大統一理論 (Grand Unified Theory, GUT) という。大統一群は  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  で表され、これを満たすものとして  $SU(5)$  や  $SO(10)$  などが一般的に考えられている。3つの力が統一されるスケールはおよそ  $10^{16}$  GeV のスケールであり、現在の加速器実験で直接探索するのは不可能であるが、陽子崩壊、ニュートリノの質量問題など検証のためのいくつかの窓は開かれている。

そして、この大統一性を間接的に示唆するのが超対称性 (SUSY) である。超対称性はボース粒子とフェルミオン粒子を交換する最も基本的な対称性であり、超対称性理論ではスピンの異なるスーパーパートナーが存在する。もし超対称性が完全な対称性ならば、その2つのパートナーは同じ質量を持つ。しかし現実にはそのようなパートナーはまだ見つかっていないので、何らかの理由で対称性が破れていると考えられている。超対称性粒子の質量は数 TeV ほどの重さを持っていると考えられており、そのとき、3つの結合定数は GUT スケールで一致する。また、超対称性粒子の存在は重力理論との統一を考える際にも不可欠とされている。

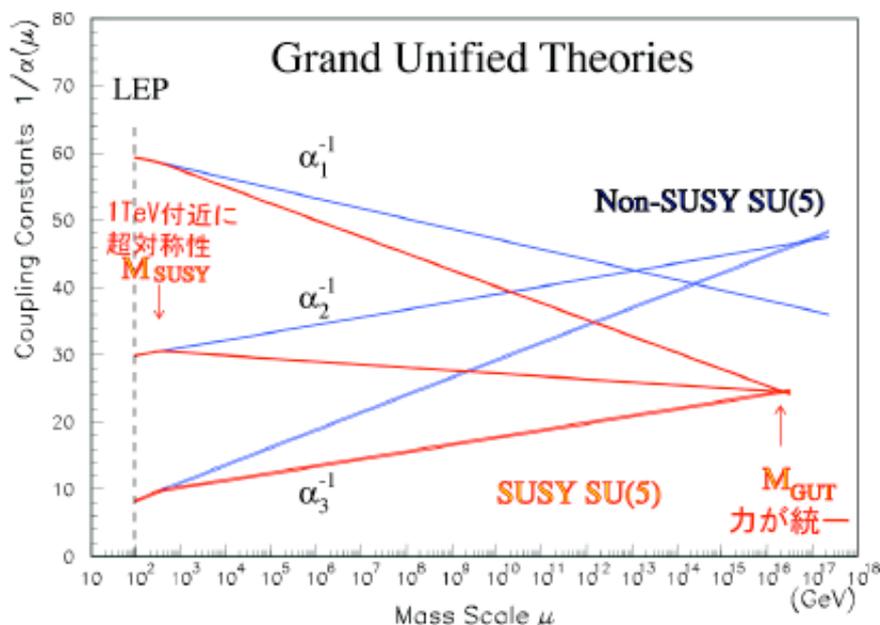


図 1.2: SUSY を考慮したときの GUT スケールでの力の統一

この他にも数 TeV の領域に SUSY の存在が期待される理由として、以下が挙げられる。

### 1. ヒエラルキー問題

GUT スケール ( $10^{16}$  GeV) やプランクスケール ( $10^{18}$  GeV) から電弱 (EW) スケール ( $10^2$  GeV) を自然に作れるかという問題である。素粒子論的にこのような高いエネルギーからいかに自然に EW スケールを導き出すかが問題になる。仮に SUSY を仮定して、SUSY 粒子のスケールが TeV オーダーであると、top クォークの Yukawa 結合の働きにより自然に EW スケールを作ることができる。

### 2. ファインチューニング

ファインチューニングとは、輻射補正によってヒッグス粒子の質量が発散してしまうことの解決のことを言う。SUSY ではスーパーパートナーを入れることによって、スーパーパートナーのループによって質量の発散を打ち消すことができるため、カットオフ  $\Lambda^2$  の 2 乗発散が SUSY スケールから  $\log\Lambda$  の発散に変わる。もし SUSY の存在するスケールが大きすぎると二乗の発散の効果が大きくなり、ファインチューニングの問題が解決しない。したがって、SUSY 粒子の質量は数 TeV 以下であると予想されている。

### 3. ダークマターの候補

SUSY の最も軽い粒子 (lightest supersymmetric particle, LSP) はダークマターの有力な候補である。

## 1.3 本論文の構成

第 2 章では超対称性粒子の性質、質量、崩壊などについて説明する。

第 3 章では LHC 加速器とその検出器のひとつである ATLAS 検出器について簡単に述べる。

第 4 章では検出器シミュレーションと粒子の再構成について述べる。

第 5 章ではモンテカルロシミュレーションでのシグナルとバックグラウンドの生成について概説する。

第 6 章では Missing  $E_T$  の性質と実験初期での検証について述べる。

第 7 章では selection の最適化や系統誤差を含めた SUSY の発見能力について述べる。

第 8 章では各発見モードでのバックグラウンドの評価と、それを勘案した発見能力について説明する。

最後に第 9 章で Missing  $E_T$  の実験初期における検証と SUSY の発見能力について、本論文の結果をまとめる。

## 第2章 超対称性粒子

本章では本論文のメインテーマである超対称性粒子の性質とそのモデル、質量、崩壊モードなどについて説明する。

### 2.1 超対称性のモデル

対称性が破れた結果、SUSY のスーパーパートナーは重い質量を持っている。われわれの世界の超対称性粒子は隠れた世界 (Hidden Sector) と何らかの粒子を通じて力を伝播し、破れを伝播されてこの世界の対称性が破れていると考えられる。この対称性の”破れ”の伝わり方によっていくつかのモデルが考えられている。破れを伝える機構が重力である場合が super gravity モデルであり、ゲージ結合を通じて伝播するものが gauge mediation である。本論文では最も一般的とされる super gravity モデルに即す。

SUSY の破れのエネルギースケールが高くて重力の結合は小さいので、GUT スケールでの SUSY 粒子の質量のオーダー (SUSY スケール) は以下の式の程度である。

$$SUSY\ scale = \frac{(SUSY\ \text{の破れのスケール})^2}{Planck\ scale(10^{19}GeV)} \quad (2.1)$$

SUSY スケールが数 TeV であると考えられるので、破れのスケールは  $10^{11}GeV$  程度であると考えられる。

理論的に簡潔な SUSY のモデルでも 124 個ものパラメータを持つが、幾つかのもっともらしい仮定を入れてパラメータの数を 5 個に減らしている。このモデルを mSUGRA (minimal Super Gravity) と呼ぶ。

mSUGRA は R パリティが保存すると仮定するモデルである。R パリティは B をバリオン数, L をレプトン数, S をスピンとして,

$$R = (-1)^{3B-L+2S} \quad (2.2)$$

で与えられる。R パリティの保存は各バーテックスにおいて SUSY の粒子は対で生成され、SUSY 粒子が崩壊したときには、崩壊先に必ず SUSY 粒子が含まれるということを意味する。

mSUGRA の粒子を表 2.1 に示す。

中性ゲージノ ( $\tilde{W}^0, \tilde{B}$ ) と中性ヒグシーノ ( $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ ) は混合して、ニュートラリーノ ( $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ ) となる。一般に mSUGRA では  $m_0 \gg m_{1/2}$  でない限り、 $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$  はゲージノライクであり、 $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  はヒグシーノライクである。一番軽い  $\tilde{\chi}_1^0$  が mSUGRA の LSP となる。

SUSY ではヒグスの doublet は最低 2 つ必要である。自由度は 8 となり、 $Z, W^\pm$  で 3 個の自由度が使われるので、ヒグスの数は 5 個である。一番軽いヒグスである  $h$  は標準理論のヒグスと同じ特徴を持っている。 $h$  以外のヒグスは縮退していて、ほぼ同じ質量を持っている。

mSUGRA のパラメータは、以下の 4 個と 1 つの符号である。

表 2.1: SM 粒子と SUSY 粒子

標準理論の粒子 (SM 粒子)		SUSY 粒子	
spin	粒子名	spin	粒子名
1/2	quark( $u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, u_L, d_L, c_L, s_L, t_L, b_L$ )	0	scalar quark( $\tilde{u}_R, \tilde{d}_R, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R, \tilde{u}_L, \tilde{d}_L, \tilde{c}_L, \tilde{s}_L, \tilde{t}_L, \tilde{b}_L$ )
1/2	lepton( $e_R, \mu_R, \tau_R, e_L, \mu_L, \tau_L$ )	0	scalar lepton( $\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R, \tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L$ )
1/2	neutrino ( $\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}$ )	0	scalar neutrino( $\tilde{\nu}_{eL}, \tilde{\nu}_{\mu L}, \tilde{\nu}_{\tau L}$ )
0	Higgs( $h, H, A, H^\pm$ )	1/2	higgsino( $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$ )
1	photon( $\gamma$ )	1/2	bino( $\tilde{B}^0$ )
1	weak boson( $W^\pm, Z$ )	1/2	wino( $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$ )
1	gluon( $g$ )	1/2	gluino( $\tilde{g}$ )
2	graviton( $G$ )	3/2	gravitino( $\tilde{G}$ )

- $m_0$ :GUT スケールでのスカラー粒子 (スクォーク  $\tilde{q}$ , スレプトン  $\tilde{l}$ ) の質量  
 図 2.1 に示されるように, mSUGRA では GUT スケールでスカラー粒子の質量は同じであるという仮定を課している。後述するように  $\tilde{q}, \tilde{l}$  は  $m_0$  に依存する。LHC では  $\tilde{g}$  と  $\tilde{q}$  の生成がメインであるので  $m_0$  は非常に重要なパラメータである。
- $m_{1/2}$ :GUT スケールでのゲージノ ( $\tilde{g}, \tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0, \tilde{B}^0$ ) の質量  
 スカラー粒子と同じように, GUT スケールでゲージノの質量はすべて同じであると仮定する。 $m_{1/2}$  は  $\tilde{g}, \tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$  の質量に敏感なパラメータであり,  $\tilde{g}$  は大量に生成されるため, 重要なパラメータである。
- $A$ :trilinear coupling  
 GUT スケールでの、ヒッグスとフェルミオンの Yukawa 結合に対応したヒッグスとスフェルミオンの結合の強さ。SUSY 粒子は  $\tilde{q}$  が 6 種類,  $\tilde{l}$  が 3 種類あるので,  $A$  は 9 種類あるはずであるが, mSUGRA ではそれらを共通の値と仮定し  $A$  としている。 $y_q A$  の形で結合する。第 3 世代以外は Yukawa 結合は小さいので、第 3 世代以外のときはほとんど問題にならない。
- $\mu$ :ヒグシーノの質量  
 ヒグシーノの質量を  $\mu$  とする。
- $B$ :ヒッグス混合項  
 ラグランジアンでのヒッグス混合項 ( $B\mu H_1 H_2$ ) のパラメータ。

実際には、自発的に対称性を破るという条件と EW スケールを再現するという条件を課すと,  $B, \mu$  の代わりに 2 つのヒッグスポテンシャルが極小値をとるエネルギー (真空期待値) の比である  $\tan\beta(= v_1/v_2)$  と  $\mu$  の符号 ( $sign(\mu)$ ) をパラメータとして用いることができる。

mSUGRA において, EW スケールでの主な SUSY 粒子の質量は下の式で与えられる。 $M_Z^2$  を Z の質量,  $D = M_Z^2 \cos 2\beta$  として,

$$m^2(\tilde{g}) = (2.6m_{1/2})^2 \quad (2.3)$$

$$m^2(\tilde{u}_L) = m_0^2 + 6.28m_{1/2}^2 + 0.35D \quad (2.4)$$

$$m^2(\tilde{u}_R) = m_0^2 + 5.87m_{1/2}^2 + 0.16D \quad (2.5)$$

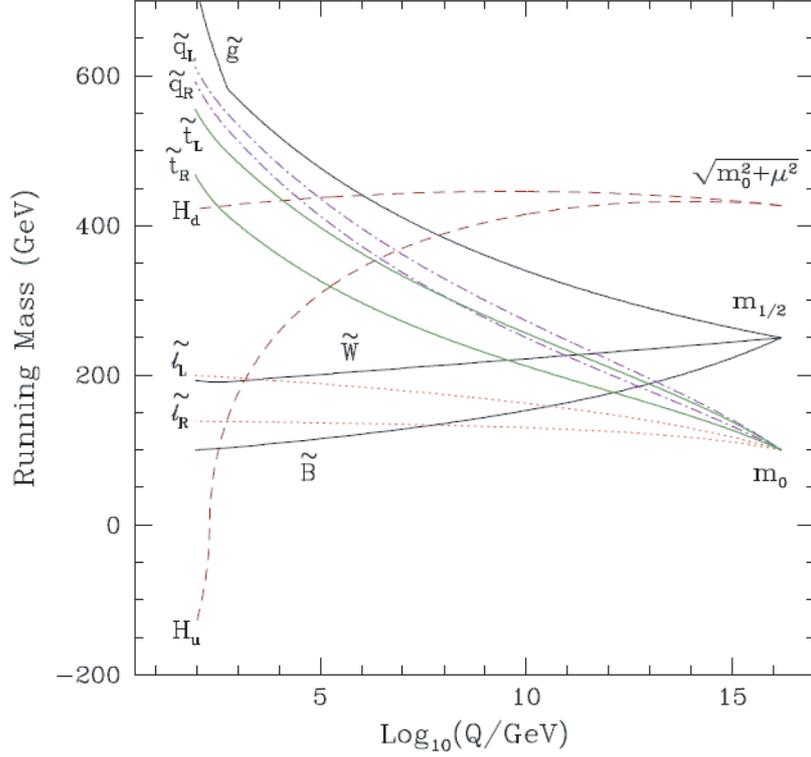


図 2.1: SUSY 粒子の質量の発展

$$m^2(\tilde{d}_L) = m_0^2 + 6.28m_{1/2}^2 - 0.42D \quad (2.6)$$

$$m^2(\tilde{d}_R) = m_0^2 + 5.82m_{1/2}^2 - 0.08D \quad (2.7)$$

$$m^2(\tilde{e}_L) = m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 - 0.27D \quad (2.8)$$

$$m^2(\tilde{e}_R) = m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 - 0.23D \quad (2.9)$$

$$m^2(\tilde{\nu}_L) = m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 + 0.50D \quad (2.10)$$

$$(2.11)$$

$\tilde{q}$  の第 2 項が大きいのは, SU(3) の強い相互作用をするためである。また, 左巻き粒子の第 2 項が右巻きに比べ大きいのは, SU(2) に対する電荷を持っているためである。

第 3 世代の SUSY 粒子は, 湯川結合と Higgs を通した左右の混合 (LR mixing) の効果で, 第 1, 第 2 世代の粒子よりも軽くなる。 $\tilde{t}$  は top の湯川カップリングが大きいために常に軽い,  $\tilde{b}, \tilde{\tau}$  は  $\tan\beta$  によって質量が変わり,  $\tan\beta$  が大きいほど軽くなる。

ゲージノの質量については, 図 2.1 に示されるように GUT スケールでは  $m_{1/2}$  であるが, ランニングにより 1TeV 付近では,

$$m(\tilde{B}) = 0.4m_{1/2} \quad (2.12)$$

$$m(\tilde{W}) = 0.8m_{1/2} \quad (2.13)$$

$$m(\tilde{g}) = 2.6m_{1/2} \quad (2.14)$$

となり,  $m_{1/2}$  のみで決まる。 $\tilde{g}$  はカラーを持った粒子の radiative correction を受けるので  $2.6m_{1/2}$  と重くなっている。 $\tilde{B}$  よりも  $\tilde{W}$  が重いのは, SU(2) の効果を受けるかどうかの違いからきて

いる。

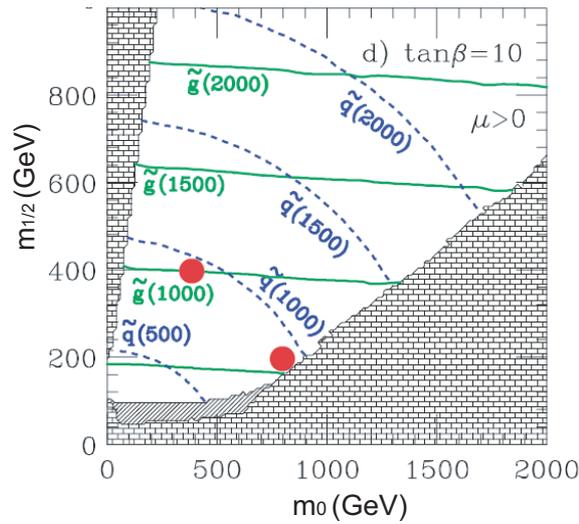


図 2.2:  $\tan\beta = 10$  での  $\tilde{g}$ ,  $\tilde{q}$  の質量

図 2.2 は  $\tilde{q}$  と  $\tilde{g}$  の mass contour である。 $\tilde{q}$  は楕円形に、 $\tilde{g}$  は  $m_0$  軸に対してほぼ平行となる。

### SUSY 粒子の生成

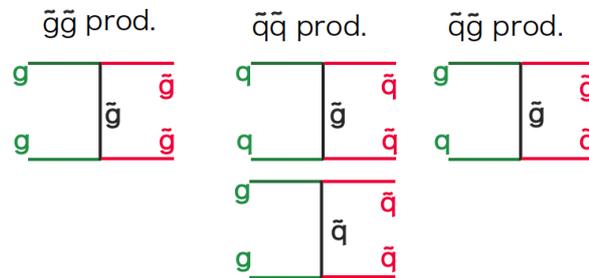


図 2.3: SUSY 粒子の生成

LHC は陽子陽子衝突型加速器であるため、図 2.3 のように、 $\tilde{g}\tilde{g}$ ,  $\tilde{q}\tilde{q}$ ,  $\tilde{g}\tilde{q}$  の生成が主である。生成断面積は  $\tilde{g}$  や  $\tilde{q}$  の質量によってのみ決まり、大まかな生成断面積は

- $m(\tilde{g}) = m(\tilde{q}) = 500\text{GeV} : \sigma \sim 100\text{pb}$
- $m(\tilde{g}) = m(\tilde{q}) = 1\text{TeV} : \sigma \sim 3\text{pb}$
- $m(\tilde{g}) = m(\tilde{q}) = 2\text{TeV} : \sigma \sim 10\text{fb}$

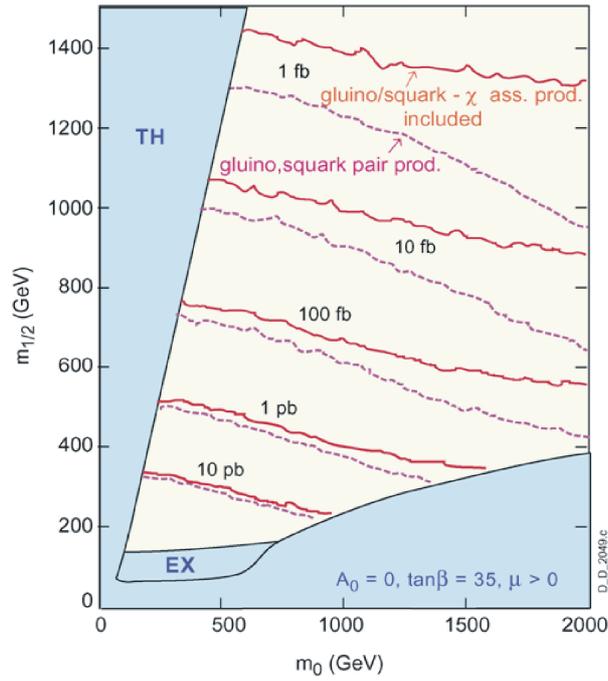


図 2.4: SUSY 粒子生成の断面積

程度である。軽いときは  $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  の寄与が大きくなるので、断面積が大きくなる。

図 2.4 は SUSY の  $m_0 - m_{1/2}$  平面での断面積である。 $\tilde{g}/\tilde{q}$  pair production が上で説明した  $\tilde{g}\tilde{g}$ ,  $\tilde{q}\tilde{q}$ ,  $\tilde{g}\tilde{q}$  の生成チャンネルである。 $\tilde{g}/\tilde{q}-\tilde{\chi}$  associate production は、 $\tilde{g}$  または  $\tilde{q}$  と、ゲージノ ( $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ ) が生成するチャンネルであるが、バーテックスが  $\alpha_s$  から  $\alpha$  に変わるため、 $\tilde{g}/\tilde{q}$  pair production に比べ cross section が小さい。しかし、 $\tilde{g}$  よりも  $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$  の方が軽いため、 $m_{1/2}$  が大きなところでは有効なチャンネルである。

### 2.1.1 SUSY 粒子の崩壊

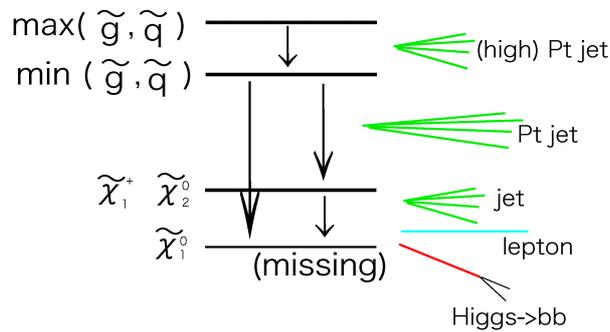


図 2.5: SUSY 粒子の崩壊

生成された  $\tilde{g}$  や  $\tilde{q}$  は、図 2.5 のように次々と崩壊を繰り返して、数本の jet を出す。イベントによっては、数個の lepton を放出するときもある。mSUGRA では R パリティは保存するため、

LSP の  $\tilde{\chi}_1^0$  は安定な粒子であり、この粒子は  $\nu$  と同じく検出器にかからないので、消失横運動量 (Missing  $E_T$ ) として観測される。

カラーを持った粒子の崩壊は運動学的に可能なら 2 体崩壊、不可能なら 3 体崩壊となる。例えば、 $\tilde{g}$  の崩壊に関しては、

- $m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$  のとき  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{B}^0, q\bar{q}\tilde{W}^0, q\bar{q}\tilde{W}^\pm$  に崩壊する。ただし 3 体崩壊は  $\alpha_S\alpha_{EM}\frac{1}{(m_{\tilde{q}})^4}$  で抑えられるので小さい。
- $m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$  のとき 2 対崩壊が可能なので  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}$  に崩壊する。
- $m(\tilde{g}) \sim m(\tilde{q})$  のとき  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}$  が質量で禁止されていても  $t\bar{t}$  や  $b\bar{b}$  に崩壊できるならこれがメインとなる。

$\chi^\pm, \chi^0$  の崩壊はパラメータによって大きく異なる。主な崩壊を図 2.6 に示す。

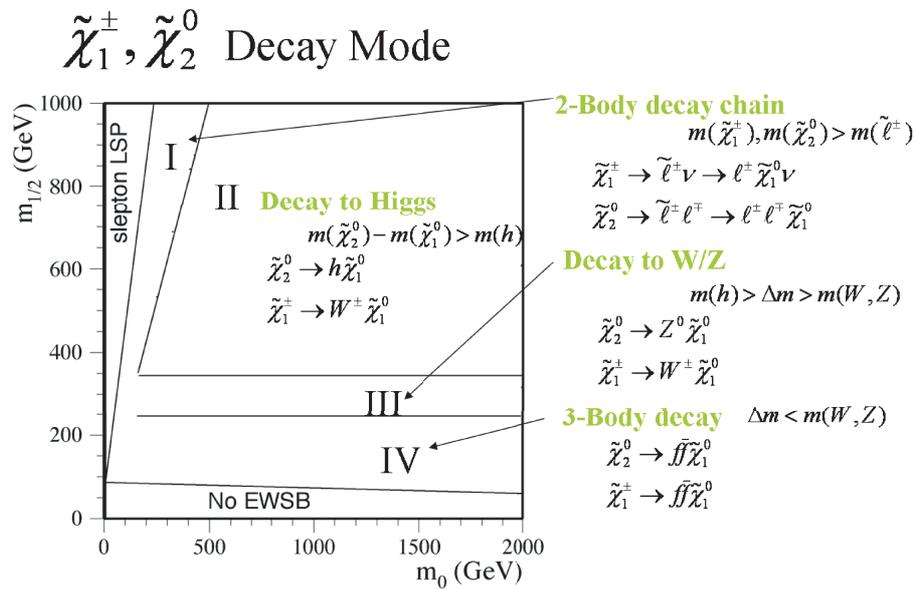


図 2.6:  $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$  の崩壊

- I の領域では、 $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(\tilde{l})$  となり、 $\tilde{\chi}_2^0$  が  $\tilde{l}$  を通じて  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} \tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l l$  のように 2 段階で崩壊する。そのため lepton が多く出るのがこの領域の特徴である。
- II の領域では、 $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(h)$  となり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h$  のようにヒッグスが大量に生成される。ヒッグスは殆ど  $h \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊する。この 2 つの b クォーク起源の jet (b-jet) を組めばヒッグスの質量を再構成できる。また、分岐比は小さいが  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$  の崩壊モードも存在するため、 $Z \rightarrow ll$  のピークが観測される。
- III の領域では、 $m(h) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(Z)$  となり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$  のように Z が大量に生成される。 $h \rightarrow b\bar{b}$  のピークが無く、 $Z \rightarrow ll$  のピークがあれば、この領域であると推測できる。 $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$  にはヒグシーノ成分が混じっているために、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^0$  という崩壊をすることができる。
- IV の領域では、 $m(Z) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$  であり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}$  の 3 体崩壊をする。

多段崩壊と  $\tilde{\chi}_1^0$  が作る Missing  $E_T$  のために, SUSY の基本的なイベントトポロジーは, Multi-jet + Missing  $E_T$  + (leptons) である。

### 2.1.2 SUSY の発見モード

SUSY の基本的な発見モードは、

- 0 lepton モード  
Isolated lepton( $e, \mu$ )\*を要求しないモード。分岐比が大きい, その分バックグラウンドも大きい。
- 1 lepton モード  
Isolated lepton( $e, \mu$ ) を 1 個要求するモード。分岐比は小さいが, 予想されるバックグラウンドも小さい。
- 2 lepton モード  
Isolated lepton( $e, \mu$ ) を 2 個要求するモード。2 つの lepton の電荷の組み合わせによって, SS(same sign), OS(opposit sign) の 2 つがある。

などである。本論文では, この 3 つの発見モードについて, 発見能力の検証を行う。

## 2.2 SUSY の発見に用いられる物理量

ここでは, SUSY の基本的なイベントセレクションに用いられる物理量について説明する。

### 2.2.1 Missing $E_T$

大きな Missing  $E_T^\dagger$  は SUSY の特徴的な信号である。バックグラウンドである, Z や W からニュートリノも Missing  $E_T$  を作るが, SUSY の LSP は崩壊によってブーストされるためと, LSP 自身の質量が比較的重い, バックグラウンドよりも大きな Missing  $E_T$  が観測される。バックグラウンドを減らすため, SUSY のイベントセレクションでは大きな Missing  $E_T$  を要求する。Missing  $E_T$  に関しては第 6 章で詳述する。

