

修士学位論文

ATLAS 実験における超対称性の発見能力に関する研究

東京大学 大学院
理学系研究科 物理学専攻
浅井研究室

岸本 圭司

2008年1月8日

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) 計画が 2008 年の実験開始を目指して進行中である。LHC は重心系衝突エネルギーが 14TeV という史上最高エネルギーをもつ加速器であり、未知なる物理現象の発見を確実に実現するものとして期待されている。LHC 計画の中核をなす実験に ATLAS 実験がある。ATLAS 実験の主要な目的は、Higgs 粒子、及び超対称性などの標準理論を超える新物理を発見することである。

本論文では、ATLAS 実験における超対称性 (SUSY) 探索に関して、特に実験開始 1 年以内に到達可能なデータ量である $1fb^{-1}$ での SUSY の発見能力に関して述べる。本研究の目的は、任意の SUSY モデル (ただし、特殊なものを除く) の発見能力を評価することである。SUSY の発見能力評価における本研究の主な特徴を以下に列挙する。

1. 従来、ATLAS での発見能力評価は、イベントセレクションを最大限に最適化することにより行われてきたが、本研究ではよりシンプルな最適化法によって求めた、より実践的なイベントセレクションによって SUSY の発見能力を評価した。

2. 提案されている様々な SUSY モデルの発見能力を評価するため、また、1 で述べたシンプルな最適化方法が様々なモデルに対して有効であることを検証するため、SUSY モデルとして最もよく研究されている mSUGRA モデル以外に、他の 3 つのモデル (NUHM モデル、GMSB モデル、AMSB モデル) の発見能力を評価した。

3. これら 4 つのモデルの発見能力を評価した上で、より一般的に、SUSY 粒子の質量スペクトルと SUSY の発見能力の関係を考察することで、SUSY が発見可能であるためには、どのような条件が成立していれば良いのか調査した。

この結果、 $1fb^{-1}$ のデータ量で、あるいくつかの仮定を満たす任意の SUSY モデルが ATLAS 実験において発見可能である、という結論が得られた。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	標準理論	1
1.2	大統一と超対称性	2
1.3	LHC	4
1.4	本論文の構成	5
第 2 章	超対称性モデル	6
2.1	SUSY の破れのモデルと SUSY 粒子の質量	6
2.1.1	mSUGRA	7
2.1.2	NUHM	9
2.1.3	GMSB	9
2.1.4	AMSB	10
2.2	SUSY 粒子の生成	11
2.2.1	squark,gluino の対生成	11
2.2.2	neutralino, chargino の直接生成	11
2.3	SUSY 粒子の崩壊	12
2.3.1	mSUGRA	13
2.3.2	NUHM	14
2.3.3	GMSB	14
2.3.4	AMSB	14
2.4	SUSY の発見に用いられる観測量	16
2.4.1	missing E_T	16
2.4.2	jet P_T と jet 数	16
2.4.3	effective mass	17
2.4.4	transverse sphericity	19
2.4.5	lepton 数と transverse mass	19
第 3 章	ATLAS 検出器	20
3.1	マグネットシステム	21
3.2	内部飛跡検出器	21
3.3	カロリメータ	22
3.3.1	電磁カロリメータ	23
3.3.2	ハドロンカロリメータ	23
3.4	ミュオン検出器	25
3.5	トリガー	26
3.5.1	レベル1トリガー	26
3.5.2	ハイレベルトリガー	27

第 4 章	検出器シミュレーションと事象の再構成	28
4.1	Full シミュレーション	28
4.1.1	Lepton の再構成	28
4.1.2	Jet の再構成	29
4.1.3	missing E_T	30
4.2	Fast シミュレーション	31
4.2.1	Lepton の再構成	31
4.2.2	Jet の再構成	32
4.2.3	missing E_T の再構成	32
第 5 章	SUSY シグナルとバックグラウンド事象の生成	33
5.1	SUSY シグナル	33
5.1.1	mSUGRA	33
5.1.2	NUHM	34
5.1.3	GMSB	35
5.1.4	AMSB	36
5.2	バックグラウンド	37
5.2.1	バックグラウンドの種類	37
5.2.2	ジェネレーター	37
第 6 章	解析の最適化と SUSY の発見能力	40
6.1	TDR カットと解析の場合分け	40
6.2	カットの最適化	42
6.2.1	Full Optimization	42
6.2.2	mE_T Optimization	43
6.3	SUSY の発見能力と mE_T Optimization のパフォーマンス	46
6.3.1	mSUGRA	46
6.3.2	NUHM	54
6.3.3	GMSB	57
6.3.4	AMSB	62
第 7 章	SUSY 粒子の質量スペクトルと SUSY の発見能力	67
7.1	SUSY 粒子の崩壊経路が発見能力に与える影響	67
7.1.1	\tilde{W} の質量が発見能力に与える影響	67
7.1.2	\tilde{l} の質量が発見能力に与える影響	71
7.1.3	μ の値が発見能力に与える影響	74
7.2	M_{susy} と LSP の質量の差と SUSY の発見能力	80
7.2.1	発見能力の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)	80
7.2.2	発見能力の $M_{susy}, \Delta m$ 依存性	83
第 8 章	まとめ	84
付 録 A	Full シミュレーションによる調査	85
A.1	efficiency	85
A.2	Energy scale と resolution	86

付録 B Discovery Reach の導出法	89
付録 C $0.1fb^{-1}, 10fb^{-1}$ のデータ量を用いた場合の SUSY の発見能力	90
付録 D 系統誤差を含めた場合の SUSY の発見能力	91

目次

1.1	クォーク、レプトン、ゲージ粒子	1
1.2	標準理論に登場する粒子とそのスーパーパートナー	3
1.3	GUT スケールにおける力の大統一	3
1.4	LHC 加速器	4
1.5	CMS	4
1.6	Alice	4
1.7	LHC-B	4
2.1	mSUGRA における SUSY 粒子の質量の発展	7
2.2	mSUGRA($\tan\beta=10$) での \tilde{q}, \tilde{g} の質量	8
2.3	\tilde{q}, \tilde{g} の生成	11
2.4	$\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ の生成	11
2.5	SUSY 粒子の崩壊例	12
2.6	\tilde{q}, \tilde{g} の崩壊	12
2.7	$\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の崩壊	13
2.8	SUSY シグナルとバックグラウンドの mE_T 分布	16
2.9	SUSY シグナルとバックグラウンドの $1stjetP_T$ 分布	17
2.10	SUSY シグナルとバックグラウンドの N_{jet} 分布	17
2.11	M_{eff} と SUSY 粒子の崩壊	18
2.12	effective mass のピークと M_{susy} の相関図 (mSUGRA の場合)	18
2.13	SUSY シグナルとバックグラウンドの M_{eff} 分布	18
2.14	SUSY シグナルと QCD バックグラウンドの S_T 分布	19
3.1	ATLAS 測定器	20
3.2	ATLAS のマグネットシステム	21
3.3	内部飛跡検出器の構造	22
3.4	ATLAS 検出器のカロリメータ	23
3.5	電磁カロリメータ (バレル部) の構造	24
3.6	タイルカロリメータ (バレル部)	24
3.7	ハドロンカロリメータ (エンドキャップ部)	25
3.8	ミュオン検出器の全体図	26
3.9	ミュオン検出器 (R-Z 断面図)	26
3.10	ミュオン検出器による運動量分解能	27
5.1	生成した mSUGRA シグナルの生成断面積	33
5.2	生成した mSUGRA, NUHM シグナルの $m_{1/2}, \mu$ の値	34
5.3	生成した NUHM シグナルの生成断面積	35
5.4	生成した GMSB シグナルの生成断面積	35

5.5	生成した AMSB シグナルの生成断面積	36
5.6	Matrix Element と Parton shower	38
5.7	Factorization スケール	39
6.1	TDR カットにおけるバックグラウンドの N_{lepton} 分布	41
6.2	mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV$) の mE_T 分布 (0lepton モード)	43
6.3	発見可能な M_{susy} の値と最適化された mE_T カットの関係 (mSUGRA,0lepton モード)	44
6.4	mE_T Opt で最適化したカットにおける mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV$) の mE_T 分布 (0lepton モード)	44
6.5	mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV$) における mE_T カット (mE_T Opt) と Significance の関係 (0lepton モード)	44
6.6	mSUGRA の Discovery Reach(Full Opt)	46
6.7	TDR カットにおける mSUGRA の N_{lepton} 分布 ($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV$)	47
6.8	mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV$) の mE_T 分布 (1lepton モード)	47
6.9	mSUGRA の mE_T Opt のパフォーマンス	48
6.10	mSUGRA の Discovery Reach(実線が mE_T Opt、破線が Full Opt)	49
6.11	TDR カットにおける mSUGRA ($m_0 = 800GeV, m_{1/2} = 150, 450GeV$) の mE_T 分布	49
6.12	mSUGRA 0lepton モードの最適 mE_T カット	50
6.13	mSUGRA 1lepton モードの最適 mE_T カット	50
6.14	TDR カットにおける mSUGRA ($m_0 = 800GeV, m_{1/2} = 150, 450GeV$) の $1stjetP_T$ 分布	50
6.15	mSUGRA の最適 $1stjetP_T$ カット	51
6.16	mSUGRA の最適 $4thjetP_T$ カット	51
6.17	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, \tan\beta = 5, 30$) の (a) mE_T 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布	52
6.18	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, \tan\beta = 5, 30$) の (a) N_{lepton} 分布、(b) N_{jet} 分布	52
6.19	mSUGRA($\tan\beta = 5, 30$) の Discovery Reach(mE_T Opt、実線が $\tan\beta = 5$ 、破線が $\tan\beta = 30$)	53
6.20	カットかける前の mSUGRA, NUHM($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 650GeV$) の (a) $1stjetP_T$ 分布、(b) N_{jet} 分布	55
6.21	TDR カット後の mSUGRA, NUHM($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 650GeV$) の N_{lepton} 分布	55
6.22	NUHM と mSUGRA の Discovery Reach(mE_T Opt、実線が NUHM、破線が mSUGRA)	56
6.23	NUHM の mE_T Opt のパフォーマンス	56
6.24	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 200GeV, m_{1/2} = 450GeV$), GMSB($\Lambda = 30TeV, \tan\beta = 10$) の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布	57
6.25	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 200GeV, m_{1/2} = 450GeV$), GMSB($\Lambda = 30TeV, \tan\beta = 10$) の (a) $1stjetP_T$ 分布、(b) $4thjetP_T$ 分布	58
6.26	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 200GeV, m_{1/2} = 450GeV$), GMSB($\Lambda = 30TeV, \tan\beta = 10$) の (a) N_{jet} 分布、(b) mE_T 分布	58