### 2.2.2 High $P_T$ jet と jet 数

$\tilde{q}$  や  $\tilde{g}$  から  $\tilde{\chi}_2^0$  や  $\tilde{\chi}_1^\pm$  への崩壊は, 質量の差が大きいため  $P_T^\ddagger$  の大きな jet が放出される。図 2.7 は Leading jet の  $P_T$  分布である。バックグラウンドの  $P_T$  分布が急激に小さくなるのに対して, SUSY は大きなところにピークができる。SUSY 粒子は重たい粒子から崩壊を繰り返すため, 他のバックグラウンドに比べてハードな jet が数多く放出されやすい。

\*lepton の周りに jet などのエネルギーデポジットがないとき, その lepton を isolated という。

$\dagger$ ニュートリノや LSP は検出器にかからないため消失横運動量となる。詳しい定義は第 6 章で示す。

$\ddagger$ 横方向運動量。ATLAS 検出器は Z 軸がビーム方向, それと垂直方向に X, Y 軸が取られている。 $P_T = \sqrt{P_X^2 + P_Y^2}$  である。

### 2.2.3 Transverse sphericity

Transverse sphericity( $S_T$ ) は, jet の  $P_X$  と  $P_Y$  から作られるテンソル  $S$  の固有値  $\lambda_1, \lambda_2$  から, 以下の式で計算される。

$$S = \begin{vmatrix} \sum P_X^2 & \sum P_X P_Y \\ \sum P_X P_Y & \sum P_Y^2 \end{vmatrix} \quad (2.15)$$

$$S_T = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (2.16)$$

Transverse sphericity は, jet の分布が直線に近いほど 0 に近くなり, 球体に近いほど 1 に近い値をとる。SUSY のパラメータにも依るが, 基本的に  $\tilde{q}$  や  $\tilde{g}$  の質量は大きいため,  $\tilde{q}$  や  $\tilde{g}$  はあまりブーストされていない。この状態から, 多段崩壊を繰り返して jet を出すので, jet の  $P_T$  分布は球に近い形となる。図 2.8 のように, QCD バックグラウンドの transverse sphericity は SUSY に比べて小さい。

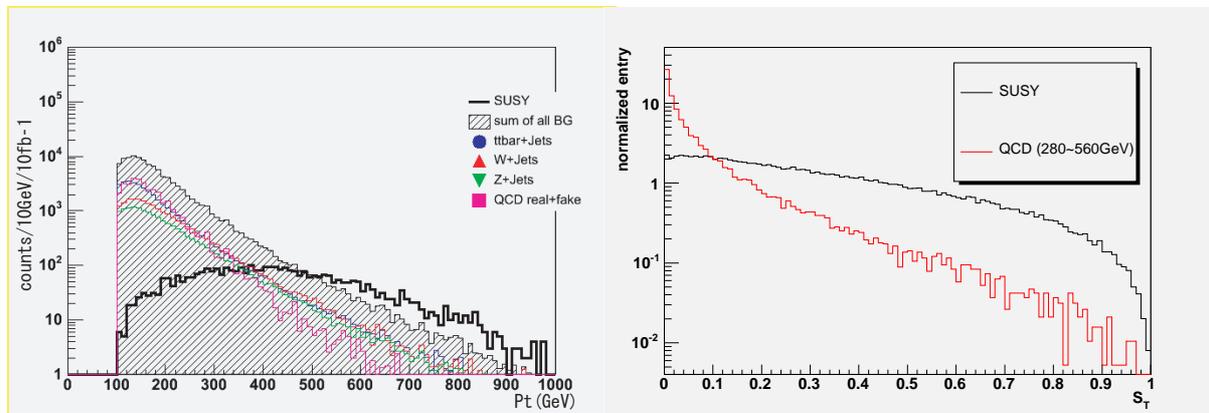


図 2.7: Leading jet の  $P_T$  分布 (SUSY シグナルとバックグラウンド) 図 2.8: Transverse Sphericity 分布 (SUSY シグナルと QCD バックグラウンド)

### 2.2.4 Effective mass

Effective mass は式 2.17 で定義され,  $P_T$  の大きい方から 4 本の jet の  $|P_T|$  と Missing  $E_T$  を足した値である。

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^4 |P_{Tjet_i}| + \cancel{E}_T \quad (2.17)$$

$\tilde{q}$  の典型的な質量 ( $M_{SUSY}$ ) として  $\tilde{u}_R$  の質量を用いて,  $\tilde{g}$  と  $\tilde{u}_R$  の軽い方の粒子の質量を用いる。

$$M_{SUSY} = \text{Min}(m(\tilde{g}), m(\tilde{u}_R)) \quad (2.18)$$

これは高頻度で生成される SUSY 粒子の質量スケールを与える。  $M_{SUSY}$  が大きくなればなるほど, SUSY の多段崩壊で生じた jet の  $P_T$  の和と Missing  $E_T$  の和は大きくなる。Effective mass は jet の  $|P_T|$  を足した値であるので, 図 2.9 に示されるように, その Effective Mass 分布のピーク値は  $M_{SUSY}$  に比例する。

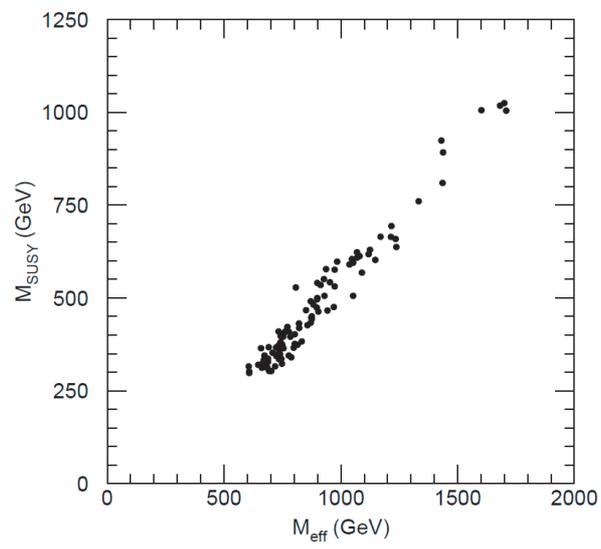


図 2.9: Effective mass のピークと  $M_{\text{susy}}$

## 第3章 LHC加速器とATLAS検出器

本章ではLHC加速器とその検出器のひとつであるATLAS検出器について概説する。

### 3.1 LHC

LHC(Large Hadron Collider)は2007年実験開始を目指して、スイスとフランスの国境にあるCERN(欧州合同原子核共同研究機構)にて地下100mに建設中の周長約27kmの大型陽子陽子衝突型加速器である。図3.1にLHCの全体図を示す。ハドロンコライダーであるためシンクロトロン放射によるエネルギー損失が少なく、重心系衝突エネルギー14TeVで高エネルギー領域の実験が可能である。陽子ビームは $1.1 \times 10^{11}$ 個ずつバンチ化され、バンチ・クロッシング・レートは40.08MHzである。また高ルミノシティ時には1回のバンチクロッシングあたり平均23回の陽子陽子衝突が予想される。実験初期における低ルミノシティ時には0.2~2回の衝突が予想される。LHCの主なパラメータを表3.1に示す。

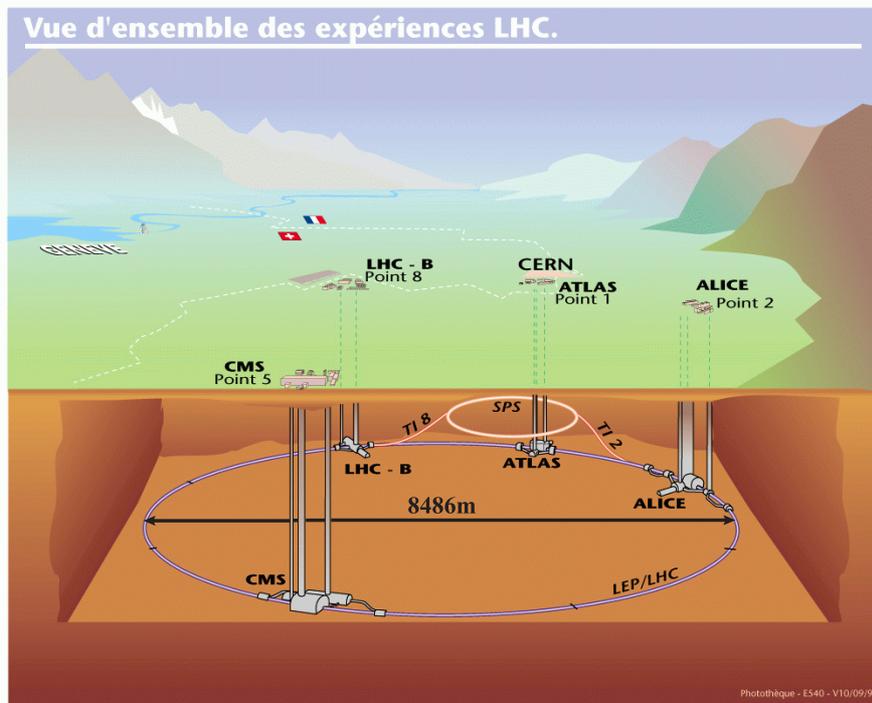


図 3.1: LHC 加速器

主リング周長	26.66km	重心系エネルギー (陽子+陽子)	7.0TeV+7.0TeV
low luminosity	$10^{33}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$	high luminosity	$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$
luminosity 寿命	10 時間	入射エネルギー	450GeV
衝突頻度	40.08MHz	バンチ間隔	24.95nsec
1 バンチあたりの陽子数	$10^{11}$ 個	バンチの長さ	75mm
バンチ数	2835 個	バンチ衝突当たりの陽子衝突	23
衝突点のビーム半径	$16\mu\text{m}$	衝突角度	$200\mu\text{rad}$

表 3.1: LHC 加速器の主なパラメーター

LHC には 4 つのビーム衝突点がありそれぞれに、後述する ATLAS, 同じ汎用検出器である CMS(the Compact Muon Solenoid 図 3.2), 重イオン衝突実験用検出器の ALICE (A Large Ion Collider Experiment 図 3.3), B-Physics に特化した検出器 LHC-B(図 3.4) が設置される。

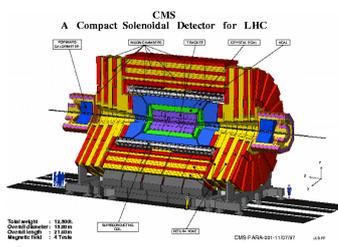


図 3.2: CMS

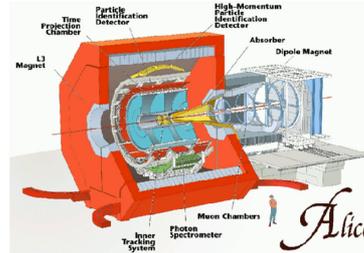


図 3.3: Alice

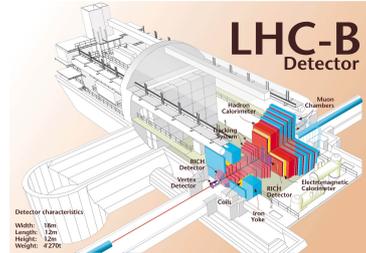


図 3.4: LHC-B

## 3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、直径 22m, 長さ 44m の円筒形で、総重量は 7,000t という巨大な汎用検出器である。その全体図を図 3.5 に示す。検出器は内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオンシステムから構成され、内部飛跡検出器とカロリメータの間にソレノイドマグネット、カロリメータとミュオンシステムの間に巨大な 2Tm のトロイダルマグネットがある。LHC の高いルミノシティにおいても、高速かつ正確にデータ処理できるように、以下の要求を満たすように設計されている。

- 電磁カロリメータによる高精度の electron と photon の測定と、ハドロンカロリメータによる高精度な jet と Missing  $E_T$  の測定
- muon spectrometer による高精度の muon の運動量測定
- 内部飛跡検出器による charged particles の運動量の測定, photon の識別
- 大きな擬ラピディティ( $\eta$ )\*と完全な方位角のカバー
- 大量のバックグラウンドに対する放射線耐性

\* $\eta$  は pseudo rapidity と呼ばれ、ビーム軸と粒子のなす角を  $\theta$  とすると  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$  で定義される。

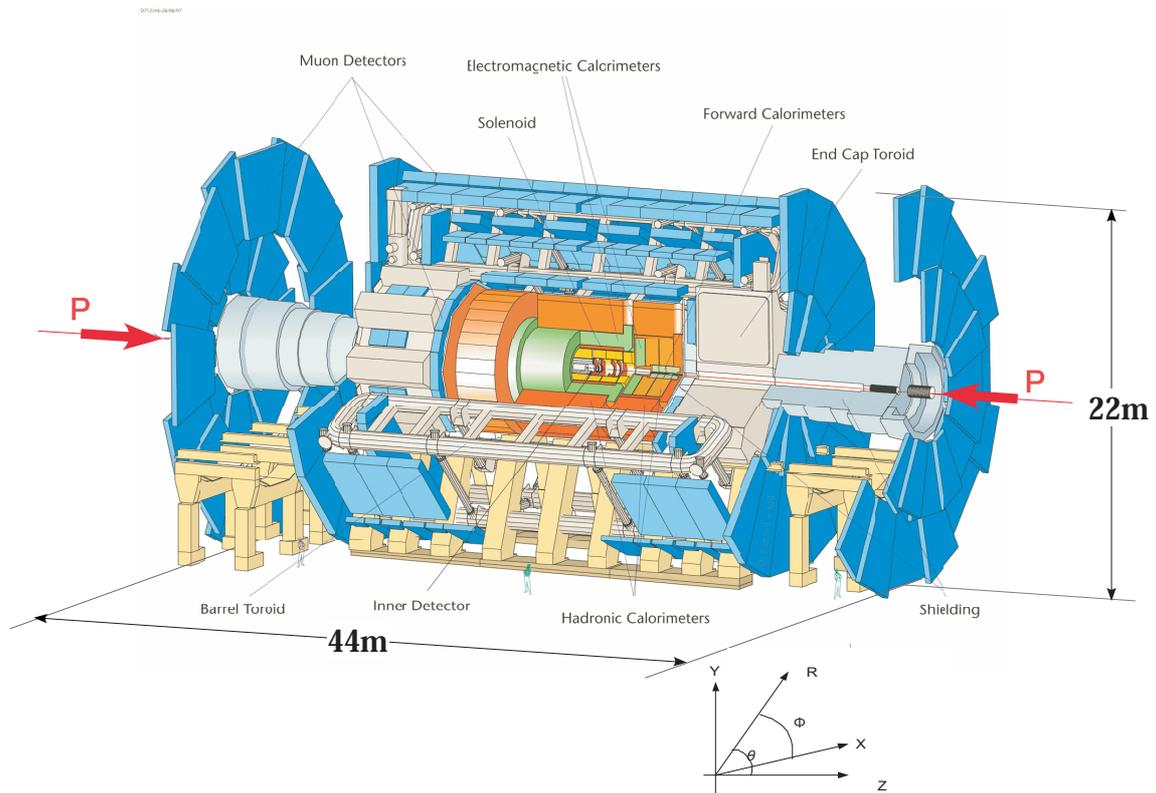


図 3.5: ATLAS 測定器

円筒型の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる領域 ( $|\eta| < 1$  と、エンドキャップと呼ばれる領域 ( $1 < |\eta|$ ) の 2つの領域に分けられる。さらにエンドキャップは、( $1 < |\eta| < 1.9$ ) の領域をエンドキャップ、さらに外側の領域 ( $|\eta| > 1.9$ ) をフォワードと分けて呼ぶこともある。

ATLAS における軸の定義は図 3.5 にあるように、ビーム軸を Z 軸とし、LHC のリングの中央を向く方向を X 軸の方向、X 軸と Z 軸に直行する軸を Y 軸としている。 $\phi$  は X-Y 平面上における角度であり X 軸を 0 として左回りを正の方向としている。

以下、ATLAS 検出器について簡単に説明する。

### 3.2.1 マグネットシステム

ATLAS のマグネットは、中央のソレノイド磁石、バレル部、エンドキャップ部それぞれのトロイダル磁石の 3つからなり、いずれも超伝導磁石である。マグネットの構造を図 3.6 に示す。両トロイダル磁石は、8つのコイルがビーム軸に対して 8回対称になるように配置されており、積分磁場強度はバレル部で  $2\sim 6\text{Tm}$ 、エンドキャップ部で  $4\sim 8\text{Tm}$  である。ラピディティ  $\eta$  の値に対するトロイダル磁場の積分強度を図 3.7 に示す。トロイダル磁場は  $\phi$  方向成分が主だが、磁場の不均一性は避けられないため、R 方向成分も存在する (図 3.8)。

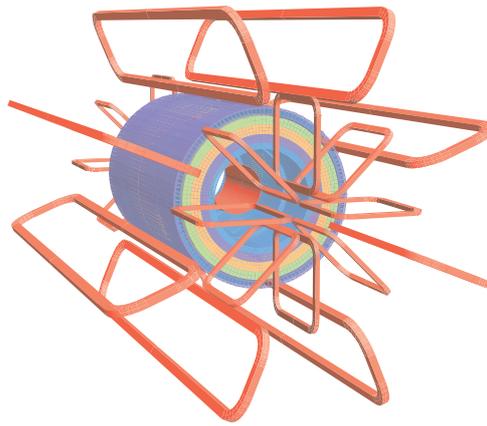


図 3.6: マグネットの構造

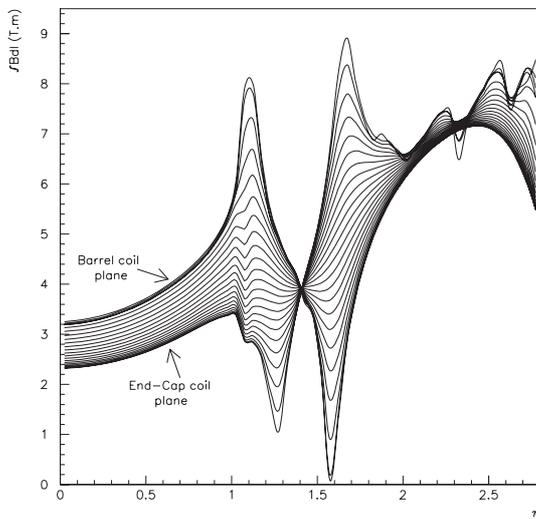


図 3.7:  $\eta$  と磁場積分強度の関係

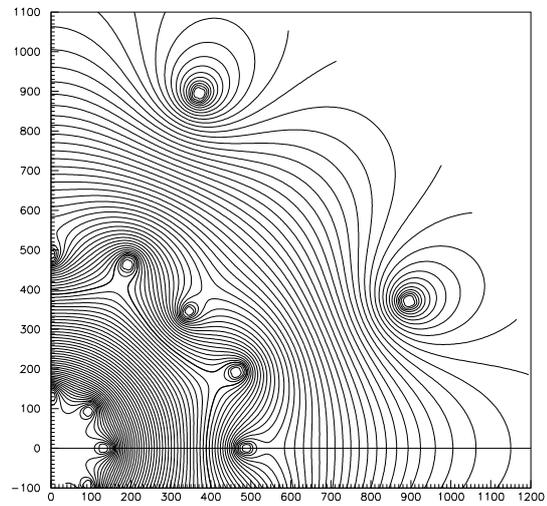


図 3.8: X-Y 平面の磁束の構造 ( $z=10.5\text{m}$ )

### 3.2.2 内部飛跡検出器

内部検出器は荷電粒子の飛跡認識と運動量測定を目的とする。運動量測定は、ソレノイド磁場で曲げられた粒子の飛跡の曲率を測定することによって行われる。

内部飛跡検出器は検出器の最も内側に設置され、2T の磁場をつくる超伝導ソレノイドの内部に位置する。図 3.9 に内部飛跡検出器の構造を示す。内部飛跡検出器は内部から順に、ピクセル検出器 (Pixel), シリコン・トラッカー (SCT), 遷移輻射トラッカー (TRT) の3つで構成されている。

ピクセル検出器は、ビームパイプから 4~10cm と最内層にある半導体検出器で、高い位置分解能を持つ。一つ一つのピクセルはサイズが  $50\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$  の小さいシリコン検出器であり、高い位置分解能を持つ。その主な役割は衝突点およびバーテックス<sup>†</sup>の決定である。

SCT はビーム軸から 30~52cm 離れたところに設置される。ストリップピッチが  $80\mu\text{m}$  のシリコンウエハーが円筒状のタイルに敷き詰められ、それが 2 層互いに  $40\text{mrad}$  のステレオ角を

<sup>†</sup>粒子の崩壊点をバーテックスという。バーテックスの再構成により b クォークや  $\tau$  レプトンの同定が可能となる。

持つようにすることで二次元的な位置方向の検出を可能にしている。

TRT はビーム軸から 56 ~ 107cm 離れたところに設置される。直径 4mm のストロー型のドリフトチューブチェンバーを 36 層積層することによって構成されている。分解能は  $200\mu\text{m}$  程度で Pixel や SCT よりも悪いが、TRT は層が多いため連続的な飛跡測定ができる。また、荷電粒子が  $15\mu\text{m}$  径ポリプロピレンファイバ層を通過する際の遷移放射を測定することで、電子と荷電  $\pi$  中間子の判別を可能にしている。

内部飛跡検出器は、荷電粒子のトラックの再構成と  $P_T$  の測定を行うが、 $|\eta| < 2.5$  の領域しかカバーしていないため、内部飛跡検出器の情報が必要な、electron, muon, bjet の identification (ID) は  $|\eta| < 2.5$  に制限される。

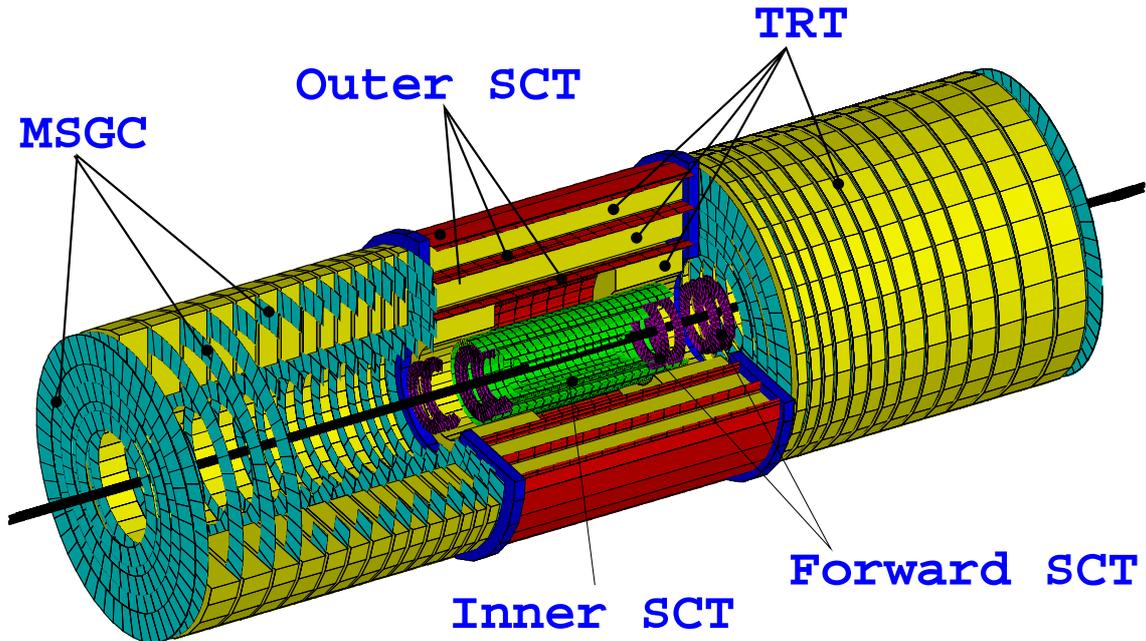


図 3.9: 内部飛跡検出器の構造

### 3.2.3 カロリメータ

カロリメータの主な役割は、電子やフォトン、ジェットなどのエネルギー、角度の測定である。ATLAS 実験に使用される 4 種類の カロリメータは、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの 2 つのカテゴリーに分けられ、広い  $|\eta|$  領域をカバーする。このため検出器に信号を残さない Missing  $E_T$  も測定することができる。図 3.10 にその構造を示し、以下に各カロリメータについて簡単に説明する。

#### 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、アコーディオン構造の鉛の吸収体と液体アルゴンからなり、放射線耐性に優れている。また、内側のソレノイドマグネットとクライオスタット (低温保持装置) を共有することで、カロリメータ前面までの物質質量を抑えている。パレル/エンドキャップ領域をカバーし、electron と photon の測定に用いられる。物質質量は電磁シャワーのエネルギーをすべ

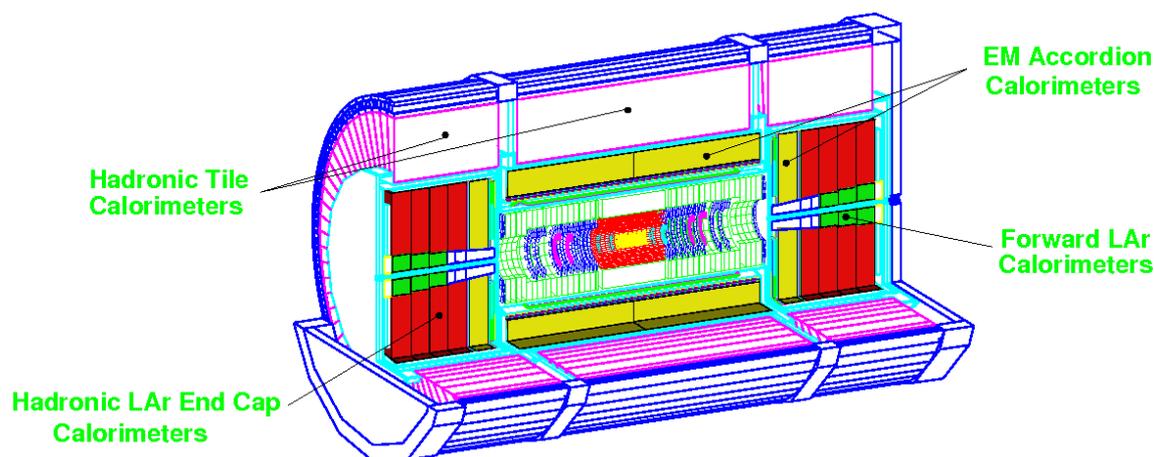


図 3.10: カロリメータの構造

て吸収するために十分な  $24X_0$ <sup>‡</sup>程度である。そのエネルギー分解能は、 $E$  を electron のエネルギーとして、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{200\text{MeV}}{E} \quad (3.1)$$

で表される。第 1 項は electron の数  $N$  をエネルギー  $E$  に換算するときの統計的な揺らぎによるサンプリング項、第 2 項は calibration 精度や温度の揺らぎによる定数項、第 3 項はノイズ項である。例えば、 $E = 100\text{GeV}$  の時には約 1% の分解能で測定可能である。

図 3.11 は電磁カロリメータの構造であり、電磁カロリメータは 3 層から成っている。1 層目は  $\eta$  方向に細かく区切られており、位置分解能の向上に寄与する。

電磁カロリメータは細分化されており、例えばバレル部のミドル層では、セグメンテーションが  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  となっている。この 1 単位をセルとする。セグメンテーションは各層、また、ハドロンカロリメータと電磁カロリメータで異なるので、セルの大きさはそれぞれで異なる。

### ハドロンカロリメータ

バレル部は鉄の吸収体とタイル状のシンチレータからなるタイルカロリメータが用いられる。(図 3.12) タイルカロリメータは図 3.13 のように 3 層構造をしている。

放射線強度がより高いエンドキャップ部は、銅の吸収体と液体アルゴンからなるカロリメータが用いられる。更に、放射線強度の高いフォワード部は銅とタングステンの吸収体と液体アルゴンからなるカロリメータが用いられる。これらは電磁カロリメータの外側に設置され、ハドロンの同定、エネルギー測定、jet の再構成などを行う。物質量はバレル部で  $11\lambda$ 、エンドキャップ部で  $14\lambda$ <sup>§</sup>以上ある。

エネルギー分解能は、jet に対して

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% \cdots \text{Barrel} \quad (3.2)$$

<sup>‡</sup> $X_0$  は放射長 (Radiation length) であり、electron が物質中を通り抜けるときに、電磁相互作用によりエネルギーが  $1/e$  に減る距離が  $1X_0$  である。

<sup>§</sup> $\lambda$  は衝突長 (interaction length) であり、ハドロンが原子核との非弾性散乱をするまでの平均自由行程

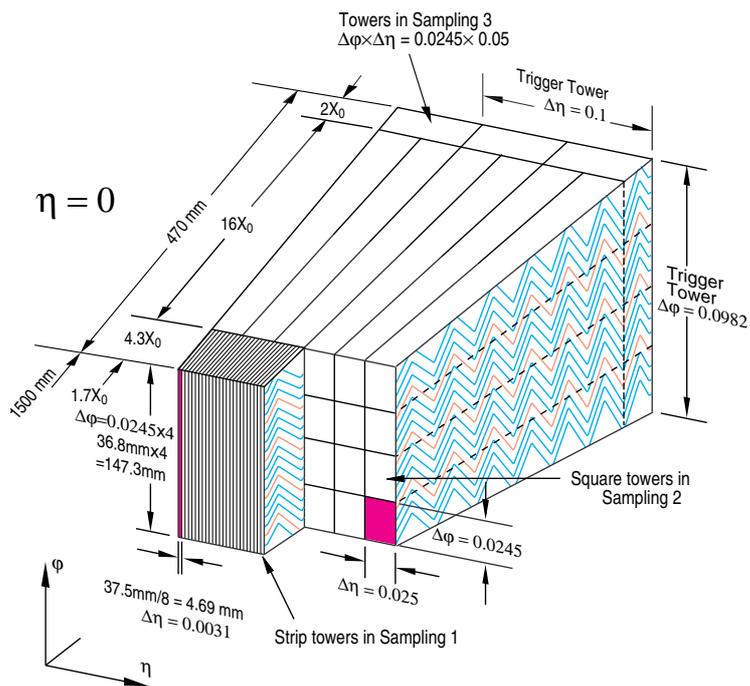


図 3.11: EM calorimeter

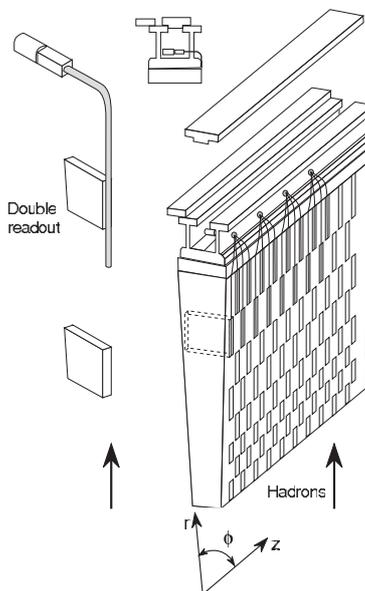


図 3.12: タイルカロリメータ

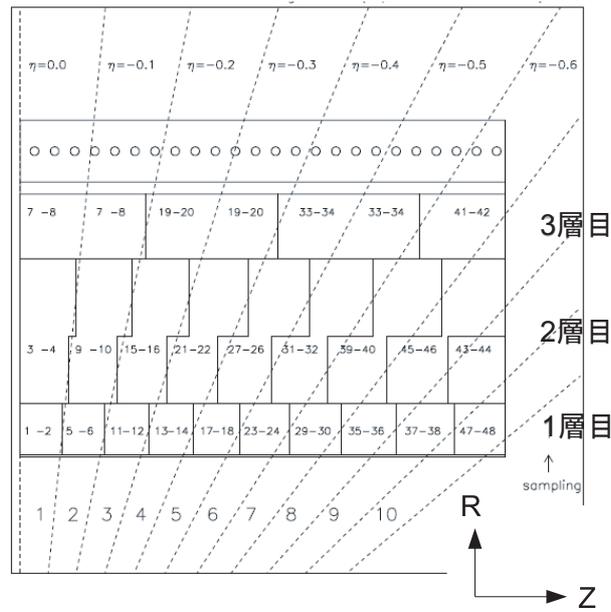


図 3.13: タイルカロリメータの構造

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{62.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \dots Endcap \quad (3.3)$$

となる。例えば、 $E=100\text{GeV}$  のときは、約 8% 程度の分解能である。

### 3.2.4 ミューオン・スペクトロメータ

LHC ではミューオンは最もきれいな信号として取り出せる。ミューオン・スペクトロメータは、運動量精密測定用の MDT(Muon Drift Tube), CSC(Cathode Strip Chamber) と、レベル 1 トリガー用の RPC(Resistive Plate Chamber), TGC(Thin Gap Chamber) の 4 種類の検出器で構成され、ATLAS 検出器の一番外側に設置される。Muon spectrometer の全体図を図 3.14 に示す。図のように MDT はバレル部とエンドキャップ部の両方に設置される。CSC は、フォワードの内側に設置される。RPC はバレル部を、TGC はエンドキャップをカバーする。

図 3.15 の R-Z 断面図にあるように、それぞれの検出器は 3 層に重ねられて設置される。超伝導空芯トロイダル磁石がバレル部 (図中の赤線の四角)、エンドキャップ部 (図の下側中央の青線の四角) に検出器に内包されるように置かれ、それぞれに  $\phi$  方向の磁場を作っている。この  $\phi$  方向の磁場によって R-Z 平面内で曲げられた muon の曲率を、3 層の検出器で測定してその運動量を測定する。

### 3.2.5 トリガー

ATLAS では、最高ルミノシティ時には 40MHz のバンチ衝突ごとに 24 個の陽子衝突が起こる。1 イベントのファイルサイズはおよそ 1.5MB と見積もられているため、資源の有効活用の点からもデータ収集レートを下げる必要がある。ATLAS ではレベル 1 トリガーと 2 段階のハイヤーレベルトリガーを用いて 200Hz 程度まで落とす。

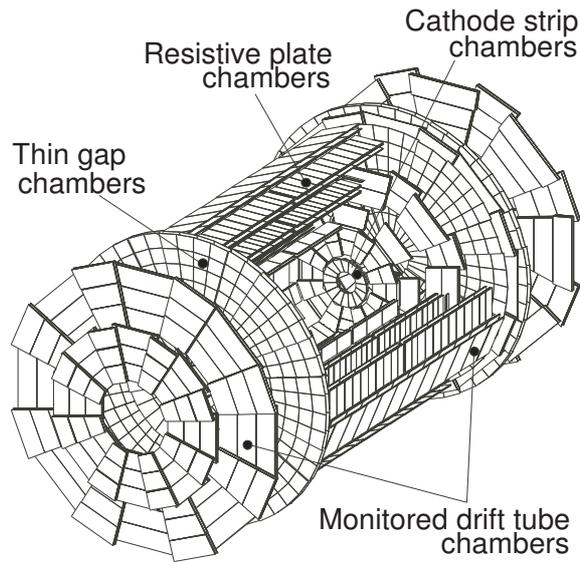


図 3.14: ミューオン・スペクトロメータの全体図

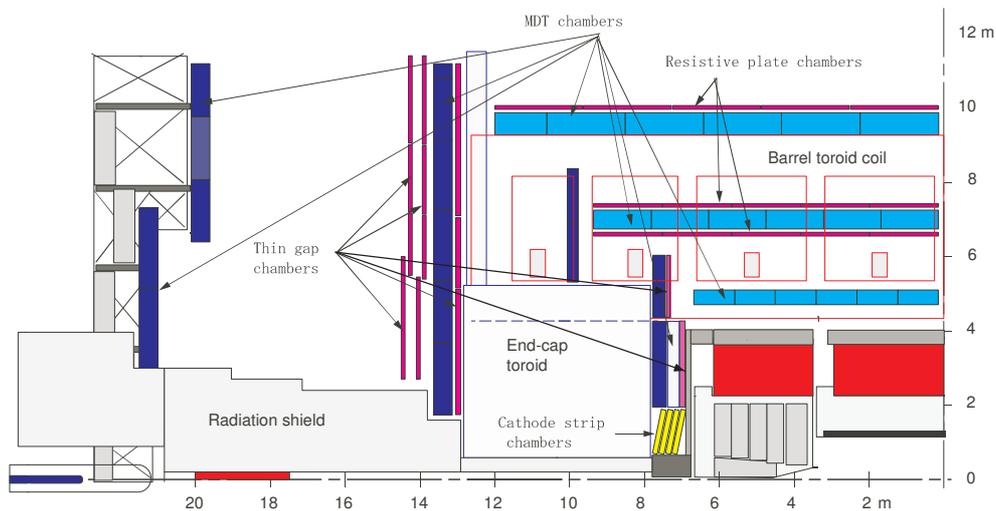


図 3.15: ミューオン・スペクトロメータ (R-Z 断面図)

### レベル1 トリガー

レベル1 では 40MHz のイベントレートを 75kHz に落とすことを目的とする。トリガー信号はカロリメータ、トリガー用ミューオンシステムによって生成され、中央トリガー処理装置 (Central Trigger Processor, CTP) に送られる。CTP は、集められた情報をもとにレベル1 アクセプト (L1A) 信号を生成し、TTC (Timing Trigger and Control distribution) システムによって各検出器のフロントエンドに送られる。各検出器では、パイプラインメモリに  $2.5\mu\text{s}$  以前のデータを保持できるように設計されているので、衝突から  $2\mu\text{s}$  以内に処理した L1A 信号が各検出器まで送られる。

レベル1 トリガー信号は合計 128bit の情報で構成され、カロリメータとミューオンシステムの各閾値を越えるオブジェクトの多重度等が CTP に送られる。 $2.5\mu$  という制限があるため、

内部飛跡検出器の情報は用いない。

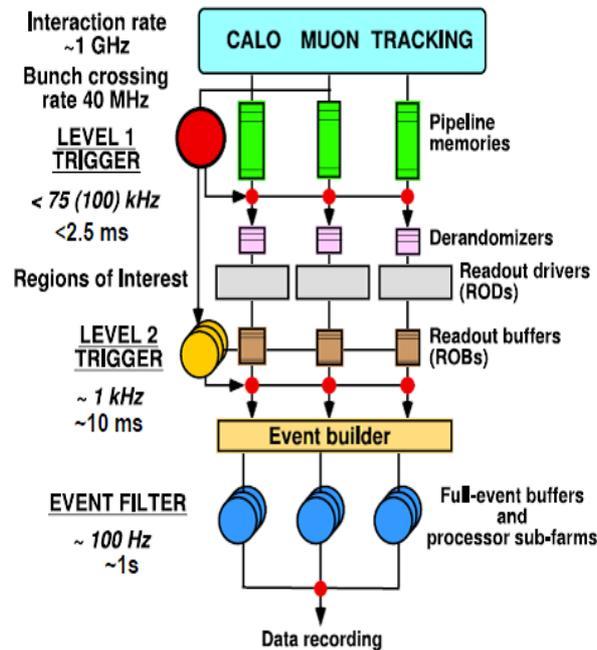


図 3.16: ATLAS のトリガーシステム

### ハイヤーレベルトリガー

レベル1がハードウェアシステムなのに対してハイヤーレベルトリガーはソフトウェアシステムである。

レベル2トリガーはイベントレートを75kHzから3kHzまで下げるために用いられる。ここでは高速化のため、検出器全体の情報を用いるのではなくレベル1で選定したROI(Region of Interest)という領域だけの情報を用いて判定する。これによって、データの圧縮も可能になる。レベル2アルゴリズムはイベントごとにはではなく、ROIごとに行われる。また、レベル2では負荷分散アルゴリズムに従い、レベル2処理装置(L2P)でパラレルに処理される。

イベントフィルタは最終段トリガーで、イベントレートを200Hzまで落とす。ここでは完全なイベント構成が行われる。イベントフィルタは1600台ものPCからなる大規模システムである。

## 第4章 検出器シミュレーションと再構成

ここでは、検出器のシミュレーションと粒子の再構成について、ATLASの解析フレームワークを説明する。検出器のシミュレーションには、Geant4[8]を用いて検出器のジオメトリや物質密度などを正確に再現した full simulation と、generator の情報を full simulation に合うようにスマアリングする fast simulation(Atlfast) がある。

### 4.1 Full simulation

Full simulation の行程は4つに分けられる。

1. イベント生成  
Pythia[9] や Alpgen[10] などの generator を用いて、粒子の 4-vector を生成する。
2. Geant4 シミュレーション  
Generator の生成した粒子が、検出器にどれだけのエネルギーを落とすかを計算する。
3. デジタイゼーション  
Geant4 simulation で計算した検出器に落としたエネルギーから、検出器がどれくらいの出力を出すかシミュレーションする。
4. 再構成  
検出器の情報をもとに、jet, electron などのオブジェクトを再構成する。Missing  $E_T$  の計算もここで行われる。

#### 4.1.1 キャリブレーションと補正

ここでは、 $e/h$  による  $c$  キャリブレーションとクライオスタットによるエネルギーの減少の補正について説明する。

##### H1 style キャリブレーション

カロリメーターは非線形、非等質的な応答をするので何らかの補正が必要である。ハドロンがカロリメーターに入射したときは、ハドロンのエネルギーの一部が原子核を壊すことに使われるため、electron や photon が入射した時よりも出力が小さくなる。同じエネルギーの electron とハドロンが入射した時の、カロリメーターの出力の比が  $e/h$  である。H1 style キャリブレーションはセルのエネルギーのキャリブレーションであり、 $e/h$  の補正を行う。一般に、補正の式は、 $w$  を補正のファクターとして

$$w = a_0 + a_1 \times \exp(-a_3 E_0/V) \quad (4.1)$$

で与えられる。  $E_0$  はセルのエネルギー、  $V$  はセルの体積である。

電磁シャワーとハドロンシャワーを比較すると、電磁シャワーの方がハドロンシャワーよりも小さな範囲にエネルギーを落とすためエネルギー密度が大きい。よって、エネルギー ( $E_0/V$ ) が大きいときは EM like であるので、  $w$  が 1 に近くなるように補正する。一方、  $E_0/V$  が小さいときは hadron like であるとして、  $w$  を 1 よりも大きくし、 e/h の補正を行う。図 4.1 は di-jet イベント (560 ~ 1120 GeV) でのウェイトと、キャリブレーション後の Missing  $E_X$  の分解能を示す。キャリブレーション後にはパフォーマンスが改善している。

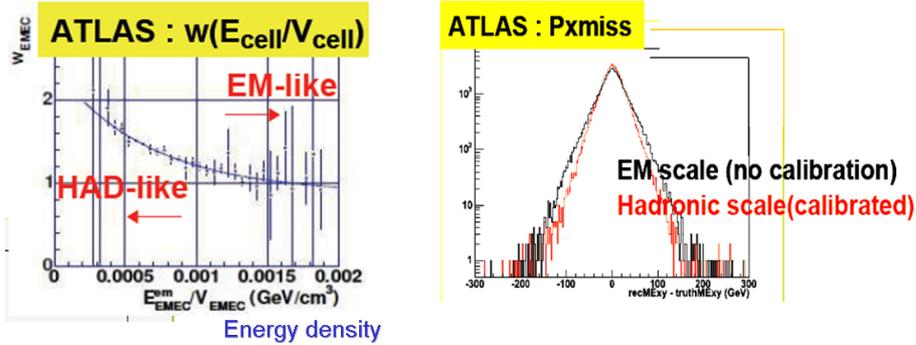


図 4.1: キャリブレーションのウェイトと Missing  $E_X$  分解能

#### クライオスタットの補正

低温保持装置であるクライオスタットで損失したエネルギー ( $E_{cryo}$ ) は以下の式で補正する。

$$E_{cryo} = w \times \sqrt{E_T^{EM3} \times E_T^{Tile1}} \quad (4.2)$$

$E_T^{EM3}$  は電磁カロリメータの 3 層目の  $E_T$  であり、  $E_T^{Tile1}$  はハドロンカロリメータの 1 層目の  $E_T$  である。クライオスタットは電磁カロリメータとハドロンカロリメータの間にあり、クライオスタットで損失したエネルギーは  $E_T^{EM3}$  と  $E_T^{Tile1}$  のエネルギーに比例するために、上の式で補正を行っている。  $w$  はパラメータであり、シミュレーションからクライオスタットで損失したエネルギーに合うように決定している。

#### 4.1.2 クラスターの生成とノイズ除去

jet や electron を再構成するときに、各セルで落としたエネルギーを足し合わせて、クラスターと呼ばれる集合体を作る。クラスターの生成方法は 2 つある。現在 ATLAS で標準的に用いられているのはトポロジカルクラスタリングである。

#### 2 $\sigma$ カット

ビーム軸と垂直方向 (縦方向) にカロリメータのエネルギーを足したタワーと呼ばれるオブジェクトをつくる。タワーの単位は  $\eta$ - $\phi$  平面 ( $\eta: 5 \sim 5$ ,  $\phi: -\pi \sim \pi$ ) を  $100 \times 64$  の領域に区切り、  $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.1 \times 0.1)$  の領域とする。各タワーにおいて縦方向に電磁カロリメータとハドロンカロリメータのエネルギーを足す。ノイズの除去のため一つのセルで  $|E| > 2\sigma_{noise}$  を満たすものだけを用いる。

## トポロジカルクラスタリング

これは上の方法とは違って 3 次元的な方法である。まず  $|E/\sigma_{noise}| > T_{seed}$  を満たすようなシードセルを見つける。次に、その隣り合うセルで  $|E/\sigma_{noise}| > T_{neigh}$  を満たすようなセルを見つける。最後に、さらに  $|E/\sigma_{noise}| > T_{used}$  を満たすようなセルを見つける。現在は  $\{T_{seed}, T_{neighbor}, T_{used}\} = \{4, 2, 0\}$  が標準として用いられている。こちらのほうがノイズ抑制の効果が大きい。

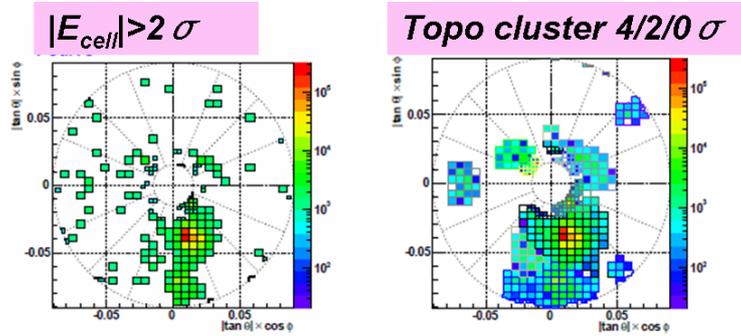


図 4.2:  $2\sigma$  カットとトポロジカルクラスタリング

### 4.1.3 Jet 再構成のアルゴリズム

Jet 再構成のアルゴリズムは、主なものとして、コーンアルゴリズムと  $K_T$  アルゴリズムという 2 つがある。ATLAS では標準的にコーンアルゴリズムが採用されている。

#### コーンアルゴリズム

- シードセルとして  $E_T = 2\text{GeV}$  以上のものを利用する。
- Cone  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  のなかにあるエネルギーデポジットを足し合わせて Jet のエネルギーとする。ここでセルは上記ノイズ除去アルゴリズムを通過したもののみを用いる。コーンサイズは主に  $\Delta R = 0.7$  と  $\Delta R = 0.4$  が用途別に用いられる。 $\Delta R = 0.7$  は low  $P_T$  オブジェクトのフラグメンテーション損失を除くとき、 $\Delta R = 0.4$  は高ルミノシティ時に jet の重なりを避けるためなどに用いられる。
- 2 つの jet が重なった場合にはその共有するエネルギーが 50% 以上なら結合させて、そうでなければ 2 つに分ける。

#### $K_T$ アルゴリズム

- それぞれのクラスターにおいて
$$d_{ii} = P_{T,i}^2$$
$$d_{ij} = \min(P_{T,i}^2, P_{T,j}^2) \times \Delta R_{ij}^2$$
とする。

- $d_{min}$  を見つける。もし  $d_{min} = d_{ii}$  ならば、そのクラスターを jet とし、 $d_{min} = d_{ij}$  ならば、 $i$  と  $j$  のクラスターを結合する。
- 以下、同じことを繰り返す。 $K_T$  アルゴリズムはコーンと異なって、次々にクラスターを結合させるので、jet のシェイプはあらかじめ決まっていない。

#### 4.1.4 レプトンの再構成

ここでは、electron と muon の再構成について説明する。

##### Electron の再構成

電磁カロリメータのみを用い、 $7 \times 7$  セルから成るクラスターを電磁クラスターと定義する。Electron の再構成は、電磁クラスターに対して以下のカットをかけることによって行われる。

- ハドロンカロリメータへの漏れが無い。  
Electron は殆どのエネルギーを電磁カロリメータに落とすため、ハドロンカロリメータへのエネルギーの漏れが無いことを要求する。電磁カロリメータの 2 層目の  $3 \times 7$  セルの  $E_T$  を  $E_T^{EM2}$ 、ハドロンカロリメータの 1 層目の  $E_T$  を  $E_T^{H1}$  として、 $E_T^{H1}/E_T^{EM1}$  がある閾値以下であることを要求する。
- シャワーのシェイプが細い  
Electron のシャワーはハドロンのシャワーに比べて細いため、シャワーのシェイプが細いことを要求する。シャワーのシェイプは電磁カロリメータの 2 層目の  $\eta \times \phi = 3 \times 7$  セルと  $7 \times 7$  セルの  $E_T$  比とし、閾値を超えないことを要求する。
- トラックとのマッチング  
トラックが電磁クラスターの近くにあり、さらに  $E/P$  が 1 に近いことを要求する。デフォルトでは、 $E/P$  が  $0.7 \sim 4$  を要求している。これは  $\pi^\pm$  と区別するためである。 $\pi^\pm$  は電磁カロリメータにエネルギーの一部しか落とさないため、 $E/P$  は 1 よりも小さくなる。
- Isolation  
Jet と区別するために、electron の周りにエネルギーデポジットが無いことを要求する。b/c のセミレプトニック崩壊から出た electron と  $\pi^0$  のダリッツ崩壊 ( $\pi^0 \rightarrow e^-e^+\gamma$ ) による electron は周りにハドロンからのエネルギーがあるために、isolation を要求することで区別することができる。

Electron は photon が対生成で  $e^-e^+$  を作り、その片方がソフトだった場合や、 $\pi^\pm$  と  $\pi^0$  からの photon がたまたま同じ方向に飛び、 $E/P$  が 1 に近かった場合などにフェイクとして間違っ同定される。フェイクで Jet を electron に間違っ同定してしまう確率はおよそ  $10^{-4}$  である。

##### Muon の再構成

Muon の質量は約 100MeV であり electron よりも 200 倍も重い。Muon の制動放射は  $1/m^4$  に比例するため、muon はカロリメータを最小電離 (MIP) で通過し、カロリメータの外側にあるミュオンシステムでトラックが観測される。Muon の再構成はミュオンスペクトロメータ

と内部飛跡検出器のトラックのマッチングによって行われる。よって, muon は isolation を要求しなくても, 再構成が行えるが, b/c のセミレプトニック崩壊から出た muon と区別するためには, isolation の要求が必要である。

muon のフェイクとしては  $\pi^\pm$  がカロリメータを素通りしてしまう punch through や,  $\pi^\pm$  がカロリメータの前で崩壊して muon を出す decay in flight がある。フェイクで jet を muon に間違えて同定してしまう確率もおおよそ  $10^{-4}$  となる。

## 4.2 Fast simulation

Fast simulation は Atlfast[17] によって行われる。シミュレーションの手順は full simulation よりも大幅に簡略化されており,

1. イベント生成
2. Atlfast による検出器ののスメアリング・シミュレーション

の2段階で行われる。Atlfast は full simulation に合うように, オブジェクトをスメアリングするだけである。精度の面では full simulation に劣るが, 速度の面では大幅に勝っている。LHC は高エネルギー、高ルミノシティであるためイベントの量が極めて多い。バックグラウンドの評価のような大きな統計を必要とする解析では fast simulation が実用的である。

### 4.2.1 Jet の再構成

Atlfast は generator の粒子の 4-vector をもとに, セルのエネルギーを計算する。セルを元に jet を再構成する。

Atlfast のセルは,  $\eta - \phi$  平面で,

- $0.1 \times 0.1$  for  $|\eta| < 3$
- $0.2 \times 0.2$  for  $3 < |\eta| < 5$

となっている。1つのセルに入射した, neutrino, muon, SUSY LSP 以外の粒子エネルギーをそのセルのエネルギーとする。

Jet の再構成の手順は以下のようにになっている。

1. セルのエネルギーが 1.5GeV よりも大きいものを initiator とする。
2. Initiator の  $E_T$  の大きいセルから  $R=0.4$  以内のセルを一つのクラスターの候補とする。クラスターに使われたセルは処理から外す。
3. クラスターの候補の中で, エネルギーが 5GeV 以上のものをクラスターとする。
4.  $E_T > 10\text{GeV}$ ,  $|\eta| < 5$  のクラスターを jet とする。

Jet のフレーバー・タギングは, generator の情報を見て, 再構成された jet から  $R=0.2$  の内側に  $P_T > 5\text{GeV}$  の b, c, または  $R=0.3$  以内に  $P_T > 10\text{GeV}$  以上の  $\tau$  があるかどうかで行われる。タギングの範囲は  $|\eta| < 2.5$  である。

Jet のエネルギー・スメアリングは jet のエネルギーを基に一番最後に行われ, 低ルミノシティのときは,

- $|\eta| < 3$  の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.03$$

- $3 < |\eta| < 5$  の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1.0}{\sqrt{E}} \oplus 0.07$$

で与えられている。

#### 4.2.2 Electron, muon, photon の再構成

Electron, muon, photon の再構成は generator の粒子情報をそのまま利用する。

Electron:

- セレクションカット  $|\eta| < 2.5, P_T > 5\text{GeV}$
- isolation カット  $R=0.2$  内にあるセルのエネルギーが  $10\text{GeV}$  以下

Muon:

- セレクションカット  $|\eta| < 2.5, P_T > 6\text{GeV}$
- isolation カット  $R=0.2$  内にあるセルのエネルギーが  $10\text{GeV}$  以下

Photon:

- セレクションカット  $|\eta| < 2.5, P_T > 5\text{GeV}$
- isolation カット  $R=0.2$  内にあるセルのエネルギーが  $10\text{GeV}$  以下

エネルギースメアリングは、低ルミノシティのときは、

- $|\eta| < 3$  の場合

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.245}{\sqrt{E_e^T}} \oplus 0.07$$