6.27	GMSB の Discovery Reach (実線が m_{E_T} Opt、破線が Full Opt)	59
6.28	TDR カットにおける GMSB($\Lambda = 35TeV, \tan\beta = 10, 40$) の (a) N_{lepton} 分布、 (b) N_{jet} 分布	59
6.29	GMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンス	60
6.30	GMSB($\Lambda = 25TeV, \tan\beta = 10$) の $1stjetP_T$ 分布 (0lepton モード) (a) m_{E_T} Opt で最適化したカット、(b)Full Opt で最適化したカット	61
6.31	GMSB($\Lambda = 25TeV, \tan\beta = 10$) の $1stjetP_T$ 分布 (1lepton モード) (a) m_{E_T} Opt で最適化したカット、(b)Full Opt で最適化したカット	61
6.32	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 700GeV, m_{1/2} = 450GeV$), AMSB($m_0 =$ $700GeV, m_{3/2} = 45TeV$) の (a) $1stjetP_T$ 分布、(b) $4thjetP_T$ 分布	63
6.33	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 700GeV, m_{1/2} = 450GeV$), AMSB($m_0 =$ $700GeV, m_{3/2} = 45TeV$) の (a) m_{E_T} 分布、(b) N_{lepton} 分布	63
6.34	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 1400GeV, m_{1/2} = 350GeV$), AMSB($m_0 =$ $1500GeV, m_{3/2} = 35TeV$) の (a) $1stjetP_T$ 分布、(b) $4thjetP_T$ 分布	64
6.35	カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 1400GeV, m_{1/2} = 350GeV$), AMSB($m_0 =$ $1500GeV, m_{3/2} = 35TeV$) の (a) m_{E_T} 分布、(b) N_{lepton} 分布	64
6.36	AMSB の Discovery Reach (実線が m_{E_T} Opt、破線が Full Opt)	65
6.37	AMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンス (a)0lepton モード、(b)1lepton モード	66
6.38	AMSB の最適 $4thjetP_T$ カット (a)0lepton モード、(b)1lepton モード	66
7.1	$m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990GeV$ の場合の概念図	68
7.2	カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させた 場合)	68
7.3	カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) m_{E_T} 分布 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させ た場合)	69
7.4	カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($m(\tilde{W})$ の値を変化 させた場合)	69
7.5	$m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990GeV$ の場合の概念図	71
7.6	カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた場 合 1)	72
7.7	カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) m_{E_T} 分布 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた 場合 1)	72
7.8	カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($m(\tilde{l})$ の値を変化さ せた場合 1)	73
7.9	カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 1000GeV$ で μ の 値を変化させた場合)	75
7.10	カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) m_{E_T} 分布 ($m(\tilde{t}) = 1000GeV$ で μ の 値を変化させた場合)	76
7.11	カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 1000GeV$ で μ の値を変化させた場合)	76
7.12	カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 800GeV$ で μ の 値を変化させた場合)	77
7.13	カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) m_{E_T} 分布 ($m(\tilde{t}) = 800GeV$ で μ の 値を変化させた場合)	78

7.14	カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 800GeV$ で μ の値を変化させた場合)	78
7.15	$1stjetP_T, 4thjetP_T$ の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)	81
7.16	$1stleptonP_T, mE_T$ の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)	81
7.17	カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)	81
7.18	カットをかける前の (a) mE_T 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)	82
7.19	Sig の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合) (a)0lepton モード、(b)1lepton モード	82
7.20	$M_{susy} - \Delta m$ 平面における SUSY の Discovery Reach(mE_T Opt)	83
A.1	Electron efficiency (a) P_T dependence ,(b) η dependence	85
A.2	Muon efficiency (a) P_T dependence ,(b) η dependence	86
A.3	Jet efficiency (a) P_T dependence ,(b) η dependence	86
A.4	P_X scale 分布 ($0 < \eta < 1.4, 70GeV < P_X < 80GeV$) (a)Single Gaussian ,(b)Double Gaussian	87
A.5	Sigma1 の P_X 依存性 ($0 < \eta < 1.4$)	87
A.6	Mean の P_X 依存性 ($0 < \eta < 1.4$) (a) $50GeV < P_X < 100GeV$ 領域のフィッティング ,(b) $100GeV < P_X < 450GeV$ 領域のフィッティング	88
B.1	mSUGRA の 0lepton モードの Significance(Full Opt)	89
B.2	mSUGRA の 0lepton モードの Significance($m_0 = 500GeV$ の場合、Full Opt)	89
C.1	mSUGRA の Discovery Reach($0.1fb^{-1}$)	90
C.2	mSUGRA の Discovery Reach($10fb^{-1}$)	90
D.1	mSUGRA の Discovery Reach(バックグラウンドの系統誤差を含む)	91

表 目 次

1.1	LHC 加速器の主なパラメーター	5
2.1	MSSM に登場する粒子	6
4.1	Atlfast における electron,muon の各パラメーターの値	31
5.1	各バックグラウンドプロセスの生成断面積と生成したイベント数	38
6.1	Full Optimization における各カットのスキャン変域	42
6.2	TDR カットと最適なカット (mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 450\text{GeV}$), 0lepton モード)	42
6.3	最適なカット (mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 450\text{GeV}$), 0lepton モード)	45
6.4	TDR カットと最適なカット (mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 450\text{GeV}$), 1lepton モード)	47
6.5	\tilde{g} の \tilde{t} , \tilde{b} への崩壊分岐比と \tilde{t} , \tilde{b} の質量 (mSUGRA($m_0 = 400$, $m_{1/2} = 450$))	52
6.6	\tilde{u}_R の崩壊分岐比 (mSUGRA, NUHM($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 650\text{GeV}$))	54
6.7	\tilde{u}_L の崩壊分岐比 (mSUGRA, NUHM($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 650\text{GeV}$))	54
6.8	TDR カット後の N_{lepton} の平均値 (mSUGRA, NUHM)	55
6.9	mSUGRA, GMSB の主な SUSY 粒子の質量 (GeV)	57
6.10	最適なカット (m_{E_T} Opt と Full Opt) (GMSB($\Lambda = 25\text{TeV}$, $\tan\beta = 10$), 0lepton モード)	60
6.11	最適なカット (m_{E_T} Opt と Full Opt) (GMSB($\Lambda = 25\text{TeV}$, $\tan\beta = 10$), 1lepton モード)	61
6.12	mSUGRA, AMSB の主な SUSY 粒子の質量 (GeV) (1)	62
6.13	mSUGRA, AMSB の主な SUSY 粒子の質量 (GeV) (2)	63
7.1	カットをかける前の各観測量の平均値 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させた場合)	68
7.2	\tilde{u}_L の崩壊分岐比 ($m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990\text{GeV}$ の場合)	69
7.3	TDR カット、及び m_{E_T} Opt における 0, 1lepton モードの Significance ($m(\tilde{W}) =$ $210, 400, 600, 800, 990\text{GeV}$ の場合)	70
7.4	カットをかける前の各観測量の平均値 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた場合 1)	72
7.5	TDR カット、及び m_{E_T} Opt における 0, 1lepton モードの Significance ($m(\tilde{l}) =$ $210, 250, 300, 350, 390, 600\text{GeV}$ の場合)	74
7.6	\tilde{u}_L の崩壊分岐比 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}$, $m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ の場合)	75
7.7	カットをかける前の各観測量の平均値 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}$, $m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ の場合)	75
7.8	TDR カット、及び m_{E_T} Opt における 0, 1lepton モードの Significance ($\mu =$ $300, 500, 700, 900\text{GeV}$, $m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ の場合)	76
7.9	\tilde{t} の崩壊分岐比 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}$, $m(\tilde{t}) = 800\text{GeV}$ の場合)	77

7.10	カットをかける前の各観測量の平均値 ($\mu = 300, 500, 700, 900 GeV, m(\tilde{t}) = 800 GeV$ の場合)	77
7.11	TDR カット、及び mE_T Opt における 0,1lepton モードの Significance ($\mu = 300, 500, 700, 900 GeV, m(\tilde{t}) = 800 GeV$ の場合)	79

第1章 序論

1.1 標準理論

「物質の根源は何か?」「それらの間に働く基本的な力は何か?」

このような我々の世界における最も基本的な問いに挑戦する素粒子物理学において、20世紀後半「標準理論 (Standard Model)」と呼ばれる理論体系が確立した。標準理論は、少なくとも現時点までに実験がなされたエネルギー領域においては、実験データをほぼ矛盾なく説明し、理論的にも自己矛盾のない閉じた理論体系だと見なされている。

標準理論は次の2つの前提からなる。

1. 物質の究極要素としての素粒子は、クォークとレプトンである。これらは、スピン $1/2$ をもつフェルミオンで、それぞれ6種類ずつ存在する。
2. 素粒子間の力は、電磁気力、弱い力、強い力であり、これらはゲージ粒子により媒介される。ゲージ粒子は、それぞれ光子、W粒子及びZ粒子、グルーオンであり、全てスピン1をもつボソンである (図 1.1)。

上記3つの力のうち、電磁気力と弱い力は Glashow, Weinberg, Salam の電弱理論 (Electroweak Theory) により統一的に記述され、一方、強い力はカラー荷を源とする量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) によって記述される。

電弱理論では、重いゲージ粒子 (W, Z 粒子) を取り入れて繰り込み可能な理論を構築するため、Higgs 場と呼ばれるスカラー場を仮定している。これによりスピン0のボソンである Higgs 粒子が予言されるが、これは標準理論の中にあって唯一未発見な粒子である。しかし、20世紀末に稼動した CERN の加速器 LEP (Large Electron Positron Collider) のデータから LHC で探索可能な領域に Higgs 粒子が存在する可能性は極めて高く、近い将来 LHC により発見されるものと期待されている。