- $3 < |\eta| < 5$  の場合

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0.1}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{0.245}{\sqrt{E_\gamma^T}} \oplus 0.037$$

で与えられる。pile-up と回路雑音をまとめて第 2 項としている。

#### 4.2.3 Missing $E_T$ の再構成

Atlfast の missing  $E_T$  の計算方法は、full simulation では cell-base で計算されるのに対して、object-base で計算される。

$$\vec{E}_{X,Y} = -(\sum \vec{E}_{X,Y}^{jet} + \sum \vec{E}_{X,Y}^{unused\ cell} + \sum \vec{E}_{X,Y}^{e,\mu,\gamma}) \quad (4.3)$$

$$E_T = \sqrt{\vec{E}_X^2 + \vec{E}_Y^2} \quad (4.4)$$

で計算される。

Atlfast の Jet, electron, photon, muon のエネルギーはスメアリングされているので、それらを用いて計算される Missing  $E_T$  もスメアリングされることになる。

# 第5章 シグナルとバックグラウンドの生成

## 5.1 SUSY シグナル

本論文では広範囲におけるパラメタ空間での SUSY 発見能力を論じるため、以下のような条件で SUSY イベントを生成した。Generator は ISAJET7.71[11]+Jimmy[13] を利用した。

- $m_0$  :100 ~ 2000 GeV (100GeV step)
- $m_{1/2}$  :100 ~ 1500 GeV (100GeV step)
- $\tan\beta$  :5, 10, 30, 50

mSUGRA におけるその他のパラメータである、 $sgn(\mu)$  と  $A$  については、すべて  $sgn(\mu) = +, A = 0$  としてある。

例として、以下に  $M_{\tilde{g}} \sim M_{\tilde{q}} \sim 1\text{TeV}$  のポイントのパラメタと代表的な粒子の質量を示す。

表 5.1: SUSY シグナルのサンプルのパラメータ

パラメータ	$m_0$	$m_{1/2}$	$\tan\beta$	$A$	$\mu$
値	400GeV	400GeV	10	0	+

表 5.2: 主な SUSY 粒子の質量

SUSY particle	$\tilde{u}_L$	$\tilde{g}$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^0$	$h_0$
質量 [GeV]	933.4	953.8	307.4	307.0	159.5	116.5

## 5.2 バックグラウンド

SUSY の基本的なトポロジは、MultiJet + Missing  $E_T$  + (leptons) であるので、このようなイベントトポロジをもつものがバックグラウンドになる。このような性質をもち、LHC で頻繁に生成されるものは  $t\bar{t} + Njets$ ,  $W + Njets$ ,  $Z + Njets$ ,  $Q\bar{Q} + Njets(Q = b, c)$ ,  $Njets$  である。おもなバックグラウンドプロセスを表 5.3 にまとめる。

### $t\bar{t}$ process

LHC 実験では top クォークの対生成が頻繁に起こる。Tevatron と異なり、LHC では gluon-gluon フュージョンのプロセスが効く。top クォークは b クォークと  $W(\rightarrow l\nu, qq)$  に崩壊するので、MultiJet+Missing  $E_T$  という条件を満たし、SUSY プロセスの主要なバックグラウンドとなる。

表 5.3: バックグラウンドプロセスと生成したイベント数

Generated process	cross section	generated event( $\times 10^6$ )	$L(fb^{-1})$
$t\bar{t}$ +Njets (WW $l\nu$ 1 $\nu$ ) N=0~3	$\sim 0.1nb$	15	100
$t\bar{t}$ +Njets (WW $l\nu qq$ ) N=0~3	$\sim 0.5nb$	30	60
$t\bar{t}$ +Njets (WW $qqqq$ ) N=0~3	$\sim 0.5nb$	30	60
W+Njets(W $l\nu$ ) N=2~5	$\sim 1nb$	40	20
Z+Njets(Z $\nu\nu$ ) N=2~5	$\sim 0.1nb$	4	50
Z+Njets (Z $ll$ ) N=2~5	$\sim 0.4nb$	3	60
QCD QQ+Njets (Q=b,c) N=0~3	$\sim 10nb$	100	20
QCD Njets N=2~6	$\sim 50\mu b$	300	5

## W process

LHCではWは valence と sea クォークのフュージョンにより生成される。W process も Multi Jet を含むイベントは大きなバックグラウンドとなる。前述したように W process を除くために 1 lepton モードでは横方向質量 (Transverse Mass) によるカットが用いられるが、 $W \rightarrow \tau\nu$  に崩壊したときはカットを通る。また、 $\tau$  がハドロン崩壊した場合や、 $e, \mu$  がアクセプタンス外に飛んだときは 0 lepton モードにも効く。

## Z process

ZもWと同様に、valence と sea クォークのフュージョンにより生成される。Zは lepton 対に崩壊するモードと、neutrino 対に崩壊するモードがある。前者は Missing  $E_T$  カットにより  $\tau$  に崩壊するものが少し残るくらいである。後者は 0 lepton を要求するモードで効く。

## QCD process

QCD process は大きく分けて heavy flavor(b,c) を含む QQ+jets と、すべて light flavor から構成される Njets の2つがある。前者は heavy flavor のセミレプトニック崩壊により neutrino が放出され、これが Missing  $E_T$  となる。後者は Missing  $E_T$  を持たないように思われるが、クラック\*に飛んだときなどに検出器の誤測定により、Missing  $E_T$  が生じる。(fake Missing  $E_T$ ) QCD process は断面積が  $\sim 10\mu b^{-1}$  と SUSY( $\sim 10pb^{-1}$ ) の  $10^6$  も大きいので無視できないバックグラウンドとなる。

また、generator レベルで表 5.4 のカットをかけて生成したものを標準サンプルとして用いる。

### 5.2.1 イベント生成

すべてのバックグラウンドは Generator として Alpgen2.05[10]+Jimmy(Herwig) を用いて生成した。バックグラウンドの生成は、図 5.1 のように、まず黒線で表されるハードスキャッターとパートンの Matrix Element を Alpgen で生成し、次いで Jimmy を用いてハドロナイゼーションや赤線で表されるようなコリニアアークやソフトな領域に Parton Shower を追加した。

\*| $\eta$ | $\sim 1.5$  はバレルとエンドキャップの境目であり、ケーブルなどで物質量が大きい領域である。この領域をクラックという。

表 5.4: バックグラウンドの generator レベルでのカット

process	generator カットとスケール
$W \rightarrow l\nu$	$P_T > 40\text{GeV}$ , 全てのパートンについて $ \eta  < 6$ Factorization : $Q^2 = m(W)^2 + \sum P_{T,jet}^2$ Renormalization ; each $P_T$ of jet $\cancel{E}_T > 10\text{GeV}$
$Z \rightarrow ll$	$P_T > 40\text{GeV}$ , 全てのパートンについて $ \eta  < 6$ for all parton Factorization : $Q^2 = m(Z)^2 + \sum P_{T,jet}^2$ Renormalization : each $P_T$ of jet $P_{T,l} > 5\text{GeV}$ と レプトンについて $ \eta  < 3$ $M_{ll} = 50-500\text{GeV}$
$t\bar{t} \rightarrow (l\nu l\nu, l\nu qq, qq qq)$	$P_T > 40\text{GeV}$ , 全てのパートンについて $ \eta  < 6$ Factorization : $Q^2 = m(top)^2 + \sum P_{T,top/jet}^2$ Renormalization : each $P_T$ of jet
$Njets$	$P_T > 40\text{GeV}$ , 全てのパートンについて $ \eta  < 6$ Factorization : $Q^2 = \sum P_{T,jet}^2$ Renormalization : each $P_T$ of jet
$QQ + Njets(Q = b, c)$	$P_T > 40\text{GeV}$ , 全てのパートンについて $ \eta  < 6$ (b,c を含む) Factorization : $Q^2 = \sum P_{T,jet}^2$ Renormalization : each $P_T$ of jet

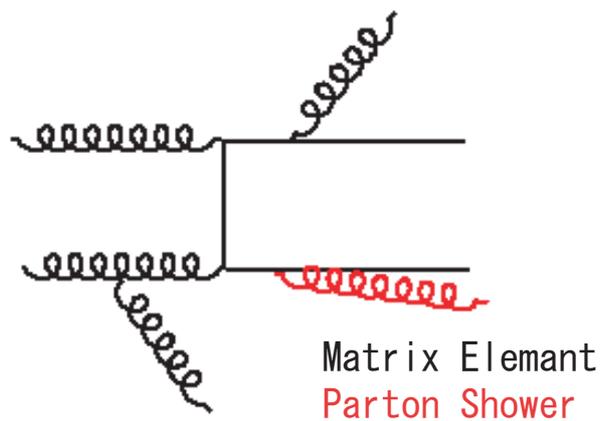


図 5.1: Matrix Element と Parton shower

## Parton Shower と Matrix Element

ここでは、Parton Shower(PS) と Matrix Element(ME) について説明する。 $P_T$  スケールの大きな領域の数本のパートンは ME で生成し、スケールの小さい領域は PS でパートンを生成する。

Matrix Element(ME) によるパートンの生成は、ファインマンダイアグラムから断面積を計算し、イベントを生成する手法である。 $P_T$  が大きい領域では、Parton Shower よりも正確な予言ができる。

ME に対して、Parton Shower(PS) は 1 個のパートンがスプリットする確率を用いて、ME にソフトやコリニアなパートンを追加する手法である。DGLAP 発展方程式を用いれば、パートンがスプリットする確率を計算することができる。ME はソフトやコリニアな領域では発散してしまうため、このような領域では Parton Shower がよい近似となる。

発展変数  $\tau = \ln(Q^2/\Lambda^2)$  とすると、 $\tau$  を持つパートン  $a$  が  $\tau_{min} = \ln(Q_0^2/\Lambda^2)$  になるまで他のパートンを放出しない確率は、

$$S_a(\tau) = \exp\left(-\int_{\tau_{min}}^{\tau} d\tau' \int_{Z_{min}}^Z dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{bc \leftarrow a}(Z)\right) \quad (5.1)$$

で与えられ、Sudakov ファクターと言う。 $\tau_{max}$  を持っているパートンが  $\tau \sim \tau + d\tau$  の間に分裂する確率は

$$R = \frac{S_a(\tau_{max})}{S_a(\tau)} \frac{dW_{bc \leftarrow a}}{d\tau} d\tau \quad (5.2)$$

で与えられる。

## Factorization スケール

Factorization スケールはパートンを発展させる方法を切り替えるスケールであり、Factorization スケール以下のパートンの発展は DGLAP 方程式によって評価する。DGLAP 方程式のスプリットに関する関数の部分は PS を用いる。Factorization スケールよりも高いスケールはハードな物理として ME で計算する。(図 5.2)

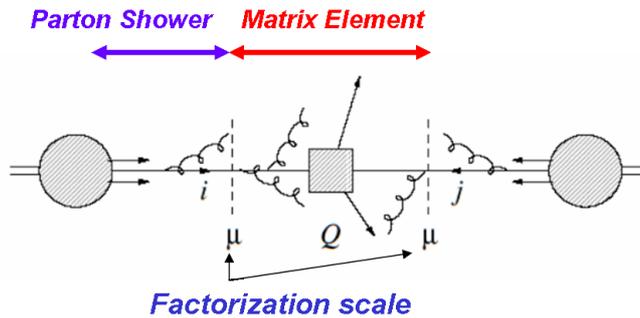


図 5.2: Factorization スケール

## Renormalization スケール

$\alpha_s(Q^2)$  は Leading Log 近似で

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{\beta_0}{4\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (5.3)$$

で与えられるが、これはどこかのスケールで規格化しなければならない。このスケールを Renormalization スケールという。式 5.3 で  $\mu$  が Renormalization スケールである。このスケールに全ての計算は依存してはならない。一般に s-channel で  $\sqrt{s}$ 、t-channel で  $P_T$  などがスケールとして選ばれる。

### 5.2.2 MLM Matching

Alpgen(ME) のカバーする領域はハードであるので、 $P_T > 40\text{GeV}$  以上とし、jet と jet の間の  $\Delta R$  は  $\Delta R > 0.7$  とした。そして、Jimmy(PS) のカバーする領域は Alpgen がカバーしていない領域となり、 $P_T < 40\text{GeV}$  (ソフト) と ME で生成した jet から  $\Delta R$  が  $\Delta R < 0.7$  (コリニア) である。したがって、もし PS が ME の領域のシャワーを発生させたときはそのダブルカウントに対処する必要がある。その対処のひとつとして編み出された方法が MLM Matching である。

MLM Matching は PS が ME がカバーする領域の jet を生成したらそのイベントを除く方式である。この比較はハドロナイゼーション前のパートン情報を用いて行われる。ME のカバーする領域は、 $P_T > 40\text{GeV}$ 、jet と jet の間の  $\Delta R$  が 0.7 以上であるので、 $P_T > 40\text{GeV}$  もしくは jet と jet の  $\Delta R$  が 0.7 以上な PS が生成された場合、そのイベントを除く。

## 第6章 Missing $E_T$

SUSY のイベントトポロジは Multijets + Missing  $E_T$  + (leptons) であり, Missing  $E_T$  は重要な SUSY の信号である。Missing  $E_T$  は Lightest Supersymmetric Particle(LSP) や W,Z 由来の neutrino などであり、測定器で捕まえられずに、見えないエネルギーとなるものをいう。

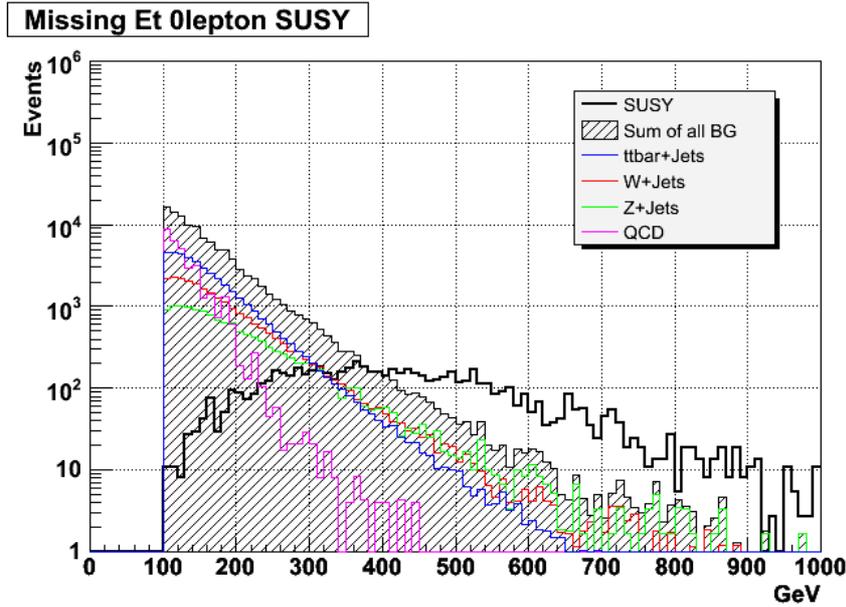


図 6.1: SUSY シグナルとバックグラウンドの Missing  $E_T$

図 6.1 は SUSY 事象とバックグラウンドの Missing  $E_T$  分布である。SUSY 事象は大きな Missing  $E_T$  を持っており、このように Missing  $E_T$  は新たな物理現象のよいプローブであることがわかる。

現在の ATLAS の Missing  $E_T$  の計算は cell-base で計算されており、計算式は以下のようになる。

$$-\vec{\cancel{E}}_X = \sum \vec{P}_X(\text{cell}) + \sum \vec{P}_X(\text{muon}) + \sum \vec{P}_X(\text{loss in cryostat}) \quad (6.1)$$

$$-\vec{\cancel{E}}_Y = \sum \vec{P}_Y(\text{cell}) + \sum \vec{P}_Y(\text{muon}) + \sum \vec{P}_Y(\text{loss in cryostat}) \quad (6.2)$$

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\vec{\cancel{E}}_X^2 + \vec{\cancel{E}}_Y^2} \quad (6.3)$$

右辺第 1 項はトポロジカルクラスタリングで条件を満たしたセルのエネルギーを足したものである。セルのエネルギーは 4.1.1 で述べた H1 style キャリブレーションで補正する。第 2 項は muon のエネルギーである。Muon は カロリメータを MIP として通過し、エネルギーをほとんど落とさないの、セルとは別にエネルギーを足す必要がある。第 3 項はクライオスタットの補正である。Jet はカロリメータに到達する前に真空冷却器であるクライオスタットでエネルギーを損失してしまうので、ここで補正を行う。

このうち大部分は第一項のセルのエネルギー和が占めている。ATLAS のカロリメータは細かい granularity と大きな coverage ( $|\eta| < 5$ ) を持っている。しかし、以下のような理由のため、測定精度が悪化する。

- デッド・ホット・ノイズセルの影響の除去
- パイルアップの抑制
- 不完全なエネルギーキャリブレーション
- デッドマテリアル、クラックでのエネルギーロス

図 6.2 に ATLAS のデッドマテリアルの分布を示す。 $|\eta| \sim 1.5$  はバレルとエンドキャップのつなぎ目なので検出器がない領域 (クラック) である。また、ここには内部検出器や Li.Ar カロリメータの読み出しケーブルなどがあるため、数  $X_0$  の物質質量があり、多くのエネルギーが失われる。他にもクライオスタットなどで失われたエネルギーの補正は不可欠である。

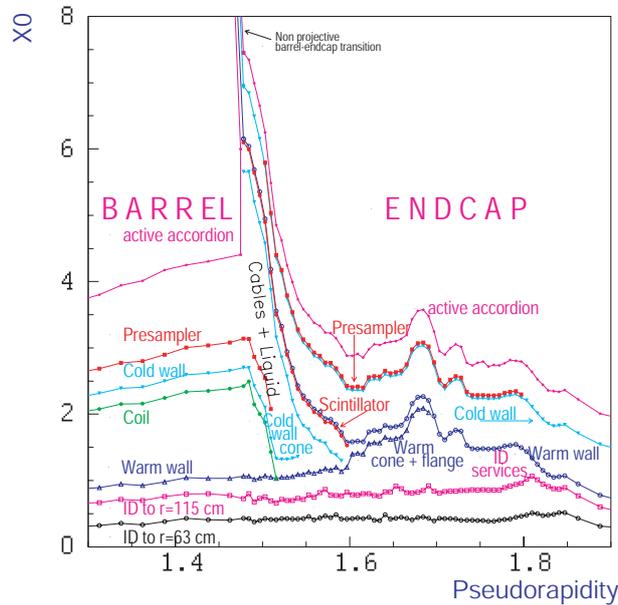


図 6.2: デッドマテリアルの分布

SUSY の正確な測定では Missing  $E_T$  の正確な測定が不可欠であるため、本章では Missing  $E_T$  の性質と、実験初期段階での Missing  $E_T$  の検証について述べる。

## 6.1 Missing $E_T$ の性質

ここでは Missing  $E_T$  の性質について簡潔に述べる。Missing  $E_T$  の性質についてはスケール、分解能、非ガウシアンなテイルの 3 つを理解することが特に重要になる。

### 6.1.1 スケール

スケールとそのシフトは以下のように定義される。

$$\text{Missing } E_T \text{ Scale} = \frac{\text{Reconstructed Missing } E_T}{\text{True Missing } E_T} \quad (6.4)$$

$$\text{Missing } E_T \text{ Shift} = \frac{\text{True Missing } E_T - \text{Reconstructed Missing } E_T}{\text{True Missing } E_T} \quad (6.5)$$

スケールは True Missing  $E_T$  と再構成された Missing  $E_T$  の比であり、シフトはそのずれの割合を示す量である。このスケールが悪いと、不変質量の再構成やエッジをフィットする際などに問題となる。

以下の図はさまざまなサンプルでの Missing  $E_T$  シフトを示したものである。赤、青はの方法の違いで赤が  $2\sigma$  カット, 青がトポロジカルクラスタリングである。ATLAS では標準でトポロジカルクラスタリングが用いられる。シフトのずれの程度は 5 % 程度である。

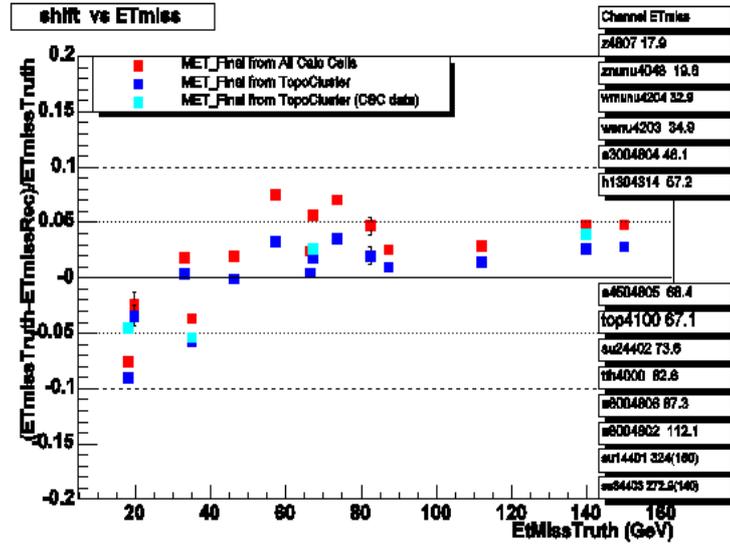


図 6.3: Missing  $E_T$  シフト。赤が  $2\sigma$  カット, 青がトポロジカルクラスタリングである。

### 6.1.2 分解能

Missing  $E_T$  分解能は

$$\Delta \text{Missing } E_T = \text{True Missing } E_T - \text{Reconstructed Missing } E_T \quad (6.6)$$

の分布の広がりによって定義される。検出器の有限の分解能のためこの分布はほぼガウシアンとなる。図 6.4 は SUSY, di-jet,  $t\bar{t}$  サンプルなどの Missing  $E_X$  分解能を  $\sum E_T$  の関数として plot したものである。TDR[2] によると分解能は  $\sum E_T$  の関数として、

$$\Delta \text{Missing } E_X = p_0 \times \sqrt{\sum E_T} \quad (6.7)$$

とあらわすことができる。  $p_0$  の値はおおよそ 0.5 となる。また、イベントトポロジーごとに異なる分解能が得られている。これは、本来は異なる補正が異なるオブジェクト ( $e, \gamma, \text{jet}, \dots$ ) に適用されるべきであるが、現在はこれが考えられていないことに起因すると考えられている。

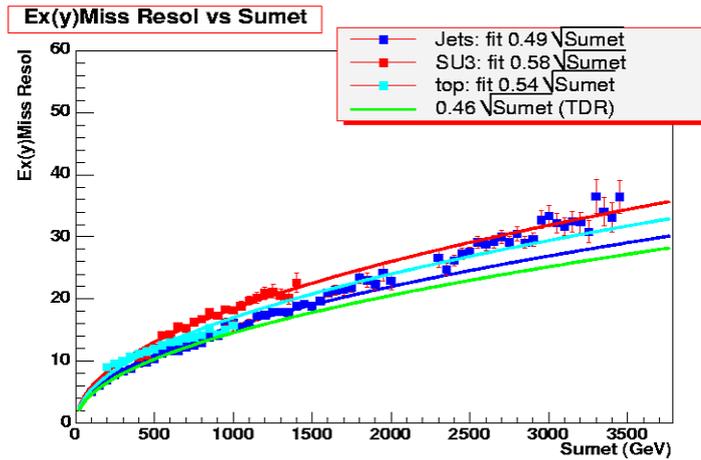


図 6.4: di-jets, SUSY,  $t\bar{t}$  サンプルの Missing  $E_T$  分解能

### 6.1.3 非ガウシアンなテイル

SUSY 事象にとって大きな Missing  $E_T$  の測定は重要であり、Missing  $E_T$  の誤測定はバックグラウンドの測定の危険要因となる。この誤測定に起因する Missing  $E_T$  テイルの理解は、バックグラウンドの不定性を取り除く意味でとても重要である。たとえば、QCD Multijets は  $\sim \mu b$  ととても大きな断面積を持っているので、小さなテイルでも SUSY にとっては危険なバックグラウンドとなりうる。

ATLAS には電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータそれぞれにおいて、バレル部とエンドキャップ部があって、それぞれ分解能が異なるため、分解能は単純なシングル・ガウシアンにならないことがテイルの原因のひとつである。また、その他の非ガウシアンなテイルの原因は以下のようなものが考えられる。

- シャワーのカロリメータからの漏れ
- フェイク muon
- シミュレーションには入っていないが宇宙線やビームハローの効果

図 6.5 はシャワーのカロリメータからの漏れの例である。図 6.6 は di-jet イベントにおける、 $\Delta \cancel{E}_T$  の分布であるが、クラックから jet がミュオンシステムに漏れて再構成された Missing  $E_T$  が True Missing  $E_T$  から大きくずれることになるのでテイルが現れている。

## 6.2 実験での Missing $E_T$ の検証

ここでは Missing  $E_T$  を実験初期段階  $1fb^{-1}$  で検証する方法を説明する。

### 6.2.1 横方向質量 (Transverse Mass)

ここでは W boson の横方向質量 (Transverse Mass) を用いて Missing  $E_T$  の分解能を検証する方法を説明する。

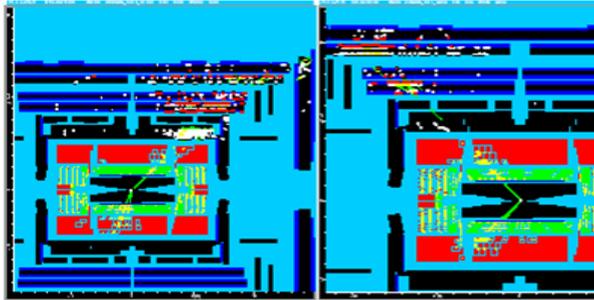


図 6.5: シャワーのカロリメータからの漏れ

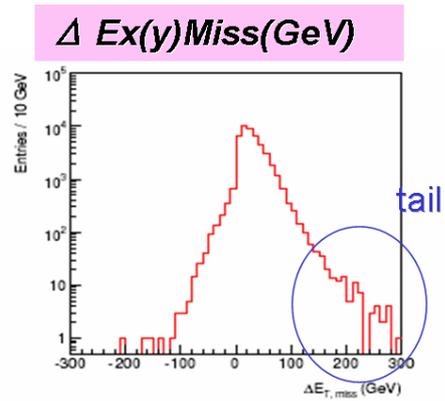


図 6.6: di-jet イベントでの Missing  $E_T$  テイル

方法・概念

よく知られているように、W boson の Transverse Mass は  $M_W$  でヤコビアン・ピークをつくる。しかし、検出器のエネルギー分解能によって広がった分布になってしまう。図 6.7 は Tevatron での Transverse Mass の分布である。実線は検出器分解能なし、塗りつぶされた領域は検出器分解能を考慮したものである。この広がりには W boson の崩壊幅と検出器分解能の効果によるものなのでこの広がりをさまざまな  $\sum E_T$  領域で測定できれば、Missing  $E_T$  の分解能を見積もることが可能となる。