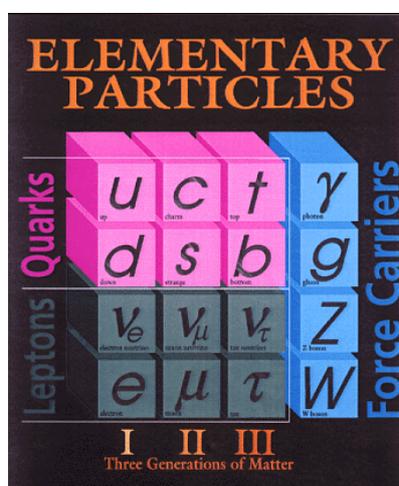


図 1.1: クォーク、レプトン、ゲージ粒子。クォークとレプトンは3世代構造をもつ。

1.2 大統一と超対称性

実験データを矛盾なく説明できるにも関わらず、標準理論が究極理論 (Theory of Everything) ではないことは明らかである。なぜなら、標準理論は審美性の観点からの以下のような疑問を解決していない。

「なぜ物質粒子にクォークとレプトンの2種類があるのか？」

「電弱強の3つ力の統一、すなわち“大統一”は可能か？」

この疑問に答えんとするのが大統一理論 (Grand Unified Theory, GUT) である。大統一が可能であるためには、あるエネルギースケール (GUT スケール) で3つの結合定数が一致する必要がある。このエネルギースケールはおよそ 10^{16} GeV と見積もられる。一方、電弱スケール (EW スケール) は 10^2 GeV であるため、ここで次のような新たな問題が生じる。

「なぜ、EW スケールと GUT スケールは、これ程大きく異なるのか？」

この問題は階層性問題 (hierarchy problem) と呼ばれており、これによりさらに Higgs 粒子の質量に関する次の問題が派生する。輻射補正を考慮した場合の Higgs 粒子の質量 m_h は、切断パラメーター Λ の2乗に比例する項を用いて次のように表される。

$$m_h^2 = m_h^2(\text{tree}) + O(\Lambda^2) \quad (1.1)$$

このとき、左辺の Higgs 粒子の質量は EW スケールである一方、 Λ は大きな階層性により一般に GUT スケールであり、このままでは明らかに矛盾である。 Λ を電弱スケールに抑えることは必ずしも不可能ではないが、そのためにはループ計算時に $O((10^{16})^2) - O((10^{16})^2) \sim O((10^2)^2)$ 程度の相殺が全く偶然に起こる必要がある。このような微調整は非常に不自然であり、これは微調整問題 (fine tuning problem) と呼ばれる。

超対称性 (Supersymmetry, SUSY) というのは、このような標準理論における様々な問題を解決する可能性のある非常に魅力ある概念である [1]。超対称性とは、ボソンとフェルミオン間の対称性であり、標準理論に登場する全ての粒子に対してスーパーパートナー (超対称性粒子、スピンだけが $1/2$ 異なり他の量子数は等しい粒子) が存在することを予言する (図 1.2)。上記のループ計算において、ボソンとフェルミオンは互いに逆符号の寄与を与え、質量と結合定数が等しければ両者は完全に打ち消しあう。実際には、超対称性粒子は未発見であることから、質量は異なり、超対称性は破れていることになるが、それでも超対称性粒子が $O(1\text{TeV})$ 程度までであれば、極端な微調整は不必要である。

超対称性の実験的示唆としては、以下のようなものが挙げられる。

1. LEP で測定された3つの力の結合定数をインプットとして、GUT スケールの結合定数を計算する際、 1TeV 程度付近の質量をもつ超対称性粒子を仮定する場合に3つの結合定数は一致する (図 1.3)。
2. 超対称性は質量が 150GeV 程度以下の軽い Higgs 粒子を予言する。LEP で間接測定された Higgs 粒子の質量はちょうどその程度である。
3. 超対称性粒子のうち、もっとも軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle, LSP) は安定であると考えられ、宇宙論における暗黒物質 (Dark Matter) の有力な候補である。