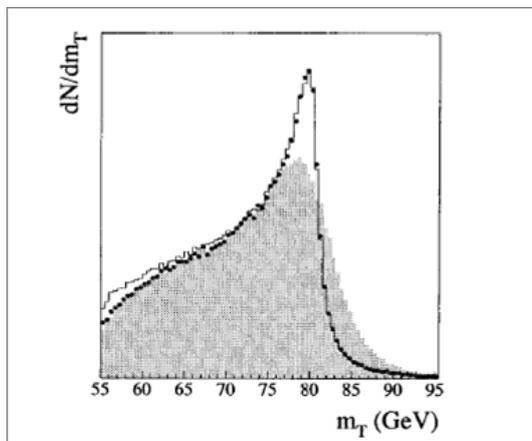


図 6.7: Tevatron での検出器の効果

**Transverse Mass distribution**

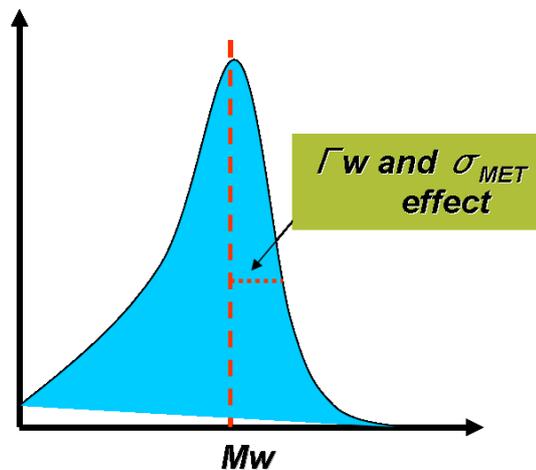


図 6.8: W+jet の Transverse Mass を用いた分解能の検証

図 6.8 はこの手法の概念図を示す。図の右半分が  $\sigma_{MET}$  の効果を示しているのをこれをガウシアンでフィットして見積もる。今回は full simulation を用いて、この手法を調査した。使ったサンプルと統計量を下に示す。今回は W+2parton 以上を使用した。

表 6.1: 使用した W+jets サンプル

W Process	Cross section(pb)	イベント数	積分ルミノシティ( $pb^{-1}$ )
W+2parton	818	10000	1.2
W+3parton	155	10000	64.5
W+4parton	29.3	10000	341
W+5parton	8.37	10000	1190

### 分解能の見積もり

まず W サンプルから lepton と Missing  $E_T$  を拾ってきて Transverse Mass を構成することからはじめる。使ったセレクションは極めてシンプルなものである。まず、lepton は electron, muon の両方を使い、 $P_T=20\text{GeV}$  以上のもの 1 個を要求する。また、2parton 以上のサンプルだけを使っているため、 $P_T > 40\text{GeV}$  以上の jet が 2 個以上あるという条件を追加する。Transverse Mass( $M_T$ ) は次式のように計算される。

$$M_T = \sqrt{2\not{E}_T P_{Tl}(1 - \cos\theta)} \quad (6.8)$$

$$\cos\theta = \frac{P_{Xl}\not{E}_X + P_{Yl}\not{E}_Y}{\not{E}_T P_{Tl}} \quad (6.9)$$

図 6.9 に  $\sum E_T=100 \sim 600\text{GeV}$  での  $M_T$  の分布を載せる。100GeV ごとに  $M_T$  分布をつくり、フィットする。また、見積もれる  $\sum E_T$  は統計量によるが、本論文では  $\sum E_T=600\text{GeV}$  までの見積もりを目標とする。

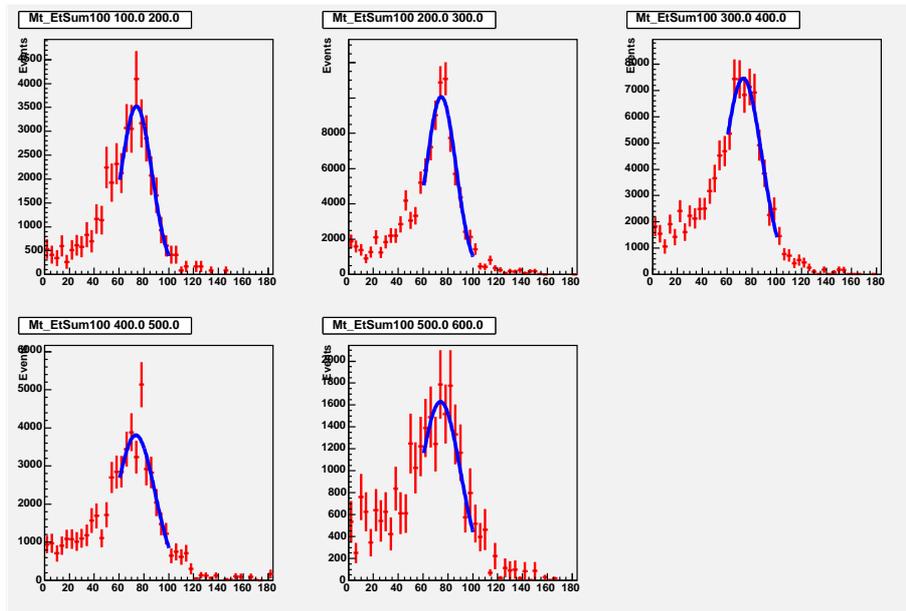


図 6.9:  $\sum E_T=100 \sim 600\text{GeV}$  での  $M_T$  の分布。左上から 100 ~ 200GeV, 200 ~ 300GeV, 300 ~ 400GeV, 400 ~ 500GeV, 500 ~ 600GeV である。

フィットのレンジは W boson の質量から上下 20GeV とし 60-100 GeV とした。これから各  $\sum E_T$  領域で  $\sigma_{fit}$  を求めることができる。この  $\sigma_{fit}$  から、 $\sigma_{res}$  は

$$\sigma_{res,X} = \frac{\sqrt{\sigma_{fit}^2 - \sigma_{MC}^2}}{\sqrt{2}} \quad (6.10)$$

となる。W boson の崩壊幅 ( $\Gamma_W$ ) の分を引く必要があるので、MC Truth をフィットして求めた  $\sigma_{MC}$  の寄与を除いてある。また、 $1/\sqrt{2}$  で割っているのは、Missing  $E_T$  の分解能から Missing  $E_X$  の分解能に置き換えるためである。

#### 方法の検証

方法の是非を検証するために本物の分解能と見積もった分解能の比較を行う。本物の分解能は

$$\Delta E_X = \text{True } E_X - \text{Reconstructed } E_X \quad (6.11)$$

を同じ  $\sum E_T$  領域で作り、それをガウシアンでフィットして求める。図 6.10 に本物の分解能と見積もった分解能の比較を示す。

見積もった分解能が  $\sigma_{res,X} = 0.53 \times \sqrt{\sum E_T}$ 、本物の分解能が  $\sigma_{res,X} = 0.58 \times \sqrt{\sum E_T}$  であり、10% の違いで一致している。

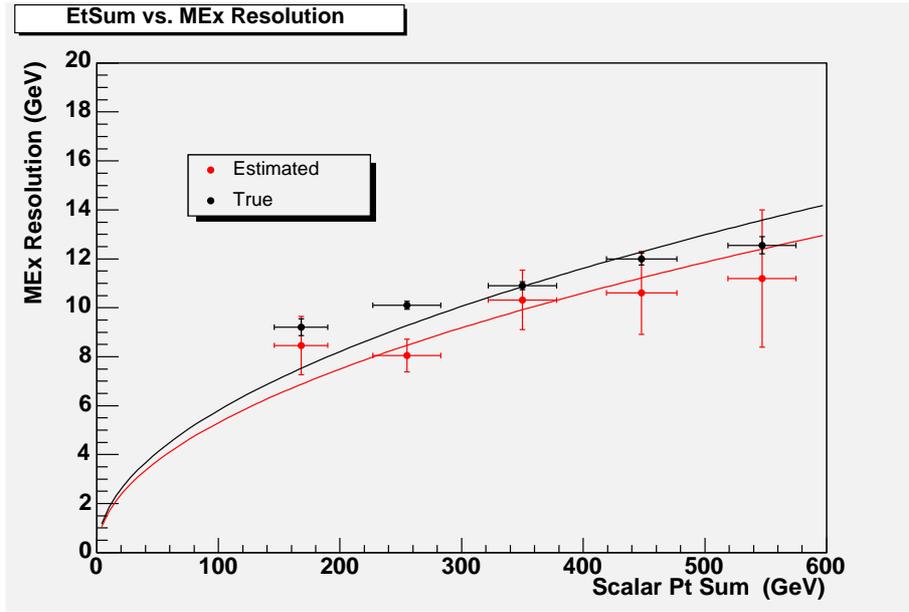


図 6.10: Missing  $E_X$  の分解能。黒が本物、赤が見積もった Missing  $E_X$  分解能を示す。

#### バックグラウンド

この手法では主に  $t\bar{t}$  プロセスがバックグラウンドになると考えられる。図 6.11 に W プロセスと  $t\bar{t}$  プロセスの Transverse Mass 分布の比較を載せる。左から W+jets,  $t\bar{t} \rightarrow l\nu qq + jets$ ,  $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu + jets$  である。

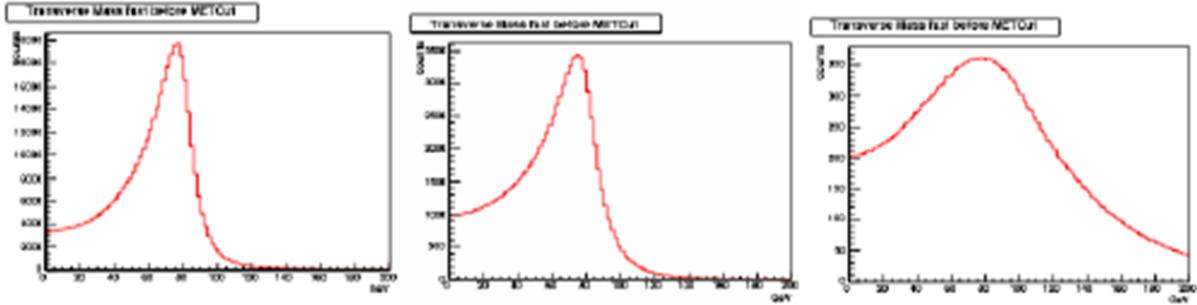


図 6.11: W プロセスと  $t\bar{t}$  プロセスの Transverse Mass 分布。左から、W+jets,  $t\bar{t} \rightarrow lvqq+jets$ ,  $t\bar{t} \rightarrow lvv+jets$  の分布である。

$t\bar{t} \rightarrow lvqq+jets$  では基本的に lepton は W boson 由来であり、Missing  $E_T$  も W boson からのものが大部分だと考えられるのでそれほど変化はないが、 $t\bar{t} \rightarrow lvv+jets$  では、lepton の個数を 1 個と要求しても W 由来の neutrino が 2 個あるので、Transverse Mass はきれいなエッジを持たず広がった形になる。

一般的に  $t\bar{t}+jets$  の効果を抑えるには以下のような方法が用いられる。

- top クォークの質量の再構成
- Jet のマルチプリシティの低い事象を選ぶことで top クォークの効果を抑える

しかし、これらの方法は統計量を減少させるので、統計的にこれらの方法を採用することは厳しい。本論文は逆に  $t\bar{t}$  を利用する形で Missing  $E_T$  の分解能を見積もる。 $t\bar{t} \rightarrow lvv+jets$  は  $t\bar{t} \rightarrow lvqq+jets$  に対して生成断面積で 1/5 であり、さらに 1 lepton を要求することで  $t\bar{t} \rightarrow lvv+jets$  の効果を抑えることができる。Transverse Mass のフィットも 60~100GeV に限定して行うので、分解能の見積もりにおける  $t\bar{t} \rightarrow lvv+jets$  の影響は小さい。また、 $t\bar{t} \rightarrow lvqq+jets$  も厳密には bottom クォーク起源の neutrino の違いがあるが、ハードな lepton と Missing  $E_T$  は W boson 起源であると考えられるので、W+jet との Transverse Mass 分布の違いは大きくない。よって特別なセレクションを課さずに、前節と同じ方法で分解能を見積もる。

図 6.12 に  $t\bar{t}+jet$  を含めたときの分布を示す。W+jets だけで見積もったときに比べて、分解能は悪化する。これは  $t\bar{t} \rightarrow lvqq+jets$  プロセスの b クォーク起源の neutrino の効果で、Transverse Mass 分布がわずかに広がるからである。しかし、実際の実験ではこの効果の補正は可能である。見積もった分解能が  $\sigma_{res,X} = 0.54 \times \sqrt{\sum E_T}$ 、本物の分解能が  $\sigma_{res,X} = 0.57 \times \sqrt{\sum E_T}$  であり、前節と同様に 10% 以内で見積もりが可能である。 $t\bar{t}$  の統計量が増えた分だけエラーが小さくなる。

## 6.2.2 その他の方法

この他にも Missing  $E_T$  を検証するさまざまな方法が考えられている。ここでは  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow lh$  を用いてスケールを見積もる方法とミニмумバイアスイベントを用いて分解能を見積もる方法を簡単に紹介する。

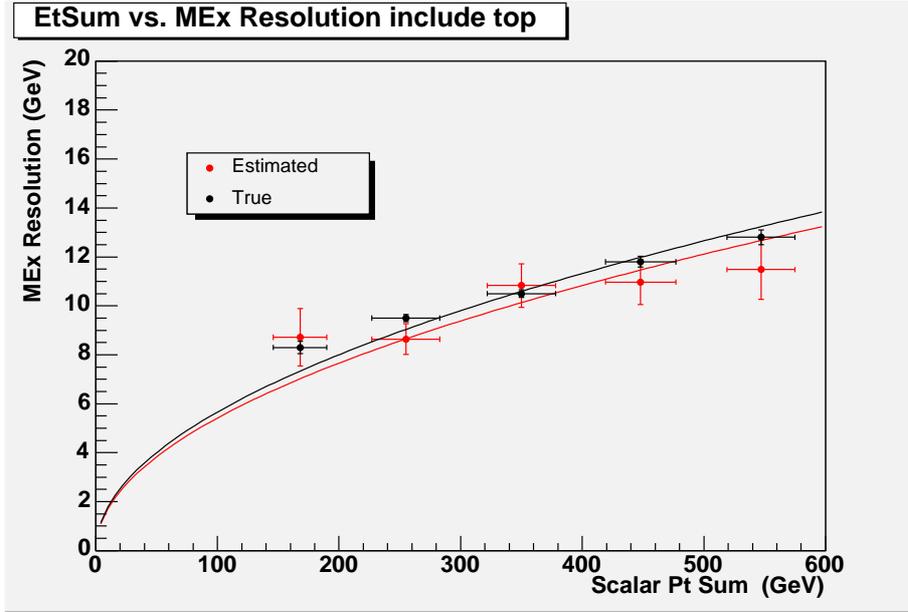


図 6.12:  $t\bar{t} + jets$  を含めたときの Missing  $E_X$  の分解能。黒が本物、赤が見積もった Missing  $E_X$  分解能を示す。

### Z の不変質量

$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow lepton - hadron$  を用いて Missing  $E_T$  のスケールを評価する方法を紹介する。

$$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\nu\nu h\nu \quad (6.12)$$

これから、Z の不変質量を解くために以下を適用する。

- neutrino システムは  $\tau$  からの崩壊物である jet と lepton と同じ方向に飛ぶ
- これは  $m_\tau \sim 0$  とすることと同じである

$\tau\tau$  不変質量は  $\theta$  を 2 つの崩壊物の間の角度とすると

$$M_{\tau\tau} = \sqrt{2(E_l + E_{\nu l})(E_h + E_{\nu h})(1 - \cos\theta)} \quad (6.13)$$

となる。ここで、レプトンサイドの neutrino は 2 個出るはずであるが 1 つにまとめて書いた。また Missing  $E_{X,Y}$  は、 $\bar{u}_l, \bar{u}_h$  をそれぞれの崩壊物の方向ベクトルとすると、

$$\cancel{E}_{X(Y)} = (E_{\nu l}\bar{u}_l)_{X(Y)} + (E_{\nu h}\bar{u}_h)_{X(Y)} \quad (6.14)$$

と書き表せる。このシステムは解くことができ、分解能について、 $\sigma(M_{\tau\tau}) \propto \sigma(\cancel{E}_T) / \sin(\Delta\phi)$  となる。また、スケールについても 2 つの間には強い相関がある。図 6.13 は  $M_{\tau\tau}$  と Missing  $E_T$  scale の相関を示している。 $\tau\tau$  不変質量のずれ 3 % は Missing  $E_T$  スケールのずれ 10 % に相当する。

最後に不変質量の分布を示す。これは  $100pb^{-1}$  での分布である。このときシグナル  $\sim 300$  イベント、バックグラウンドは主に W プロセスと  $t\bar{t}$  プロセスでシグナルの 20% 程度である。

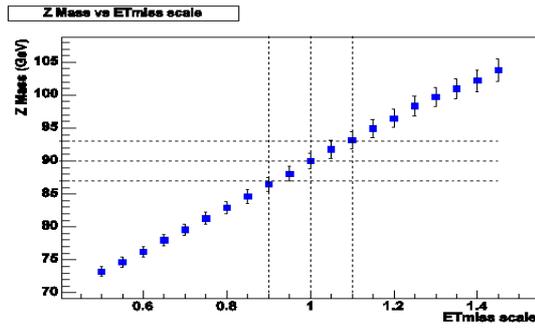


図 6.13: Z 不変質量と Missing  $E_T$  スケールの依存性

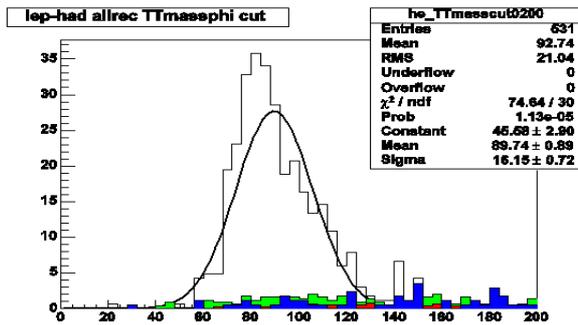


図 6.14: Z 不変質量分布

### ミニマムバイアスイベント

ミニマムバイアスイベントとは2つの陽子が非弾性散乱するソフト (low  $P_T$ ) な反応のことである。反応の  $Q^2$  が小さいため、このプロセスからは本物の Missing  $E_T$  である neutrino はあまり発生しない。

ミニマムバイアスイベントを用いることで、比較的低い  $\sum E_T$  領域で分解能の検証ができる。図 6.15 は  $\sum E_T$  領域 160-200GeV での Missing  $E_T$  分布である。黒は neutrino の分布であるが、ミニマムバイアスイベントでは neutrino の寄与は小さく、もっとも大きな寄与は coverage ( $|\eta| < 5$ ) が限られている影響によるものである。

各  $\sum E_T$  領域で  $\Delta E_X$  を求め、Missing  $E_X$  の分解能を  $p_0 * \sqrt{\sum E_T}$  でフィットしたものが図 6.16 である。フィットは  $\sum E_T = 80\text{GeV}$  以上でしてある。 $\sum E_T \sim 300\text{GeV}$  程度まではうまくフィットでき、ミニマムバイアスイベントを用いた方法は実験初期で Missing  $E_T$  の分解能やソフトを確認する有望な方法である。

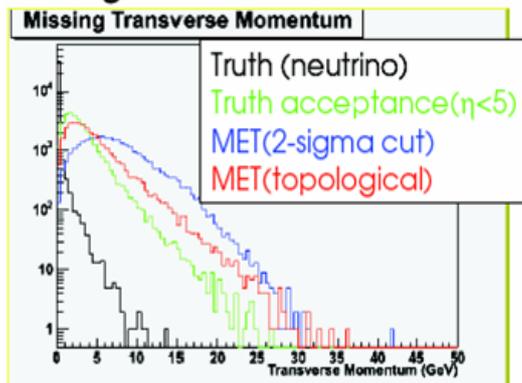
### Missing $E_T$ の検証のまとめ

解析の結果、現在のところ以下の精度で Missing  $E_T$  の検証が可能である。

- スケール

Z boson の不変質量を用いることで、10% 以下での精度で決められる。現在開発が進められている object-base ( $e, \gamma, jet$  ごとにをキャリブレーション行う) を用いることで、更なる改善が期待されている。

### Missing Transverse Momentum



### Resolution(MExy) vs $\Sigma E_T$

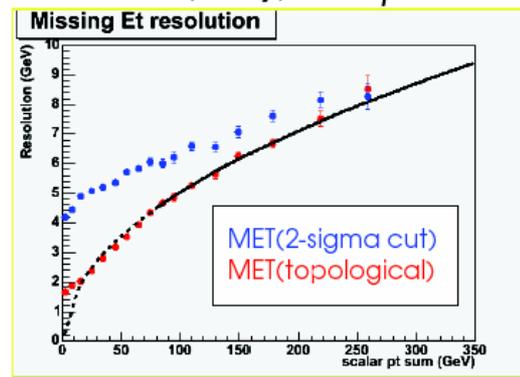


図 6.15: ミニマムバイアスイベントの Missing  $E_T$

図 6.16: ミニマムバイアスイベントの Missing  $E_X$  分解能

- 分解能

W+jet の Transverse mass とミニマムバイアスイベントの結果を組み合わせることで、 $\Sigma E_T \sim 600\text{GeV}$  まで 10% 程度の精度で決められる。それ以上の領域でさらに検証するために、di-jet イベントを用いる方法などが考えられている。

- 非ガウシアンなテイル

非ガウシアンなテイルの検証に関しては、現在研究が進められている。

## 第7章 SUSY 発見能力と系統誤差

本章では第5章で生成したシグナルとバックグラウンドを用いて、ATLAS 実験初期での SUSY 粒子発見能力を研究する。それに含めて、バックグラウンドの不定性についても考察する。

### 7.1 イベント セレクションと発見モード

ここでは SUSY の基本的なセレクションについて説明する。

1.  $\cancel{E}_T > \max(100\text{GeV}, 0.2M_{eff})$
2. 4 本以上の jet ( $|\eta| < 5.0, P_T > 50\text{GeV}$ , 一番高い  $P_T$  を持った jet は  $P_T > 100\text{GeV}$ )
3. *Transverse Sphericity*  $> 0.2$

SUSY のイベントトポロジは Multi Jets と Missing  $E_T$  であるため、大きな Missing  $E_T$  と jet を 4 本要求している。また 2.2.3 で述べたように、SUSY のイベントは球に近い形をしているので、*Transverse Sphericity* によるセレクションを行う。

今回は以下の 3 つの発見モードについての発見能力を調べた。

1. 0 lepton モード  
Isolated electron または isolated muon ( $P_T > 20\text{GeV}, |\eta| < 2.5$ ) が無い
2. 1 lepton モード  
Isolated electron または isolated muon ( $P_T > 20\text{GeV}, |\eta| < 2.5$ ) が 1 個  
基本的なセレクションに加えて、 $\text{transverse mass}(\cancel{E}_T, lepton) > 100\text{GeV}$
3. 2 lepton モード  
Isolated electron または isolated muon ( $P_T > 20\text{GeV}, |\eta| < 2.5$ ) が 2 個

1 lepton モードについては、 $W+\text{jets}$ ,  $t\bar{t}+\text{jets}$  のバックグラウンドを抑えるために、*Transverse Mass* が  $100\text{GeV}$  大きいことを要求している。2 lepton モードは崩壊過程で  $Z \rightarrow l^+l^-$  などが含まれることが多いので、今回は 2 つのレプトンの電荷が逆であることを要求する。

この研究は大きな統計量が必要なので、fast simulation で行った。ただ、lepton の検出効率など、full simulation でしか研究できないものは full simulation で見積もって、fast simulation に適用した。今回は SUSY イベントを用いて full simulation で見積もった結果、lepton の検出効率は表 7.1 の値を適用した。検出効率の定義は、

$$\epsilon = \frac{\text{Number of Reconstructed lepton}}{\text{Number of True lepton}} \quad (7.1)$$

である。 $P_T$  レンジは True lepton の値を利用し、どちらも ATLEFAST と同じ  $P_T, \eta$ , isolation カットをかけている。electron の検出効率が high  $P_T$  になるにつれて下がっている。これは、electron

表 7.1: SUSY イベントにおける検出効率

$P_T$ range (GeV)	electron	muon
$P_T$ 15-35	0.68	0.72
$P_T$ 35-50	0.71	0.75
$P_T$ 50-80	0.71	0.76
$P_T$ 80-130	0.67	0.76
$P_T$ 130-	0.63	0.75

が high  $P_T$  になればそれと相対的に isolation 条件も変えるべきであるが、現在は isolation カットに絶対的な値が用いられているため、再構成された electron が少なくなっているからである。0 lepton モード, 1 lepton モード, 2 lepton モード、それぞれの特徴を以下に示す。

1. 0 lepton モード

どのサンプルも同程度に効く。Z プロセスはこのモードでしか効かない。また、QCD プロセスは Effective mass の低領域では寄与が大きい、高領域ではほとんど無視できる。

2. 1 lepton mode

$t\bar{t}$  と W プロセスがほとんどを占める。

3. 2 lepton mode

ほとんど  $t\bar{t}$  プロセス ( $l\nu l\nu$  mode) が占める。

SUSY シグナルは  $M_{eff} \sim 1TeV$  以上あたりからのバックグラウンドに対する excess として観測されるが、バックグラウンドとスロープの形が非常に似ており、また、excess も大きなものではないので発見は容易ではない。そのため、本研究で取り上げるセレクションの最適化とバックグラウンドの評価が非常に重要になる。

## 7.2 セレクションの最適化

ここではセレクションの最適化について述べる。

前述したように、 $m_0$  については  $100GeV \sim 2000GeV$  の領域を  $100GeV$  間隔、 $m_{1/2}$  については  $100GeV \sim 1500GeV$  の領域を  $100GeV$  間隔で区切り、格子状に点を選んだ。 $\tan \beta$  は 5, 10, 30, 50 の 4 通りについて調べた。

ATLAS で使われているシグニフィカンスは、シグナルの数を  $s$ 、バックグラウンドの数を  $b$  として、

$$S_f = \frac{s}{\sqrt{b}} \quad (7.2)$$

で与えられる。また、イベント数が  $s > 10$  であることを要求する。

最適化に関しては、表 7.2 にあるように領域で、Missing  $E_T$  ( $\cancel{E}_T$ ), leading jet の  $P_T$  ( $P_{T,1}$ ), 2 ~ 4 番目に hard な jet の  $P_T$  ( $P_{T,2,3,4}$ ), transverse sphericity ( $S_T$ ) を変化させ、 $S_f$  が最大となるカットを求めた。最適化は各 SUSY ポイントにおいて実行した。

図 7.1, 図 7.2 は、 $m_0$ - $m_{1/2}$  平面での Missing  $E_T$  のセレクションの値を示している。ATLAS では、SUSY の発見に対してシグナルの数が 10 以上と定義されているので、シグナルの数が 10

表 7.2: 最適化のための各カットの範囲

variable	lower limit	upper limit
$\cancel{E}_T$	100	1000
$P_{T,1}$	50	500
$P_{T,2,3,4}$	50	500
$S_T$	0.1	0.3

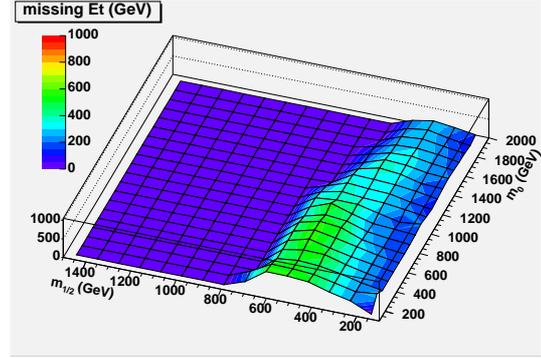
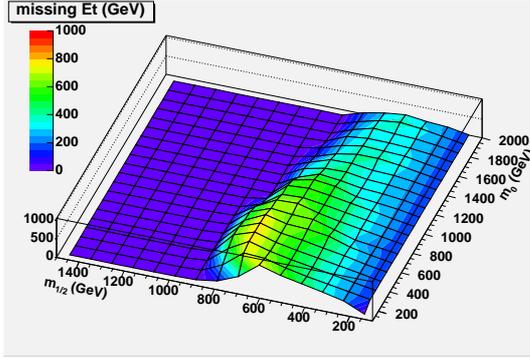


図 7.1: 0 lepton モードでの最適 Missing  $E_T$  カット 図 7.2: 1 lepton モードでの最適 Missing  $E_T$  カット

未満であった SUSY のパラメータの点では、Missing  $E_T$  を 0 としてある。0 lepton モードについては、 $m_{1/2}$  が大きくなるほど、大きな Missing  $E_T$  を要求している。これは、 $m_{1/2}$  が大きくなるほど  $\tilde{q}, \tilde{g}$  と  $\tilde{\chi}^0$  の差が大きくなり、Missing  $E_T$  が大きくなるからである。1 lepton モードに関しては、バックグラウンドが比較的少ないので、あまりパラメータによらず、 $\sim 400\text{GeV}$  程度の Missing  $E_T$  カットが有効である。

図 7.3, 図 7.4 は leading jet の  $P_T (P_{T,1})$  を示している。シグナルの数が 10 未満であった SUSY のパラメータの点では、要求する  $P_T$  を 0 としてある。0 lepton モードにおいて、 $m_{1/2}$  が大きくなるほど大きな  $P_T$  を要求しているのは、 $\min(m(\tilde{q}), m(\tilde{g}))$  と  $m(\tilde{\chi}_2^0), m(\tilde{\chi}_1^\pm)$  の差が大きくなり、 $P_T$  の大きな jet が放出されるためである。また、中央に溝が見えるのは、 $m(\tilde{g}) > m(\tilde{t}) > m(\tilde{\chi}_2^0), m(\tilde{\chi}_1^\pm)$  となり、崩壊の段数が増えるので jet の  $P_T$  が小さくなるのが原因である。

1 lepton モードについては、Missing  $E_T, P_{T,1}, P_{T,2,3,4}$  とともに、0 lepton モードよりもパラメータの変化が少ない。これは、1 lepton モードはシグナルの数が少ないために、セレクションを厳しくするとシグナルの数が減りすぎ、 $S_f$  が小さくなってしまうためである。

図 7.5, 図 7.6 は、セレクションを最適化したときの Effective Mass の分布である。SUSY のシグナルは、 $m(\tilde{g}) \sim m(\tilde{q}) \sim 1\text{TeV}$  のポイントを使用している。0 lepton モード, 1 lepton モード共に、大きな Missing  $E_T$  を要求し、バックグラウンドを抑えている。最適化前に比べ、シグナルの数がバックグラウンドの数に比べて大幅に多くなっており、十分発見可能であることが分かる。また、表 7.3 に  $M_{SUSY} \sim 1\text{TeV}$  のポイントの各モードの最適カットを示す。0, 1 lepton モードでは大きな Missing  $E_T$  カットを課す。

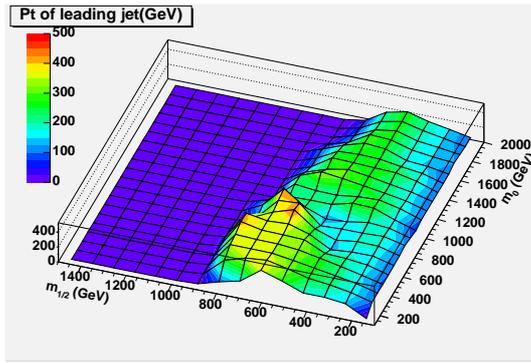


図 7.3: 0 lepton モードでの最適  $P_{T,1}$  カット

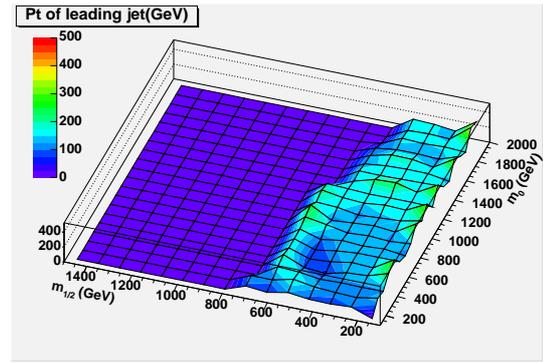


図 7.4: 1 lepton モードでの最適  $P_{T,1}$  カット

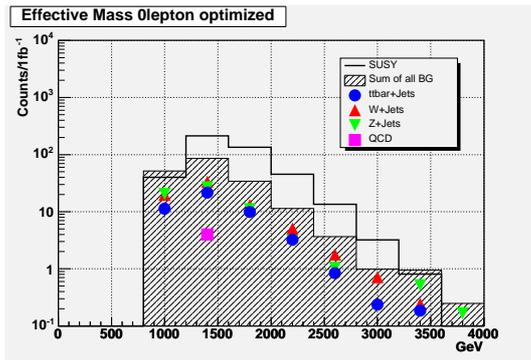


図 7.5: 最適化後の 0 lepton モードの Effective Mass 分布

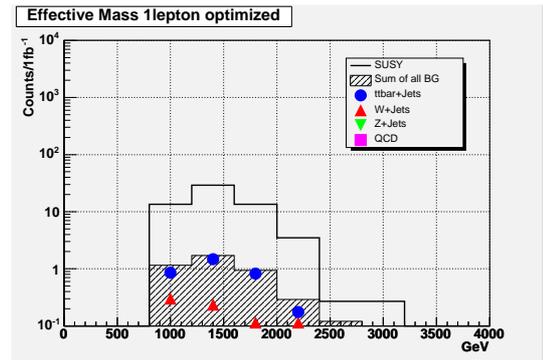


図 7.6: 最適化後の 1 lepton モードの Effective Mass 分布

### 7.3 SUSY 発見能力

ここでは ATLAS の SUSY 発見能力について述べる。

ATLAS では、 $s > 10$  かつ  $S_f > 5$  の場合に、SUSY を発見可能であると定義している。セレクションの最適化は、 $m_0$ - $m_{1/2}$  平面の SUSY のシグナルを生成した各点で、 $S_f$  が最大になるようにパラメータを決定した。

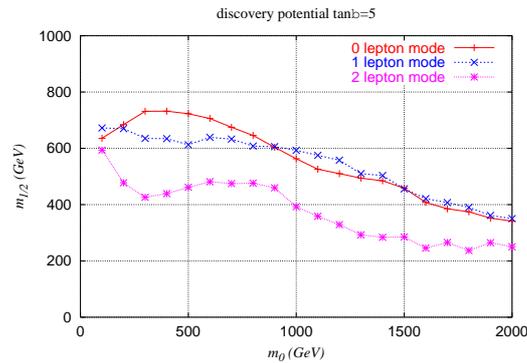


図 7.7: 発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )

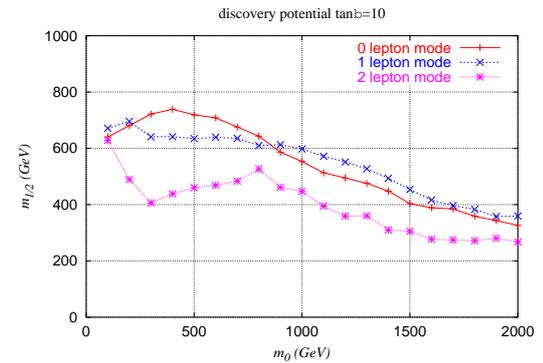


図 7.8: 発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )

図 7.7 ~ 図 7.10 は  $1fb^{-1}$  での SUSY 発見能力を 0,1,2 lepton モードについてプロットしたものである。ラインは、 $S_f > 5$  かつ  $s > 10$  以上を満たす領域の上端を結んだものであり、ライン

表 7.3:  $M_{SUSY} \sim 1\text{TeV}$  のポイントの最適化後のセレクション

variable	0 lepton mode	1 lepton mode	2 lepton mode
$\cancel{E}_T$ (GeV)	400	400	200
$P_{T,1}$ (GeV)	250	100	200
$P_{T,3,4}$ (GeV)	50	50	50
$S_T$	0.1	0.2	0.1

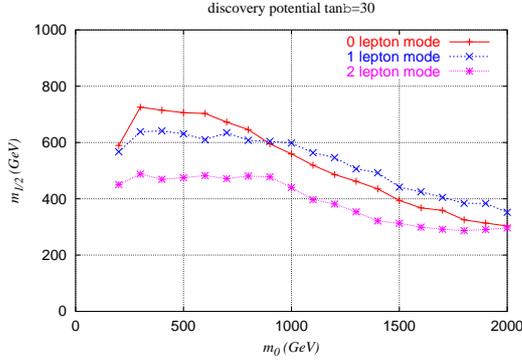


図 7.9: 発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )

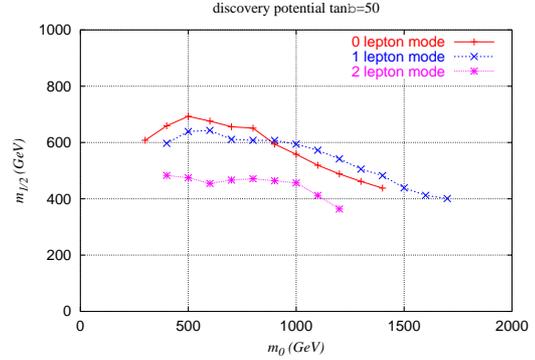


図 7.10: 発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )

よりも  $m_{1/2}$  が小さい領域で SUSY が発見可能であることを示している。

図 2.2 の  $\tilde{g}$  と  $\tilde{q}$  の mass contour を見ると,  $1fb^{-1}$  で  $\min(m(\tilde{g}), m(\tilde{q})) \sim 1.5\text{TeV}$  の SUSY まで発見可能であることがわかる。

0 lepton モードと 1 lepton モードを比較すると, 1 lepton モードは 0 lepton モードに比べて, シグナルも減るがそれ以上にバックグラウンドの数を落とすことができる。しかし, シグニフィカンスが  $S_f = \frac{s}{\sqrt{b}}$  で定義されているために, バックグラウンドの減りがルートでしか効かないため, 0 lepton モードよりも発見能力が低い。さらに, 1 lepton モードはシグナルの数が少ないため,  $s > 10$  という条件で発見能力が低くなる。2 lepton モードは lepton を要求する条件が厳しいため 0, 1 lepton モードに対して発見能力は劣る。

## 7.4 系統誤差の評価

### 7.4.1 バックグラウンド生成の不定性

バックグラウンドの MC 生成については第 4 章で述べたが, パラメタの設定に不定性があり, それを系統誤差として見積もらなければならない。本研究ではオリジナルサンプルに対してパラメタを変更したサンプルを生成し, イベント数と分布を比較した。

オリジナルサンプルは表 7.4 のような条件で生成される。これに対して以下のようなパラメタの不定性が考えられる。

#### スケールに関する不定性

##### 1. Renormalization スケール

オリジナルサンプルではそれぞれの jet の  $P_T$  が用いられているが,  $0.5 \times \text{each } P_T$  of jet と設定して比較する。

表 7.4: オリジナルサンプルの generator レベルのカット

generator カットとスケール
$P_T > 40\text{GeV}$ と全てのパートンについて $ \eta  < 6$
Factorization : $Q^2 = m(\text{top}, W \text{etc})^2 + \sum P_{T,jet}^2$
Renormalization : $P_T$ of each vertex
PDF : CTEQ6L

## 2. Factorization スケール

オリジナルサンプルでは jet の  $\sum P_T^2$  が用いられているが、この設定も不定性があるため、 $\text{mean}(P_T^2 \text{ of jet})$  と比較する。スケールが小さくなるため、PS 起源の jet が抑制されることが予想される。

## パートンレベルにおける ME と PS のセパレーションに関する不定性

### 1. Low $P_T$ サンプル

オリジナルサンプルではパートンレベルでの  $P_T$  カットは  $40\text{GeV}$  と設定されているが、 $15\text{GeV}$  のカットで生成したサンプルを用いる。この場合は MLM matching の値も変更され、PS が  $15\text{GeV}$  以上のものが出たときに veto される。

### 2. Small $\Delta R$ サンプル

オリジナルサンプルでは jet 間の  $\Delta R$  として  $\Delta R > 0.7$  が用いられているが、コーンサイズを半分にして  $\Delta R > 0.35$  としたサンプルを生成する。同様に、この場合も MLM matching の値は変更され、 $\Delta R > 0.35$  の PS が出たときに veto される。

## PDF に関する不定性

### 1. PDF サンプル

PDF \*も不定性があるので比較する。CTEQ6L から MRST2001J に変更して比較する。

## MLM matching に関する不定性

MLM matching に関しても  $P_{T,matching} > P_{T,parton}$ ,  $\Delta R_{matching} > \Delta R_{parton}$  の範囲で設定には不定性がある。 $P_{T,matching}, \Delta R_{matching}$  とともに  $40\text{GeV}$ ,  $0.7$  から  $50\text{GeV}$ ,  $1.0$  に増加させて以下の2つのサンプルを生成した。

### 1. Matching $P_T = 50\text{GeV}$ サンプル

### 2. Matching $\Delta R=1.0$ サンプル

表 7.5 にそれぞれの系統誤差サンプルで標準的な SUSY カットをパスした数とオリジナルサンプルと比較しての不定性を示す。SUSY の主なバックグラウンドは  $t\bar{t}$  と W なのでこの2つに絞って調べてある。

\*パートン分布関数。(Parton Distribution Function) 陽子中のパートンの確率密度関数である。見るエネルギースケールによって分布が異なる。

表 7.5:  $W + jets, t\bar{t} + jets$  の系統誤差

	W プロセス		top プロセス	
	イベント数	系統誤差 (%)	イベント数	系統誤差 (%)
オリジナル	2884		6066	
Renormalization	5028	+74.3	10238	+68.8
Factorization	3136	+8.7		
$P_T > 15\text{GeV}$	7534	+161.2	12552	+107.0
$\Delta R > 0.35$	2659	-7.8	5456	-10.1
PDF	3402	+18.0	8242	+35.9
MLM $P_T > 50\text{GeV}$	2696	-6.5	5962	-1.7
MLM $\Delta R > 1.0$	3085	+7.0	6264	+3.2

top プロセスの場合は Factorization スケールを小さくしたサンプルは生成していない。top プロセスはそれ自体に多数の jet を含んでいるので、シャワーのスケールの変化による jet 数の変化が検出効率に与える影響が小さいからである。

基本的に W プロセスも  $t\bar{t}$  プロセスも、それぞれのサンプルではおなじ振る舞いを示している。Renormalization スケールを  $1/2$  にしたものは、それぞれのパーテックスでの  $\alpha_s$  が大きくなり、生成断面積が大きくなる。これは Leading Order での評価であるので避けられない。

Factorization スケールを  $\text{mean}(P_T^2 \text{ of jet})$  にしたのも PS 起源の jet は抑制されるが、同じ理由で微増している。

$P_T > 15\text{GeV}$  としたサンプルは ME でソフトな領域までカバーしたものであり、 $\Delta R < 0.35$  としたものはコリニアな領域まで ME でカバーしたものである。ME の計算は、ソフトやコリニアな領域で発散し、正しい予言を与えない。ソフトやコリニアな領域は PS が正しく、 $P_T$  や  $\Delta R$  カットは PS と ME の切りかえを行うパラメタである。どのパラメタが正しいかは実験から評価すべきである。 $P_T > 15\text{GeV}$  としたときの不定性はおよそ 100% と大きい。

MLM matching の不定性は  $P_T, \Delta R$  とともに 10% もなく、バックグラウンドの不定性に与える影響は小さい。

図 7.11 にオリジナルサンプルと renormalization スケールを小さくしたサンプルの比較を示す。左から Missing  $E_T$ , Effective Mass, Leading jet の  $P_T$  分布で、黒がオリジナルサンプル、赤が renormalization scale サンプルである。分布の形はほとんど変わらず、残るイベント数が 2 倍程度異なる。

#### 7.4.2 シグナルの系統誤差

今回はシグナルの系統誤差として、Jet のエネルギースケール, Missing  $E_T$  スケール, 積分ルミノシティの 3 つを考える。Jet のエネルギースケールと Missing  $E_T$  スケールはカロリメーターのキャリブレーションミスなどでのスケールのずれが 5% で起こるとして系統誤差とする。この 2 つは単純に独立というわけではないが、今回は独立として扱った。また、積分ルミノシティのずれも同様に 5% 起こりうると仮定して、系統誤差で扱った。

#### 7.4.3 系統誤差を含めた発見能力

積分ルミノシティ  $1\text{fb}^{-1}$  で、バックグラウンドに系統誤差を含めたときの発見能力が図 7.12 ~ 図 7.15 である。系統誤差を考慮しなかった図 7.7 ~ 図 7.10 に加えて、バックグラウンドが大

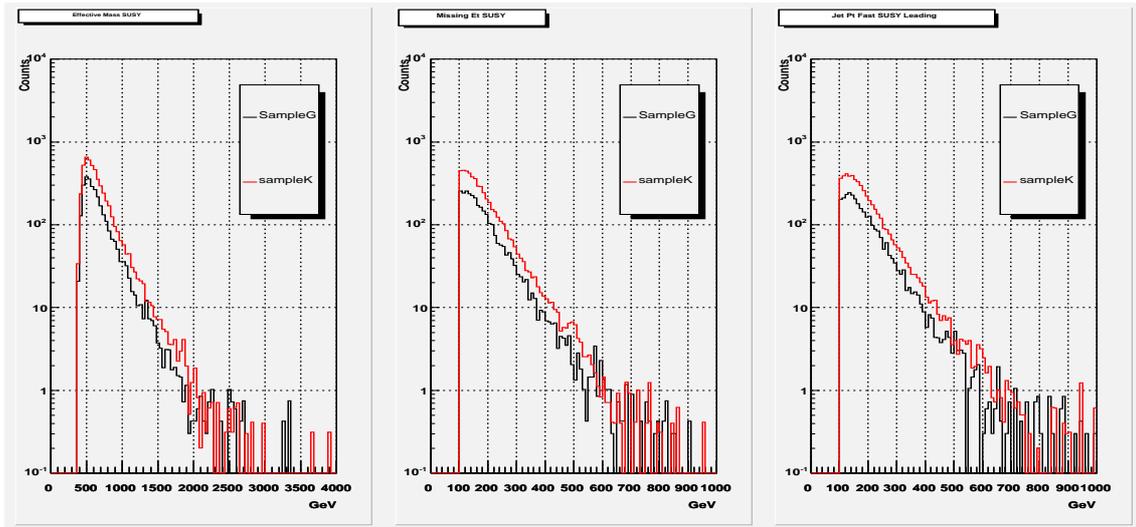


図 7.11: オリジナルサンプル (黒) と renormalization scale サンプル (赤) の分布の比較

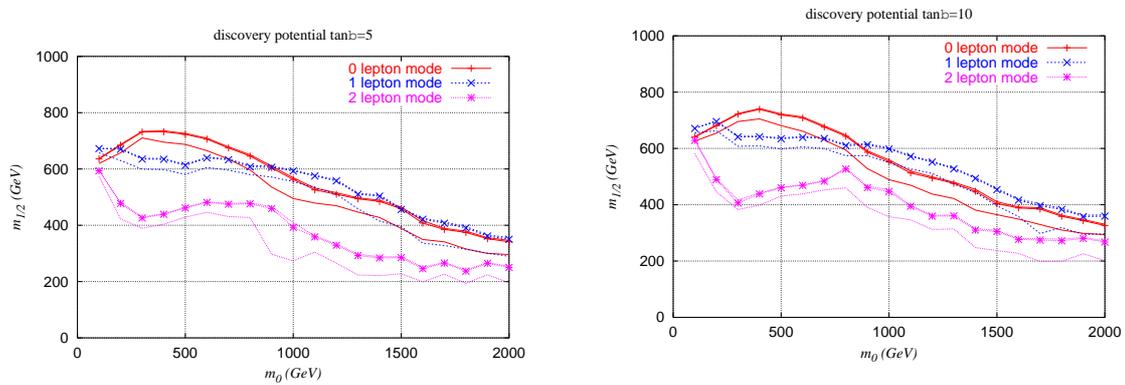


図 7.12: 系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 5$ ) 図 7.13: 系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )

きくなる場合と小さくなる場合のエラーを示している。 $m_0, m_{1/2}$  が大きくなる、つまり発見能力が高くなるエラーは非常に小さい。それに対して、発見能力が低くなるエラーは大きいことが見て取れる。これは、表 7.5 に示したように、バックグラウンドが増えるエラーは大きい、逆に減るエラーは小さいことが原因である。下限の系統誤差は、 $m_{1/2}$  に関して  $50\text{GeV}$  程度である。エラーを考慮すると、 $1fb^{-1}$  で  $M_{SUSY} \sim 1.4\text{TeV}$  相当の発見が可能である。実験初期での発見を目指すなら、0 lepton モードか 1 lepton モードが有利である。 $m_0$  が小さい領域でわずかに 0 lepton モードが有利である。2 lepton モードはシグナル数が少なくシグニフィカンスが小さいため発見能力が低く、エラーも大きい。

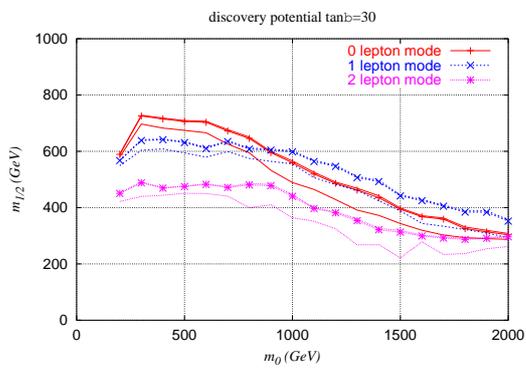


図 7.14: 系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )

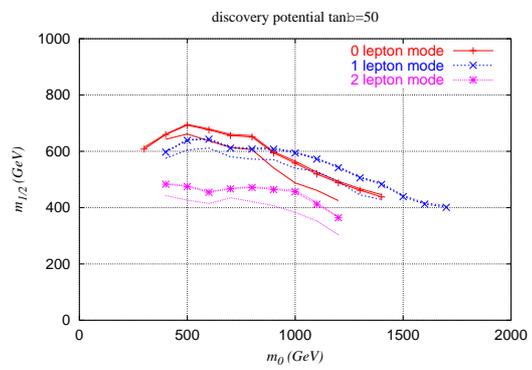


図 7.15: 系統誤差を含めた発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )

## 第8章 バックグラウンドの評価

SUSY プロセスではバックグラウンドが無視できないため、正確に評価することがきわめて重要である。前章で述べたように、モンテカルロシミュレーションの不定性が大きいので、バックグラウンドをできるだけ実験データから見積もる必要がある。

本章では 0 lepton モードと 1 lepton モードでのバックグラウンドの特徴を考察し、その評価の方法と SUSY 発見能力に及ぼす影響について論じる。0 lepton モードの評価で 1 lepton モードの評価で用いる手法を利用するところがあるので、まず 1 lepton モードの評価から説明する。

### 8.1 1 lepton mode

1 lepton モードで  $M_{SUSY} \sim 1TeV$  の Effective Mass は図 8.1 のような分布となる。

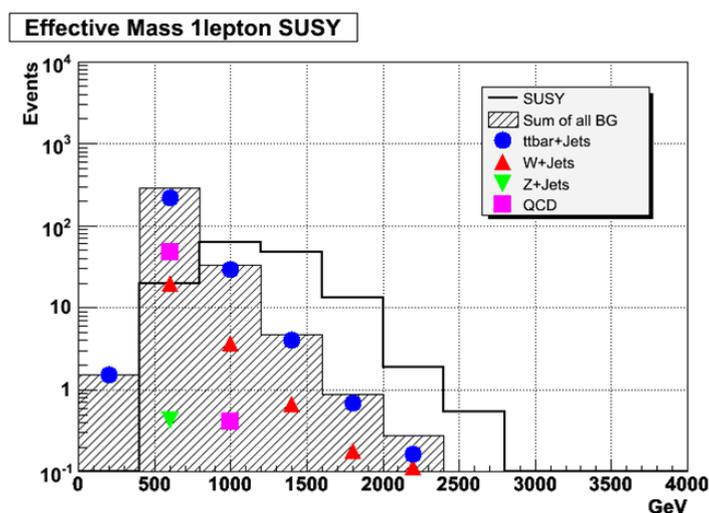


図 8.1: 1 lepton モードでの Effective Mass 分布

1 lepton モードではハードな lepton と大きな Missing  $E_T$  を要求するので、 $t\bar{t}$  プロセスと W プロセスが主なバックグラウンドとなる。標準的な SUSY カットをかけたとき 2つのバックグラウンドの寄与は  $t\bar{t}$  が 9 割、W が 1 割となり、ほぼ全バックグラウンドを占める。ここで、QCD プロセスも低 Effective Mass 領域では優勢であるが、高領域ではほとんど分布の形に影響を与えないので考慮していない。したがって本論文ではこの二つのみを考える。

以下、評価方法について述べる。

#### 8.1.1 コントロールサンプル

1 lepton モードでの SUSY セレクションではバックグラウンドから W を除くため、Transverse Mass( $M_T$ ) のカットを要求する。この値は分解能などを考慮して一般的に 100GeV が用いられ

る。今回バックグラウンドの評価では  $M_T < 100\text{GeV}$  の分布をコントロールサンプルとして、 $M_T > 100\text{GeV}$  のバックグラウンドを評価する。比べる2つのサンプルはどちらも Transverse Mass カット以外は 1 lepton を要求し、Missing  $E_T$  他、同じカットをかけるので、キネマティクスがほとんど同じものが選択されると考えられる。

この方法の利点は次の2つが考えられる。

1. Transverse Mass カットでは基本的に Missing  $E_T$  や Jet の  $P_T$  分布にバイアスはかからないと考えられる。図 8.2 に、W+jets の  $M_T$  と Missing  $E_T$  の correlation plot を示す。 $M_W$  以上では統計は小さくなるが、Missing  $E_T$  のスロープはあまり変わっていない。
2. コントロールサンプルは  $M_T < 100\text{GeV}$  のため、大きな統計を持っており、統計エラーを小さくできる利点がある。図 8.3 は SUSY シグナルと W+jets の Transverse Mass 分布の違いを示している。SUSY はおよそフラットな分布であるが、W の統計が  $M_T < 100\text{GeV}$  で圧倒的に多いため、コントロールサンプルのスロープは SUSY の影響を軽減でき、バックグラウンドの効果をより反映する。