この他にも、超対称性は重力をも含めた究極の統一理論に不可欠であると考えられているなど、超対称性を研究するモチベーションは大いにあると言える。

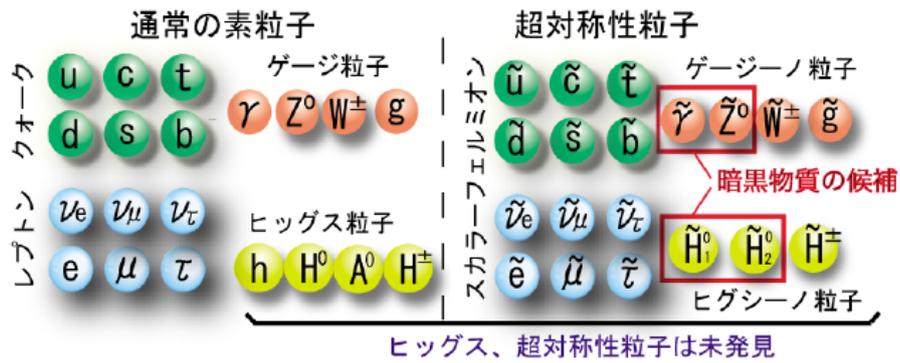


図 1.2: 標準理論に登場する粒子とそのスーパーパートナー

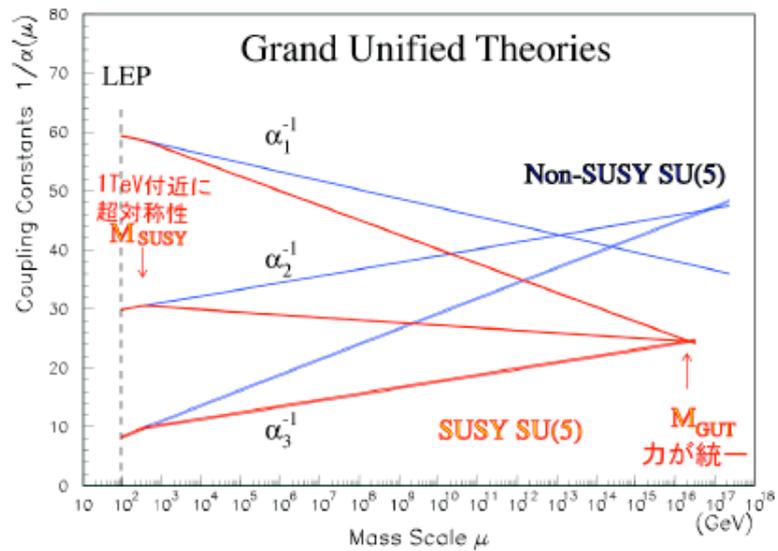


図 1.3: GUT スケールにおける力の大統一。超対称性を仮定した大統一理論では GUT スケールで 3 つの結合定数が一致する。

1.3 LHC

LHC(Large Hadron Collider) は、スイスとフランスの国境付近地下 100m に建設中の円周 27km にもなる大型陽子陽子衝突型加速器である [2]。図 1.4 に示すように LHC には 4 つの衝突点があり、本論文で述べる ATLAS (A Toroidal LHC AparatuS) の他に、CMS (the Compact Muon Solenoid 図 1.5)、ALICE (A Large Ion Collider Experiments 図 1.6)、LHCb (the Large Hadron Collider Beauty experiment 図 1.7) と呼ばれる検出器が置かれている。ATLAS と CMS は汎用検出器であり、ALICE は重イオン衝突実験用検出器、LHC-B は B-Physics のために特化した検出器である。

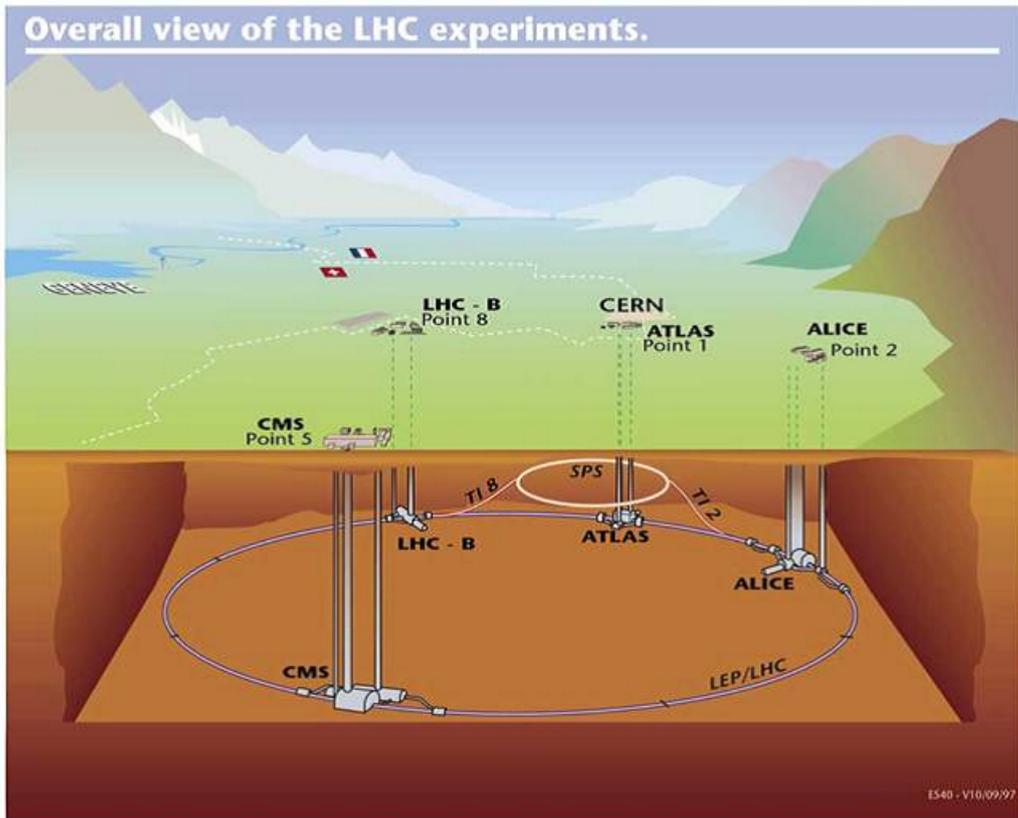


図 1.4: LHC 加速器

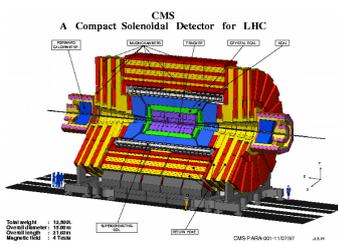


図 1.5: CMS

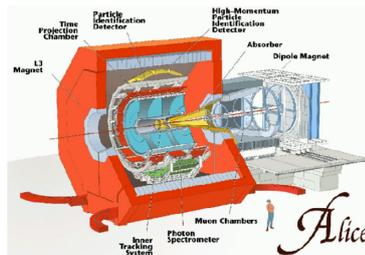


図 1.6: Alice

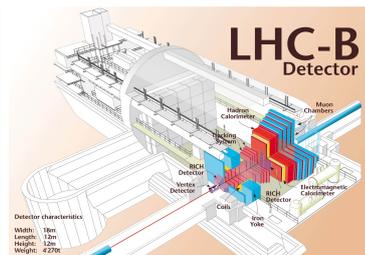


図 1.7: LHC-B

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 1.1: LHC 加速器の主なパラメーター

LHC の主なパラメータを表 1.1 に示す。LHC はその名の通り、ビーム粒子に陽子を用いているため、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が少ない。それにより高いエネルギーを得ることが出来、重心系衝突エネルギーにして 14TeV のエネルギーを達成する。実際には陽子は複合粒子であるため実効的な衝突エネルギーは数 TeV 程度となるが、それでもこれはこれまでのエネルギーフロンティア実験である LEP や Tevatron の約 10 倍のエネルギーに相当する。また、陽子反陽子衝突器である Tevatron と異なり、反陽子を使用しないために $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ という高いルミノシティに達することが出来る。この非常に高い衝突エネルギーとルミノシティにより、ヒッグス粒子や超対称性などの新物理の探索が可能である。

1.4 本論文の構成

ここで、次章以降の本論文の構成をまとめておく。

第 2 章では、今回研究した超対称性モデルの概要と LHC において期待される超対称性事象の特徴などについて述べる。

第 3 章では、ATLAS 検出器について特に重要であると思われるポイントについて述べる。

第 4 章では、ATLAS 実験用の検出器シミュレーションによりいかに事象が再構成されるかについて述べる。

第 5 章では、超対称性シグナルとそのバックグラウンド事象を生成について述べる。

第 6,7 章が本論文のメインである。第 6 章で、解析の最適化と超対称性の発見能力について述べ、第 7 章で、より一般的な超対称性の発見能力を調べるため、超対称性粒子の質量スペクトルと超対称性の発見能力の関係について述べる。

最後に、第 8 章で全体をまとめる。

第2章 超対称性モデル

本章では、今回解析した SUSY のモデルの概要と SUSY 粒子の質量、SUSY 粒子の生成と崩壊、さらに SUSY の発見に用いられる観測量について説明する [3]。

2.1 SUSY の破れのモデルと SUSY 粒子の質量

前章で少し触れたように、実際には SUSY 粒子は大きな質量を持っているから、SUSY は仮に正しいとしても破れていなければならない。そこで、“Hidden Sector” という概念が提案されていて、SUSY は我々には感知できない隠れた世界 (Hidden Sector) からの効果を受けて破れ、SUSY 粒子は大きな質量を得る、と考える。この Hidden Sector からの破れの効果の伝わり方やパラメーターに対する制限などにより様々な SUSY モデルが考えられている。本研究では、mSUGRA, NUHM, GMSB, AMSB と呼ばれる 4 つの SUSY モデルについて研究した。これらの SUSY モデル (最小超対称標準理論、minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) に登場する粒子を表 2.1 に示す。

表 2.1: MSSM に登場する粒子

(拡張された) 標準理論の粒子		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	squark($\tilde{u}_R, \tilde{d}_R, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R, \tilde{u}_L, \tilde{d}_L, \tilde{c}_L, \tilde{s}_L, \tilde{t}_L, \tilde{b}_L$)
1/2	lepton($e_R, \mu_R, \tau_R, e_L, \mu_L, \tau_L, \nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}$)	0	slepton($\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R, \tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L, \tilde{\nu}_{eL}, \tilde{\nu}_{\mu L}, \tilde{\nu}_{\tau L}$)
0	Higgs(h, H, A, H^\pm)	1/2	Higgsino($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$)
1	photon(γ)	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})

MSSM では Higgs の doublet は最低 2 つ必要である。従って、自由度は 8 であるが、 Z, W^\pm に質量を与えるため 3 個の自由度が使われるので、実際の Higgs 粒子の数は 5 個である。一番軽い Higgs 粒子である h は標準理論の Higgs 粒子とほぼ同様の特徴を持っており、 h 以外の Higgs 粒子は縮退していて、ほぼ同じ質量を持っている。また、中性 gaugino(\tilde{W}^0, \tilde{B}^0) と中性 Higgsino($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) は量子数が等しいため混合して、neutralino($\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$) となり、同様に、荷電 gaugino(\tilde{W}^\pm) と荷電 Higgsino(\tilde{H}^\pm) は混合して、chargino($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$) となる。(neutralino, chargino の番号は慣例に従い質量の軽い順につけるものとする。)

2.1.1 mSUGRA

Hidden Sector からの効果が重力により伝わるとするのが、SUGRA(Super Gravity Model) である。その中でも mSUGRA(minimal Super Gravity Model) は最大限に強い仮定をしてパラメーター数を最小にしたモデルであり、以下の 4 個 (+1 個の符号) をパラメーターにもつ。