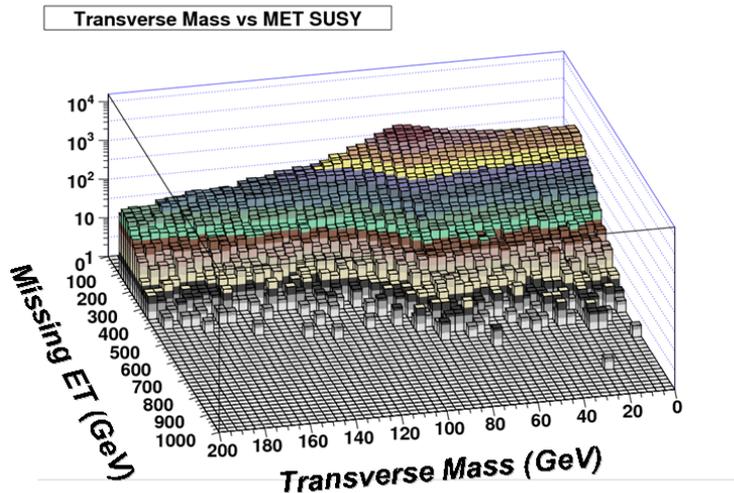


図 8.2: Missing  $E_T$  と Transverse Mass の correlation

コントロールサンプルの中の割合は  $t\bar{t}$  が 7 割、W が 3 割と割合が  $M_T > 100\text{GeV}$  の分布から変化する。これは、 $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$  プロセスは  $M_T$  の大きなほうにテイルを引くからであると考えられる。また、得られたコントロールサンプルは実バックグラウンドよりも統計量が大きいので、それに合わせるようにスケールしなければならない。今回は Missing  $E_T$  分布の 100~200GeV のビンで規格化する。最適化されたカットを用いる場合は、(最適化した Missing  $E_T$  cut ~最適化した Missing  $E_T$  cut +100GeV) の値を比較しスケールファクターを導出する。低 Missing  $E_T$  領域では SUSY シグナルの影響が小さいので、スケールを見積もる際にバックグラウンドだけの統計量の違いだけが効くため適している。コントロールサンプルを実際のバックグラウンドにスケールしたものを評価バックグラウンドとする。

図 8.4 に Effective Mass、Missing  $E_T$ 、leading Jet の  $P_T$  分布における、実バックグラウンドと評価バックグラウンドの比較を示す。赤が実バックグラウンド、青が評価したバックグラウ

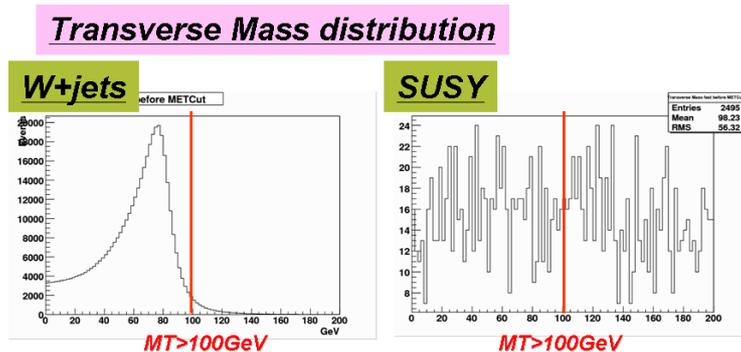


図 8.3: W+jets と SUSY の Transverse Mass 分布の比較

ンドを示す。Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  に残る数は、 $14.0 \pm 3.75$ (実),  $15.0 \pm 0.35$ (評価) となる。10% 以下の精度でバックグラウンドの予言が可能である。

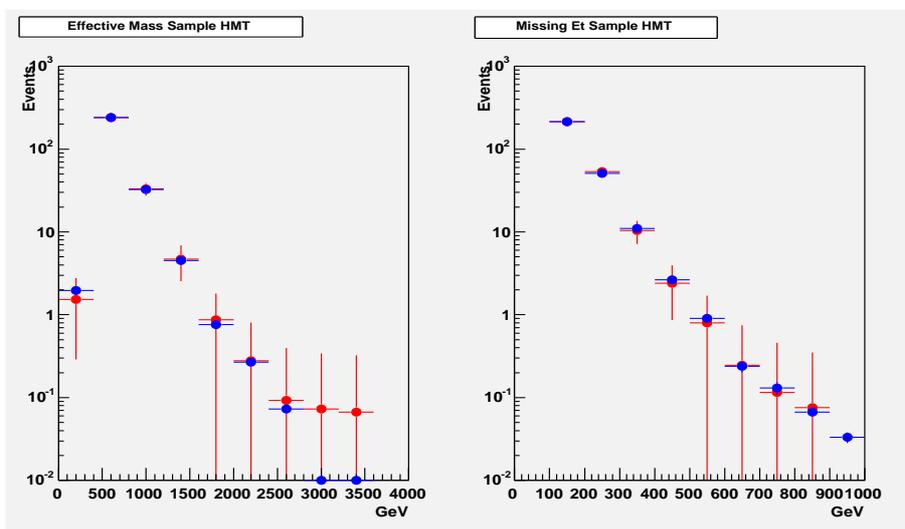


図 8.4: 1 lepton モードのバックグラウンドの評価。左が Effective Mass, 右が Missing  $E_T$  分布である。赤が実バックグラウンド、青が評価したバックグラウンドを示す。

### 8.1.2 Transverse Mass のカット

この節では  $M_T = 100\text{GeV}$  のカットが適切であるかどうか考察する。 $M_T$  カットを  $90\text{GeV}$  と  $120\text{GeV}$  にしたときに Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  に残る数を調べると、 $90\text{GeV}$  のカットで、 $20.0 \pm 4.47$ (実),  $17.0 \pm 0.32$ (評価),  $120\text{GeV}$  のカットで、 $11.2 \pm 3.34$ (実),  $8.59 \pm 0.17$ (評価) となる。両カットの場合とも  $100\text{GeV}$  のときに比べて差が大きくなっている。 $120\text{GeV}$  の場合は、 $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$  が大きく効いてくるので、評価したバックグラウンドの傾きが大きくなるからである。また、 $90\text{GeV}$  はエッジがちょうど形成される場所である。 $M_T$  は Missing  $E_T$  を用いて計算し、分解能に敏感であるから、わずかな誤測定による分布のゆがみに大きな影響を受けてしまい好ましくない。以上より  $100\text{GeV}$  のカットは適切であるといえる。

### 8.1.3 SUSY シグナルの効果

実際の実験では  $t\bar{t}$ , W のバックグラウンドのほかに SUSY シグナルが重なってくるので、評価したバックグラウンドは SUSY シグナルの影響も受けてしまう。図 8.5 にコントロールサンプルに SUSY シグナルを含めたときの結果を示す。

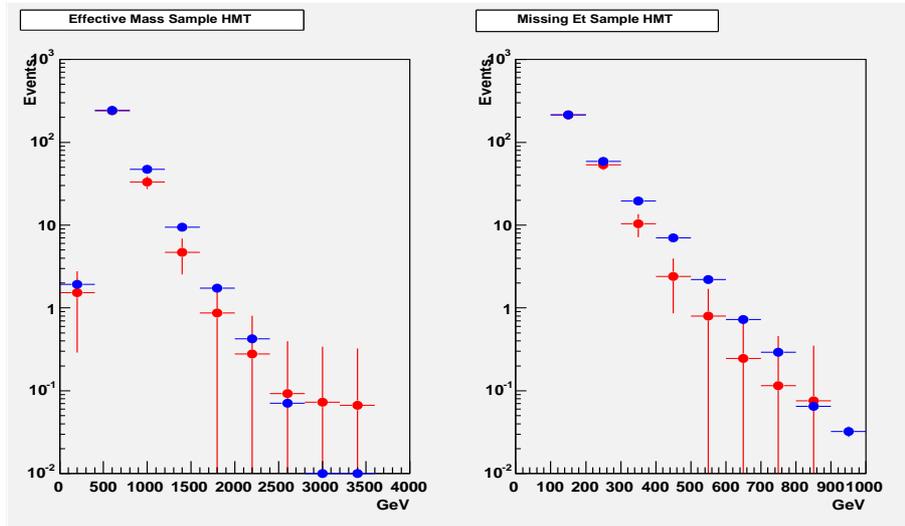


図 8.5: SUSY シグナルを含めたときの 1 lepton モードのバックグラウンドの評価。左が Effective Mass, 右が Missing  $E_T$  分布である。赤が実バックグラウンド、青が評価したバックグラウンドを示す。

SUSY シグナルの影響で評価はわずかに over estimate となる。Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  に残る数は、 $14.0 \pm 3.75$ (実),  $29.9 \pm 0.48$ (評価) であり、ファクター 2 倍で over estimate となる。この over estimate が SUSY 発見能力に与える影響を次節で考察する。

### 8.1.4 1 lepton mode でのバックグラウンドの評価を考慮した発見能力

ここでは実際に上記の方法を用いてバックグラウンドの見積もりを行い、発見能力に与える影響を検証する。図 8.6 ~ 図 8.9 が見積もったバックグラウンドを用いて導出した発見能力である。

バックグラウンドが増えるのでシグニフィカンスが下がり発見能力は低下する。ただ、バックグラウンドの効果はルートでしか効かないため、大きな低下ではない。前章の結果と比較すると、 $m_{1/2}$  で  $50\text{GeV}$  程度悪化していることがわかる。 $M_{SUSY}$  に換算した発見能力の低下は 10% 未満であり、 $M_{SUSY} \sim 1.4\text{TeV}$  程度の SUSY の発見が可能である。

## 8.2 0 lepton モード

0 lepton モードで  $M_{SUSY} \sim 1\text{TeV}$  の Effective Mass は図 8.10 のような分布となる。

0 lepton モードでもハードな jet と大きな Missing  $E_T$  を要求するので  $t\bar{t}$  プロセスと W プロセスが主なバックグラウンドとなるが、さらに  $Z \rightarrow \nu\nu$  も無視できないバックグラウンドとな

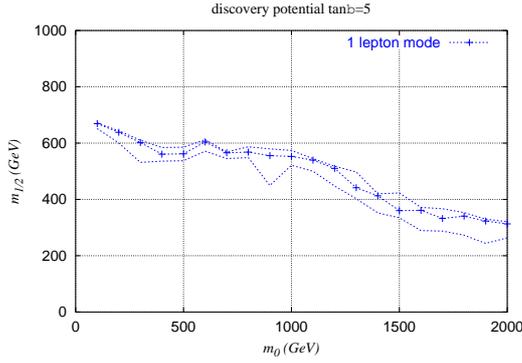


図 8.6: BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )

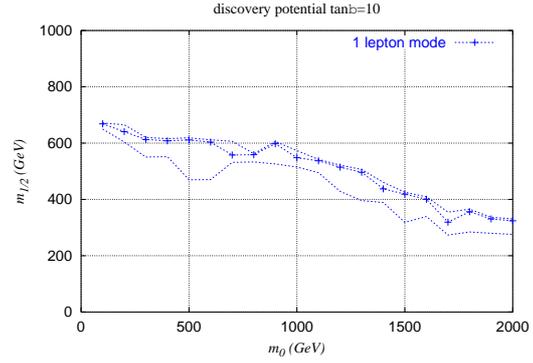


図 8.7: BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )

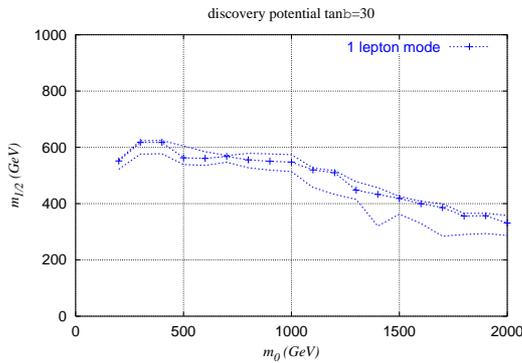


図 8.8: BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )

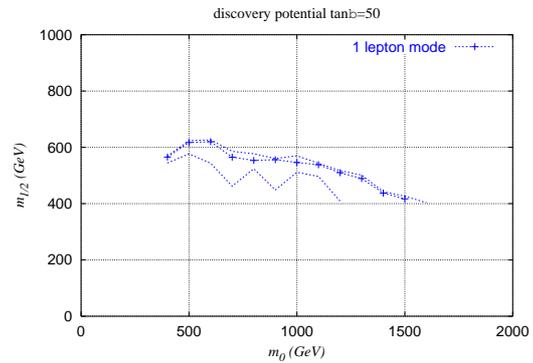


図 8.9: BG 評価後の 1l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )

る。本論文ではこの3つを主に考える。標準的なSUSYカットをかけたとき3つのバックグラウンドの寄与は  $t\bar{t}$  が5割、Wが3割、Zが2割となる。

0 lepton モードは lepton を要求しないので、1 lepton モードのようにコントロールサンプルから簡単に評価することができない。以下、各プロセスについて、実データを利用して評価する方法とモンテカルロデータから評価する方法を考える。

### 8.2.1 W プロセスの評価

0 lepton モードでの W バックグラウンドを 1lepton モードでの W プロセス ( $M_T < 100\text{GeV}$ ) の分布 (コントロールサンプル) から見積もる。概念図を図 8.11 に示す。

1lepton モードの場合は Transverse Mass カット以外は 1 lepton を要求し、Missing  $E_T$  他同じカットをかけるので、キネマティクスがほとんど同じものが選択されたが、0 lepton モードの場合はキネマティクスが異なる。 $W \rightarrow l\nu$  は本来は lepton が検出されるはずだが、以下のような理由で見えなくなっている。

#### 1. $W \rightarrow \tau\nu$ の効果

0 lepton モードの場合は、 $\tau$  lepton のハドロン崩壊によって lepton ( $e, \mu$ ) が出なかったり、レプトン崩壊の場合も2個以上の neutrino が出るので、単純に比較はできない。

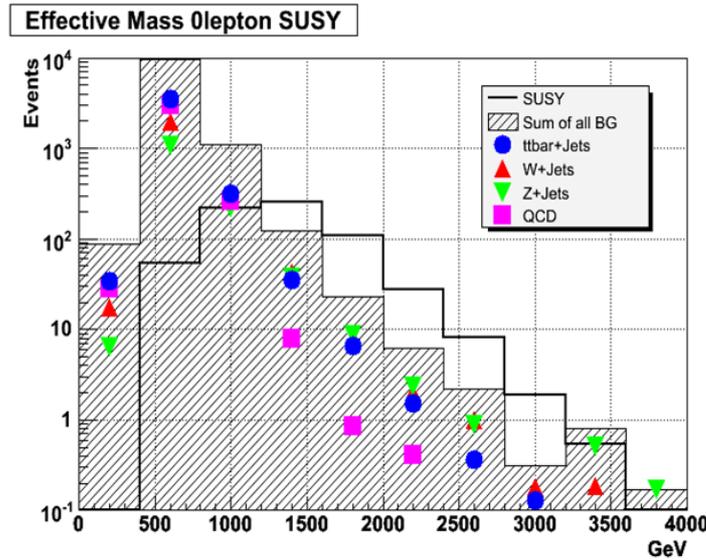


図 8.10: 0 lepton モードの Effective Mass 分布

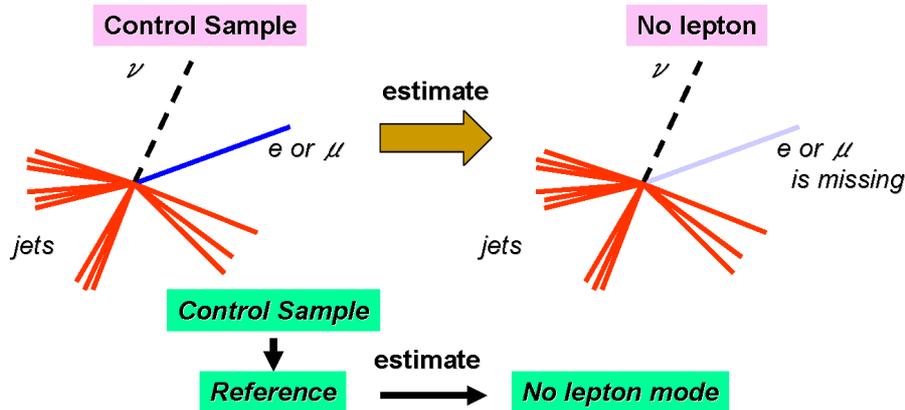


図 8.11: 0 lepton モードの Effective Mass 分布

2. lepton( $e, \mu$ ) のアクセプタンスの効果

1 lepton モードの場合は lepton( $e, \mu$ ) は  $P_T > 20\text{GeV}$ ,  $|\eta| < 2.5$  に飛んでいるが、0 lepton モードの場合は  $P_T$  が小さかったり、 $|\eta|$  が大きかったりして、キネマティクスが異なる。

3. lepton の isolation の効果

0 lepton モードの場合は lepton( $e, \mu$ ) が jet によって”隠れて”いて、isolation カットを満たさず検知されなくなる場合がある。

各モードの概念図を図 8.12 に示す。それぞれの割合は  $\tau$  lepton ( 60% ), アクセプタンス外 ( 35% ), isolation ( 5% ) となり、 $\tau$  lepton とアクセプタンス外となるのが主で、isolation はほぼ無視できる。以下、それぞれの場合において Effective Mass と Missing  $E_T$  分布を比較する。

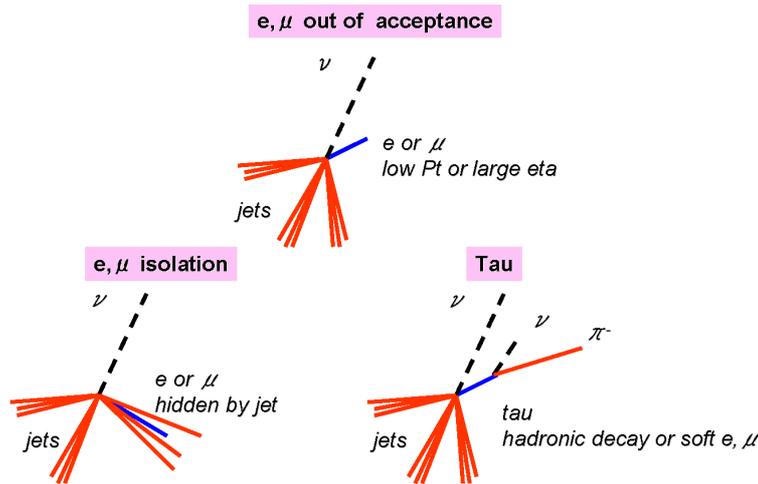


図 8.12: 0 lepton モードとなる原因

### アクセプタンス外

この場合は Effective Mass と Missing  $E_T$  分布において、実バックグラウンドと評価したバックグラウンドは大きくずれる。アクセプタンス外に  $e$  や  $\mu$  が飛んだときは、lepton と同時に W boson から放出される neutrino も大きな  $|\eta|$  方向に飛ぶからである。それを証明するように、MC Truth での W boson の  $P_T$  分布は大きく異なる。したがって、単純に比較するわけにはいかず、補正が必要である。

今回は W boson の  $P_T$  分布を利用して補正を行う。仮定として、W プロセスにおける、Effective Mass, Missing  $E_T$ , leading Jet の  $P_T$  分布など、ハードな反応からの崩壊物で作った物理量は W boson の  $P_T$  に比例すると考える。実バックグラウンドと評価したバックグラウンドの W boson の  $P_T$  分布の違いを図 8.13 に示す。以下、赤が実バックグラウンド、黒が評価したバックグラウンドを示す。アクセプタンス外の場合は、その lepton の親である W の  $P_T$  は小さくなる。この違いは Effective Mass, Missing  $E_T$  などの違いも説明できると考えられる。よって、この  $P_T$  分布から各ビンの値をそれぞれ割って W boson の  $P_T$  のウェイト関数 (図 8.14) を作り、コントロールサンプルに適用する。コントロールサンプルは 1 lepton を要求しているので、W boson の  $P_T$  はビジブルな lepton と Missing  $E_T$  から計算できる。

$$P_T(Wboson) = \sqrt{(P_{X,l} + \cancel{E}_X)^2 + (P_{Y,l} + \cancel{E}_Y)^2} \quad (8.1)$$

この手法の概念図を図 8.15 に示す。

図 8.16, 図 8.17 に補正前とウェイト関数による補正後の分布の比較を載せる。

Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  に残る数は補正前が  $44.7 \pm 6.7$ (実),  $103 \pm 11$ (評価) に対して補正後は  $45.2 \pm 5.0$ (評価) と大幅に改善する。

### $\tau$ lepton

この場合は Effective Mass と Missing  $E_T$  において実バックグラウンドと評価バックグラウンドはわずかにずれる。前述したとおり、 $\tau$  はソフトな  $e, \mu$  に崩壊したり、余分な neutrino を放出するのでこの補正を行わなければならない。

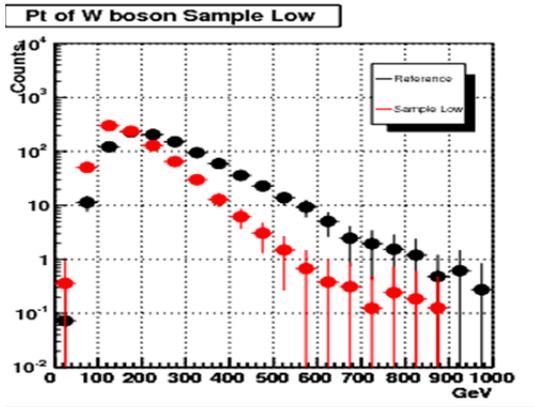


図 8.13: W boson の  $P_T$  分布。黒がコントロールサンプル、赤がアクセプタンス外の分布である。

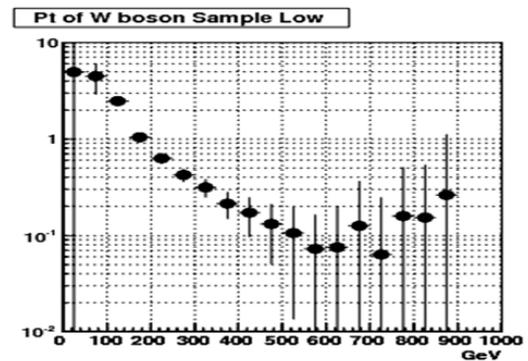


図 8.14: ウェイト関数

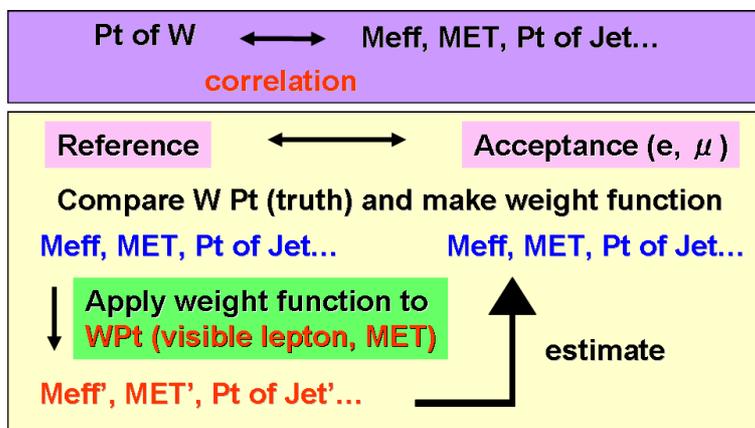


図 8.15: アクセプタンス外の評価の流れ

$\tau$  の場合もソフトな lepton を放出するときは W boson の  $P_T$  が小さくなるので、アクセプタンス外のときと同様に W boson の  $P_T$  を用いた補正をしなければならない。ハドロン崩壊のときは W boson の  $P_T$  は大きくてもよいので、厳密に同じとはいえないが、ウェイト関数にこの効果も組み込む。さらに、 $\tau$  の場合は追加の neutrino も発生するので、Missing  $E_T$  に操作が必要である。今回はウェイト操作後にビジブルな lepton の  $P_T$  の 50% を neutrino に足して、Missing  $E_T$  を再計算した。

操作後の分布は図 8.18, 図 8.19 のように非常に一致する。

Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  に残る数は補正前が  $104 \pm 10$ (実),  $159 \pm 16$ (評価) に対して補正後は  $102 \pm 8.0$ (評価) と大幅に改善する。

### isolation

この場合は Effective Mass と Missig  $E_T$  分布において、実バックグラウンドと評価したバックグラウンドの分布はほとんど同じになる。(図 8.20) もともと、これは割合が小さくほぼ無視できると考えられるので、これに関しては何の操作も行わない。

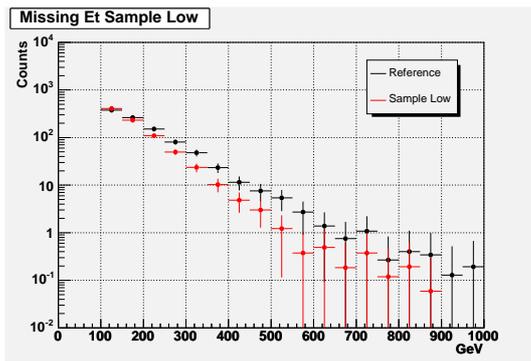


図 8.16: アクセプタンス外の分布の評価

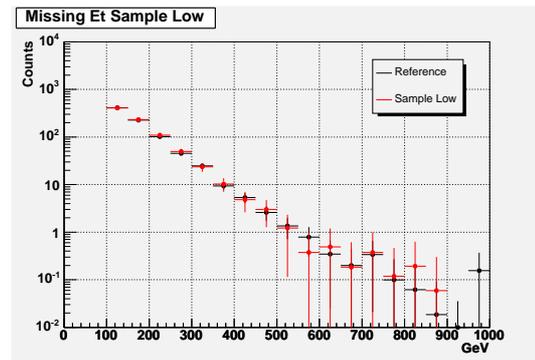


図 8.17: 補正後のアクセプタンス外の分布の評価

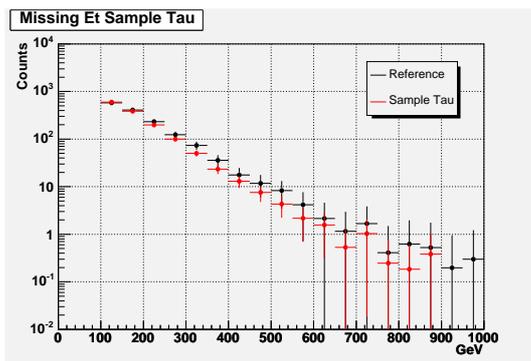


図 8.18:  $\tau$  lepton の分布の評価

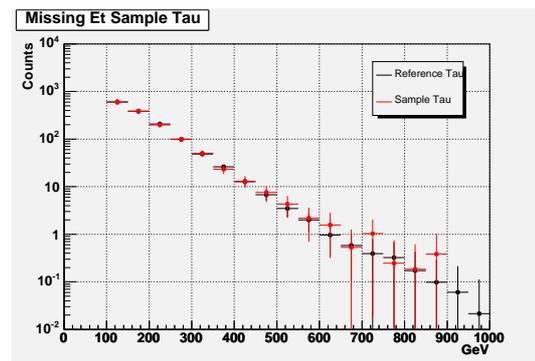


図 8.19: 補正後の  $\tau$  lepton の分布の評価

## まとめ

以上、全てまとめると、図 8.21 のように非常によく一致する。Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  に残る数は補正前が  $157 \pm 13$ (実),  $274 \pm 28$ (評価) に対して補正後は  $169 \pm 13$ (評価) と大幅に改善する。

この方法は、ウェイト関数の導出と、0 lepton になるそれぞれの割合を求める 2 箇所まで MC Truth 情報を用いている。また、1 lepton モードのコントロールで W プロセスをうまく反映させる必要がある。この反映の手法については現在調べられているところである。

## 8.2.2 Z プロセスの評価

0 lepton モードでの  $Z(\rightarrow \nu\nu)$  バックグラウンドを評価する。これを評価する方法として、キネマティクスが同じな 2 つのコントロールサンプルを使う方法が考えられる。

1. Drell-Yan プロセス ( $Z \rightarrow ee, \mu\mu$ )
2.  $W \rightarrow l\nu$

### Drell-Yan プロセス

$Z \rightarrow \nu\nu$  を見積もるために  $Z \rightarrow \mu\mu$  を用いる。これは muon を neutrino に置き換えるのと同じになり、キネマティクスも等しいので、評価するのに適している。(図 8.22)

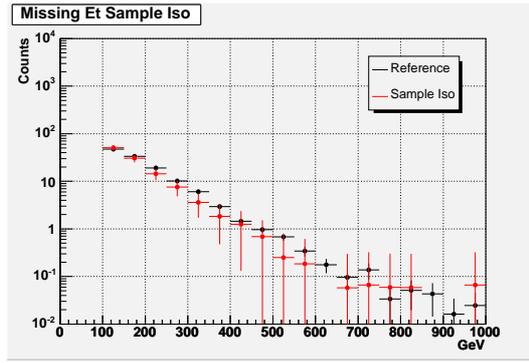


図 8.20: isolation

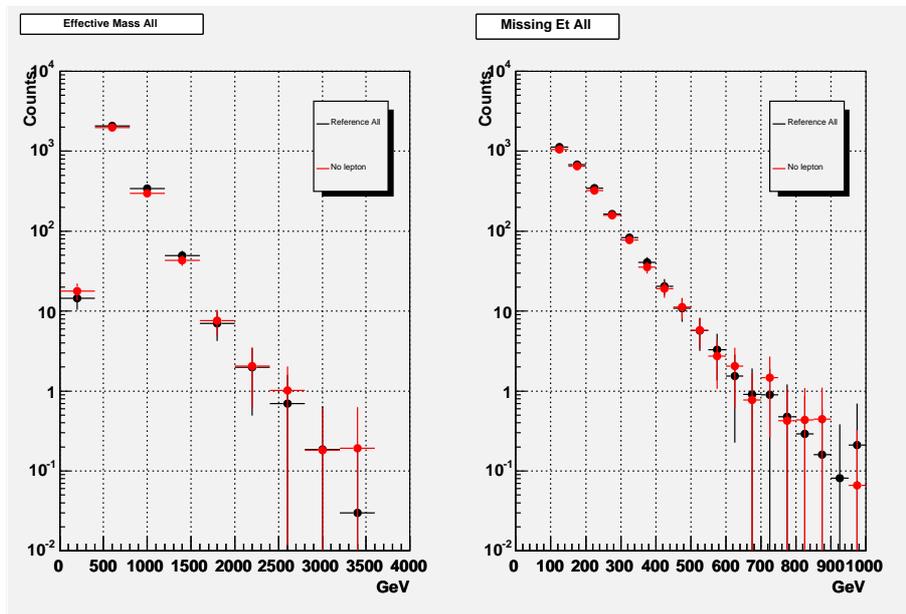


図 8.21: 補正後の 0 lepton モードにおける W プロセスの評価。左が Effective Mass, 右が Missing  $E_T$  分布である。赤が実バックグラウンド、黒が評価したバックグラウンドを示す。

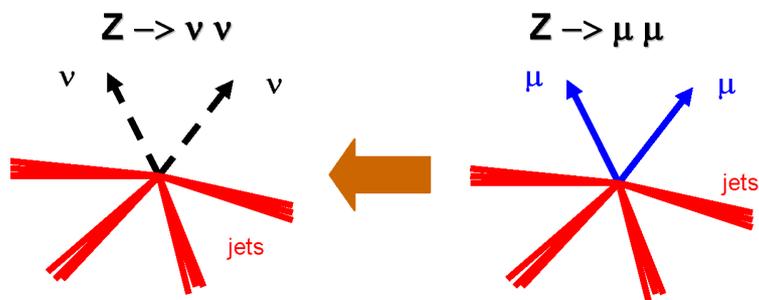


図 8.22: Drell-Yan プロセスを用いた  $Z \rightarrow \nu\nu$  の評価のイメージ

$Z \rightarrow \nu\nu$  では Missing  $E_T$  カットとして、

$$\cancel{E}_T = P_T(\nu\nu) > \max(100\text{GeV}, M_{eff}(\cancel{E}_T)) \quad (8.2)$$

が用いられたが、これを

$$\cancel{E}'_T = P'_T(\mu\mu) > \max(100\text{GeV}, M_{eff}(\cancel{E}'_T)) \quad (8.3)$$

に変更する。このとき、 $Z \rightarrow \mu\mu$  のほうは muon の再構成の効率についての補正も必要である。補正後に比較すると、図 8.23 の Missing  $E_T$  分布のようによく一致する。Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  で残る数は、 $157 \pm 13$ (実),  $142 \pm 39$ (評価) となる。ただし、 $Z \rightarrow \mu\mu$  は統計量が小さいので評価も制限される。

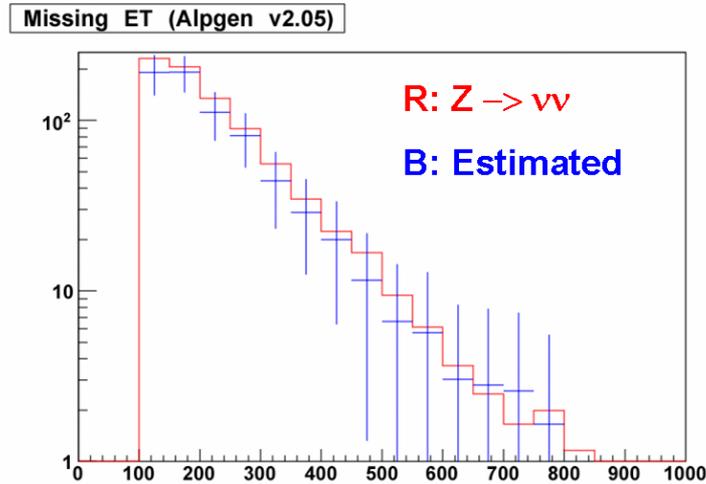


図 8.23: Drell-Yan プロセスを用いた評価

$W \rightarrow l\nu$  を用いた方法

$W \rightarrow \mu\nu$  を用いても、同様に muon を neutrino に置き換えることにより評価することができる。

Missing  $E_T$  カットは、

$$\cancel{E}'_T = P'_T(\mu\nu) > \max(100\text{GeV}, M_{eff}(\cancel{E}'_T)) \quad (8.4)$$

に変更し、 $W \rightarrow \mu\nu$  のほうは muon の再構成の効率についての補正もおこなう。補正後に比較すると図 8.24 の Missing  $E_T$  分布のようによく一致する。Missing  $E_T > 300\text{GeV}$  で残る数は、 $157 \pm 13$ (実),  $167 \pm 12$ (評価) となる。 $W \rightarrow \mu\nu$  は統計量が  $Z \rightarrow \mu\mu$  に比べて 10 倍大きいのでよりよい精度で評価することが可能となる。

### 8.2.3 MC の系統誤差を用いた W,Z の評価

前 2 節においては、W,Z 個々に評価したが、この手法ではこれらのキネマティックスの同一性を利用して、MC を用いて評価する。

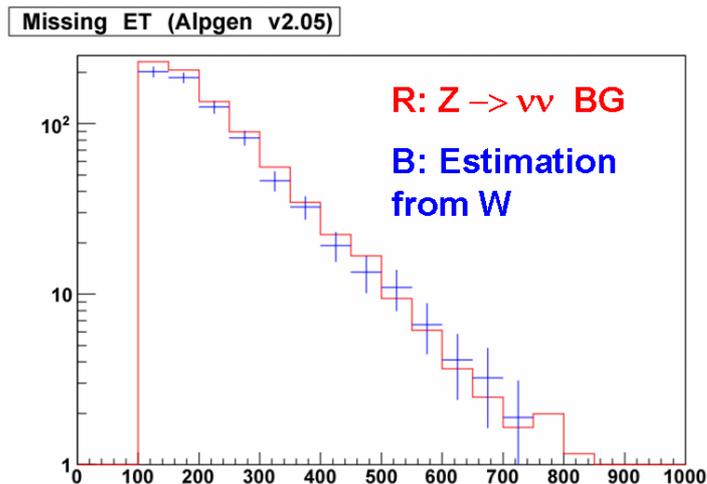


図 8.24:  $W \rightarrow l\nu$  を用いた評価

前章で説明したように、バックグラウンドにはさまざまな系統誤差がある。これらは、Effective Mass, Missing  $E_T$  などの分布は変えないが、分布の規格化に影響を与える。例えば、オリジナルサンプルに比べて、renormalization スケールを  $1/2$  にしたものはトータルイベント数が  $70\%$  増しとなる。これら系統誤差サンプルをミックスさせたものを実データとみなす。このミックスサンプルを pseudo データと呼ぶ。pseudo データとオリジナルサンプルを比較して規格化スケールを算出するという算段である。

図 8.25 に評価の流れを示す。まず、 $Z \rightarrow ll$  のオリジナルサンプルと pseudo データを用いて、規格化スケールを求める。このスケールは  $Z \rightarrow \nu\nu$ ,  $W \rightarrow l\nu$  の場合と等しいと考えられるので同じスケールをオリジナルサンプルに適用する。最後に  $Z \rightarrow \nu\nu$ ,  $W \rightarrow l\nu$  それぞれの場合において実データとみなせる pseudo データと比較して、この手法の是非を確認する。

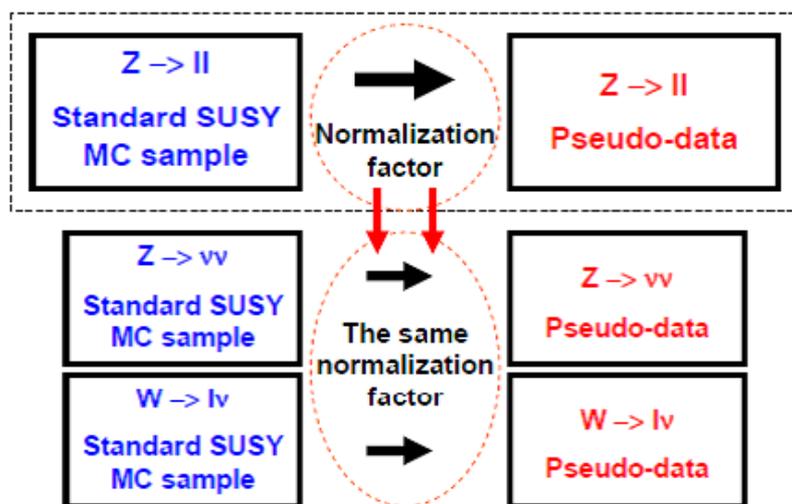


図 8.25: MC の系統誤差を用いた手法

図 8.26 は  $Z \rightarrow ll$  における規格化スケールである。規格化スケールは  $N_{data}/N_{MC}$  であり、

$Z \rightarrow ee$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$  それぞれの場合において求めた。 $Z \rightarrow ee$  の場合は  $1.27 \pm 0.21$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$  の場合は  $1.34 \pm 0.23$  であり、合わせて  $1.31 \pm 0.15$  となる。

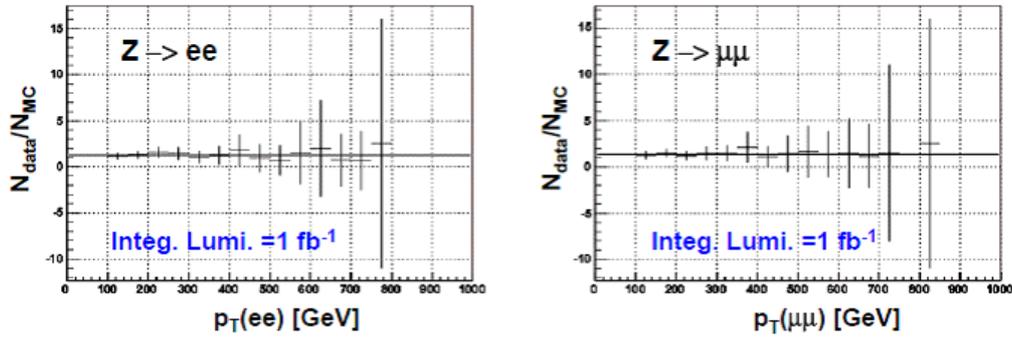


図 8.26:  $Z \rightarrow ll$  における規格化スケールの  $P_T(ll)$  依存性

この規格化スケールを  $Z \rightarrow \nu\nu$ ,  $W \rightarrow l\nu$  に適用し、pseudo データと比較したものが、図 8.27 ~ 図 8.28 である。Missing  $E_T > 300 \text{ GeV}$  以上で、 $Z \rightarrow \nu\nu$  の場合は  $230 \pm 15$  (pseudo データ)、 $200 \pm 23$  (評価)、 $W \rightarrow l\nu$  の場合は  $190 \pm 14$  (pseudo データ)、 $185 \pm 21$  (評価) となり、よく一致しているといえる。今回は leading order での計算であるが、この方法ではさらに higher order の寄与を考察することが重要である。

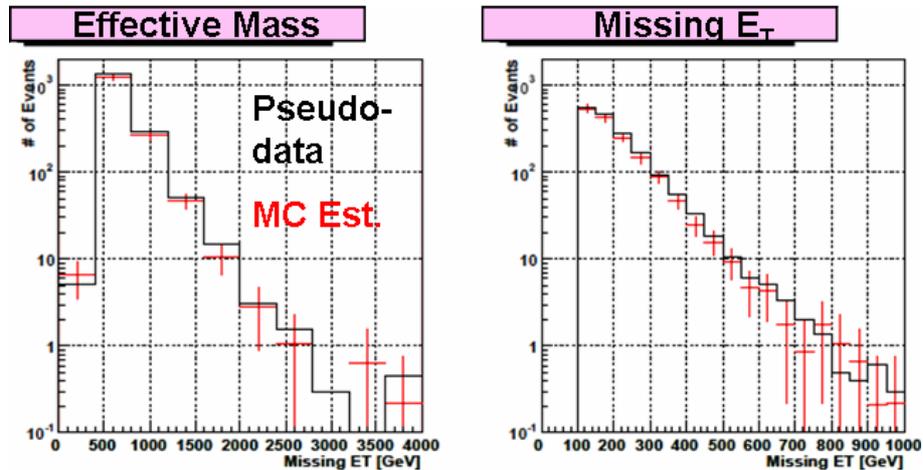


図 8.27:  $Z \rightarrow \nu\nu$  の評価。左が Effective Mass, 右が Missing  $E_T$  分布である。

#### 8.2.4 $t\bar{t}$ プロセスの評価

$t\bar{t}$  プロセスに関しては現在研究が進められている。 $t\bar{t}$  プロセスも  $W$  プロセスの場合と同様に、lepton が何らかの理由で検出されなくなっているため、同じような補正をかければ 1 lepton モードのコントロールサンプルから 0 lepton モードの分布が見積もれると考えられる。よって、ここではコントロールサンプルに  $t\bar{t} + jets$  を反映させる方法を簡単に説明する。

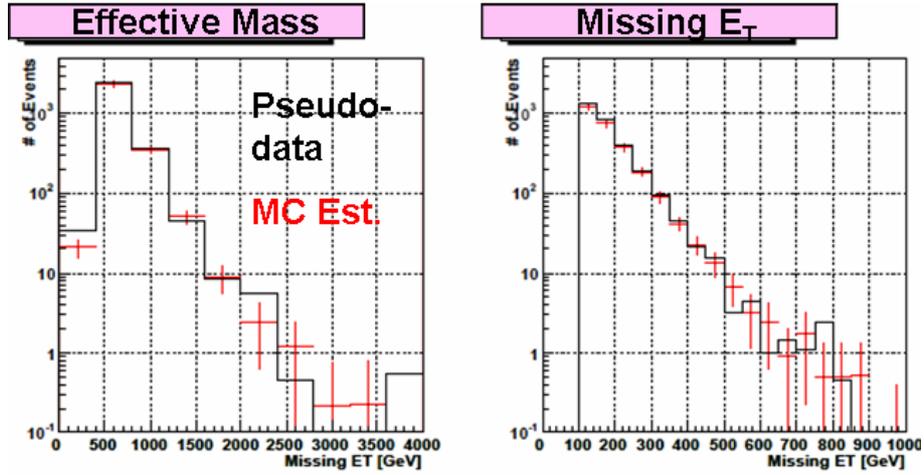


図 8.28:  $W \rightarrow l\nu$  の評価。左が Effective Mass, 右が Missing  $E_T$  分布である。

### top の質量構成

バックグラウンドの中から  $t\bar{t} + jets$  を選択する一般的な方法は、top の質量を組むことである。1 lepton の場合を選び、lepton と neutrino の不変質量が W boson の質量になるように組み、さらに jet を用いて、レプトンサイドの  $m_{top,lep}$ 、ハドロンサイドの  $m_{W,had}$ 、 $m_{top,had}$  を

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{top,lep} - m_{top}}{\sigma_{top,lep}}\right)^2 + \left(\frac{m_{top,had} - m_{top}}{\sigma_{top,had}}\right)^2 + \left(\frac{m_{W,had} - m_W}{\sigma_{W,had}}\right)^2 \quad (8.5)$$

が最も小さくなるように選ぶ。ただし、この方法は統計量が小さくなってしまふほか、jet マルチプリシティが大きいとき、 $W + jets$  の寄与もある程度拾ってしまう欠点がある。

### 8.2.5 MC を用いた fitting

ここまでは各バックグラウンドプロセスについて同じサンプルから評価してきたが、コントロールサンプルを用いるために、実際の実験では 1 lepton mode で W を反映させなければならない。現在この方法が調べられているが、まだうまくいっている方法は見つかっていない。本論文ではバックグラウンドの評価を発見能力に還元するに当たって、MC を用いたフィッティングで評価する方法を用いる。

MC はさまざまな不定性があるが、それは規格化に関するものであり、分布の形はある程度信頼できる。したがって、分布の形を信頼し規格化スケールを変化させて、実データにフィットさせる。実データは SUSY シグナルが含まれたものを用いる。

しかし、最適化後の分布では、バックグラウンドが十分小さくなっていて、フィットが意味のない場合が数多くあるのは容易に予想できる。バックグラウンドがシグナルに比べて優勢になるのはおよそ Effective Mass が 800 GeV 以下の領域である。したがって以下の 2 通りの場合に分けてバックグラウンドを見積もる。

#### 1. low $M_{eff}$ ( $< 800 \text{ GeV}$ ) にイベントがある場合

この場合は最も小さな  $M_{eff}$  を与えるビンにバックグラウンドをフィットさせる。バックグラウンドのウェイトは MC で見積もり、SUSY を含んだ実データにスケールさせる。

2. low  $M_{eff}$  ( $<800\text{GeV}$ ) にイベントがない場合

このような場合、大抵バックグラウンドはシグナルに埋もれてしまうので、フィットは困難である。よって、バックグラウンドのイベント数はMC の値を用いることにする。

### 8.2.6 0 lepton mode でのバックグラウンドの評価を考慮した発見能力

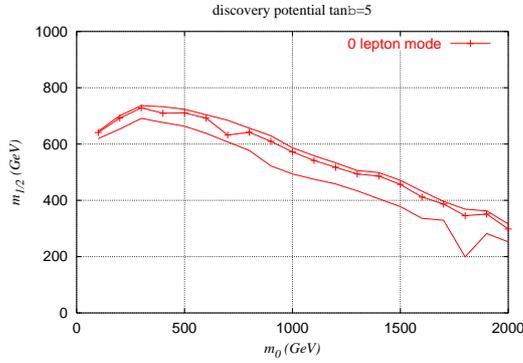


図 8.29: BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 5$ )

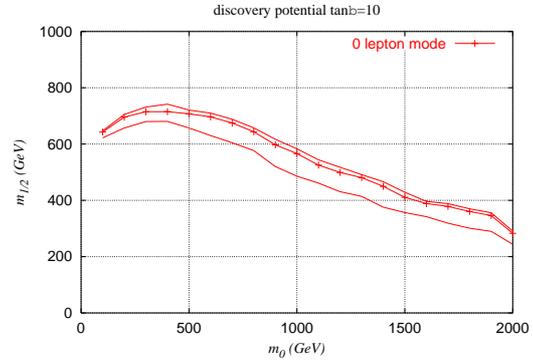


図 8.30: BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 10$ )

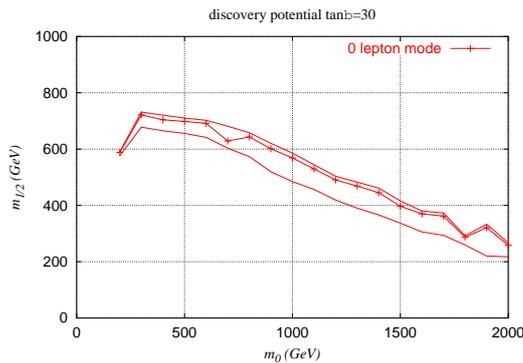


図 8.31: BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 30$ )

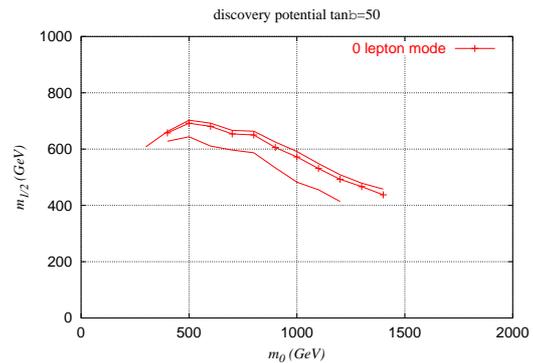


図 8.32: BG 評価後の 0l mode 発見能力 ( $\tan \beta = 50$ )

ここでは実際に上記の方法を用いてバックグラウンドの見積もりを行い、発見能力に与える影響を検証する。前節のMC フィットングを用いた方法で見積もったものが図 8.29 ~ 図 8.32 である。バックグラウンドが増えるのでシグニフィカンスが下がり発見能力は低下する。ただ、バックグラウンドの効果はルートでしか効かないため、大きな低下ではない。前章の結果と比較すると、 $m_{1/2}$  で 50GeV 程度悪化していることがわかる。 $M_{SUSY}$  に換算した発見能力の低下は 10 % 未満であり、 $M_{SUSY} \sim 1.4\text{TeV}$  の SUSY が発見可能である。

## 第9章 まとめ

本論文では、ATLAS 実験初期データを用いての SUSY 発見を目指すために系統誤差の評価、セレクションの最適化、そしてバックグラウンドの評価を通して  $1fb^{-1}$  の SUSY の発見能力を見積もった。

### 系統誤差の評価

モンテカルロシミュレーションにはさまざまな系統誤差がある。そのうち Generator レベルでの  $P_T$  のカットが最も大きな不定性を与え、バックグラウンドが最大 2 倍程度になることがわかった。

### バックグラウンドの評価

0 lepton mode では、 $W$ ,  $Z$ ,  $t\bar{t}$  が主なバックグラウンドとなる。系統誤差が大きいいため、できるだけ実際のデータを用いて見積もる方法を考えた。また、そのほかにモンテカルロデータだけを用いて見積もる方法も実践した。いずれの場合もよく予測できることがわかった。

1 lepton mode は  $W$ ,  $t\bar{t}$  が主なバックグラウンドである。横運動質量 (Transverse Mass,  $M_T$ ) の大小によって 2 つのサンプルに分け、 $M_T < 100\text{GeV}$  のものから  $M_T > 100\text{GeV}$  のものを見積もった。SUSY シグナルを考慮しても  $\cancel{E}_T > 300\text{GeV}$  に残る数をファクター 2 倍の違いで予測できることがわかった。

### SUSY 発見能力

セレクションの最適化と系統誤差を考えた場合、 $M_{SUSY} \sim 1.4\text{TeV}$  まで発見可能であることがわかった。見積もったバックグラウンドで調べた場合も、 $m_0 - m_{1/2}$  平面で  $m_{1/2}$  で  $50\text{GeV}$  程度悪化するだけで、発見可能な  $M_{SUSY}$  に与える影響は 10% 以下であることがわかった。

### Missing $E_T$ validation

Missing  $E_T$  は SUSY の発見に非常に重要な物理量であり、これを実験初期に検証する方法を示した。ミニマムバイアスイベントと  $W$ +jets の Transverse Mass を用いると、Missing  $E_T$  の分解能を  $\sum E_T \sim 600\text{GeV}$  まで 10% 以下のエラーで決められることがわかった。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、助言と指導をして下さった小林富雄教授に深く感謝いたします。また、浅井祥仁助教授には、物理や検出器、物理解析など様々な指導をして頂きました。心より感謝いたします。

田中純一氏には解析に関する指導で大変お世話になりました。金谷奈央子氏には Missing  $E_T$  の解析で大変お世話になりました。また、陣内修氏には lepton ID やイベント生成など親身に教えていただきました。その他、解析グループの方々からは有益なアドバイスをたくさんいただきました。本当にありがとうございました。

研究を円滑に進められるように計算機を整えてくださった、真下哲郎氏、上田郁夫氏に深く感謝しております。また ATLAS JAPAN グループの皆様にはいろいろなアドバイスをいただきました。どうもありがとうございました。

同期である兼田充君、桑原隆志君、是木玄太君、西村康宏君、森田裕一君のおかげで有意義な研究生活を過ごすことができました。また研究室の皆様にもいろいろお世話になりました。ありがとうございました。

秘書の湯野栄子さん、伊藤千代さん、小野涼子さん、塚本郁絵さんには大変お世話になりました。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] ATLAS collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume1, CERN/LHCC/99-14 ATLAS TDR 15, 25 MAY 1999.
- [2] ATLAS collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume2, CERN/LHCC/99-15 ATLAS TDR 15, 25 MAY 1999.
- [3] ATLAS collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40 ATLAS TDR 14, 23 Jan 1997
- [4] ATLAS HLT and DAQ, <http://www.slac.stanford.edu/exp/atlas/tdaq/index.html>
- [5] D.R.Tovey, Inclusive SUSY Searches and Measurements at ATLAS, SHEF-HEP/02-4,
- [6] B.Abbott *et al*, Measurement of the W boson mass, Phys. Rev. **D** 52, 092003(1998)
- [7] S.P.Martin , A SUPERSYMMETRY PRIMER, hep-ph/9709376
- [8] geant4 homepage <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [9] Pythia homepage <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [10] Alpgen homepage <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/>
- [11] ISAJET homepage <http://www.hep.fsu.edu/~isajet/>
- [12] HERWIG homepage <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/>
- [13] Jimmy homepage <http://projects.hepforge.org/jimmy/>
- [14] Mangano's homepage <http://mlm.home.cern.ch/mlm/>
- [15] ATLAS SUSY WG <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/SUSYWorkingGroup>
- [16] ATLAS Jet/EtMiss WG <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/JetEtMiss>
- [17] ATLAS Internal Note, ATLFAST2.0 a fast simulation package for ATLAS