- m_0 : GUT スケールでの squark,slepton の共通の質量
- $m_{1/2}$: GUT スケールでの gaugino の共通の質量
- A : GUT スケールでの Higgs、squark,slepton 間の共通の結合定数 (trilinear coupling)
- $\tan\beta$: 2 つの Higgs doublet の真空期待値の比
- $\text{sign}(\mu)$: Higgsino の質量パラメーターの符号

$m_0, m_{1/2}, A$ に関して、「共通」とあるのは、mSUGRA ではこれらのパラメーターが統一される (粒子によらない) と仮定しているからである。EW スケールでの SUSY 粒子の質量は、これらに輻射補正を加えた値となる (図 2.1)。 μ の絶対値は、自発的対称性の破れにより Z の質量が正しく出るという条件のため $m_{1/2}$ を与えれば自動的に決まる。(mSUGRA では、一般に、 μ は $m_{1/2}$ より大きくなる。) EW スケールでの全ての SUSY 粒子の質量は m_0 と $m_{1/2}$ でほぼ決まってしまうので、 m_0 と $m_{1/2}$ は特に重要なパラメーターである。

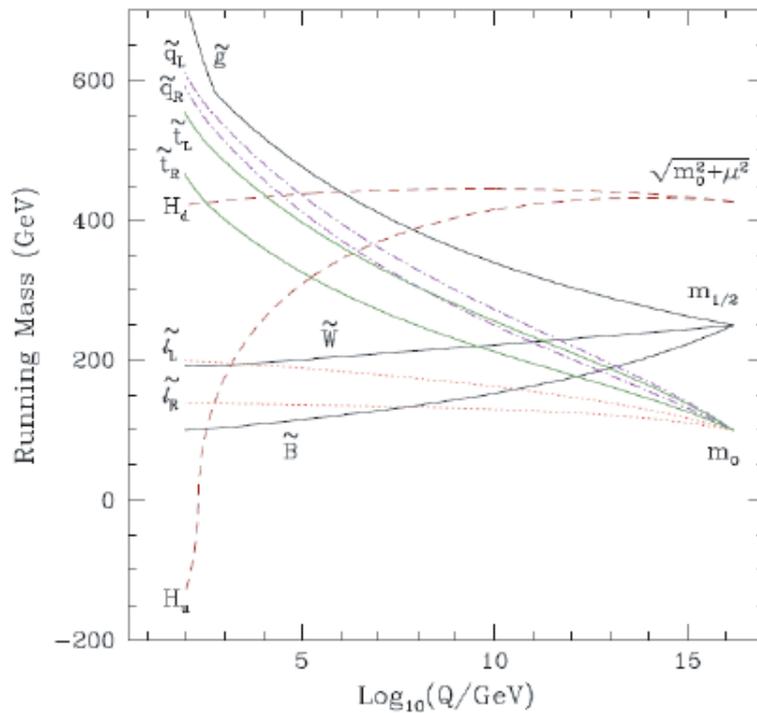


図 2.1: mSUGRA における SUSY 粒子の質量の発展

EW スケールにおける主な SUSY 粒子の質量公式を以下に示す。
squark,slepton については、

$$m^2(\tilde{u}_L) = m_0^2 + 6.28m_{1/2}^2 + 0.35D \quad (2.1)$$

$$m^2(\tilde{u}_R) = m_0^2 + 5.87m_{1/2}^2 + 0.16D \quad (2.2)$$

$$m^2(\tilde{d}_L) = m_0^2 + 6.28m_{1/2}^2 - 0.42D \quad (2.3)$$

$$m^2(\tilde{d}_R) = m_0^2 + 5.82m_{1/2}^2 - 0.08D \quad (2.4)$$

$$m^2(\tilde{e}_L) = m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 - 0.27D \quad (2.5)$$

$$m^2(\tilde{e}_R) = m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 - 0.23D \quad (2.6)$$

$$m^2(\tilde{\nu}_L) = m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 + 0.50D \quad (2.7)$$

となる。ここで、 M_Z を Z の質量として $D = M_Z^2 \cos 2\beta$ である。 \tilde{q} の第 2 項が大きいのは、強い相互作用による補正の効果、また、左巻き粒子の第 2 項が右巻きの粒子に比べて大きいのは、弱い相互作用による補正の効果による。

第 2 世代の squark, slepton の質量は、第 1 世代のそれらの質量とほぼ等しいが、第 3 世代の squark, slepton は、湯川結合が大きいため第 1 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。(これは mSUGRA のみならず、本論文で述べる全ての SUSY モデルに共通の性質である。なお、左右の混合により生じた 2 つの \tilde{t} のうち、軽い方を \tilde{t}_1 、重い方を \tilde{t}_2 と書く。 $\tilde{b}, \tilde{\tau}$ についても同様である。)

gaugino の質量については、

$$m(\tilde{B}) \sim 0.4m_{1/2} \quad (2.8)$$

$$m(\tilde{W}) \sim 0.8m_{1/2} \quad (2.9)$$

$$m(\tilde{g}) \sim 2.6m_{1/2} \quad (2.10)$$

となり、 $m_{1/2}$ のみで決まる。 \tilde{g} は、強い相互作用の補正の効果を受けるので $2.6m_{1/2}$ と重くなる。 \tilde{B} よりも \tilde{W} が重いのは、弱い相互作用の補正の効果を受けるからである。図 2.2 に \tilde{q} と \tilde{g} の質量等高線を示す。

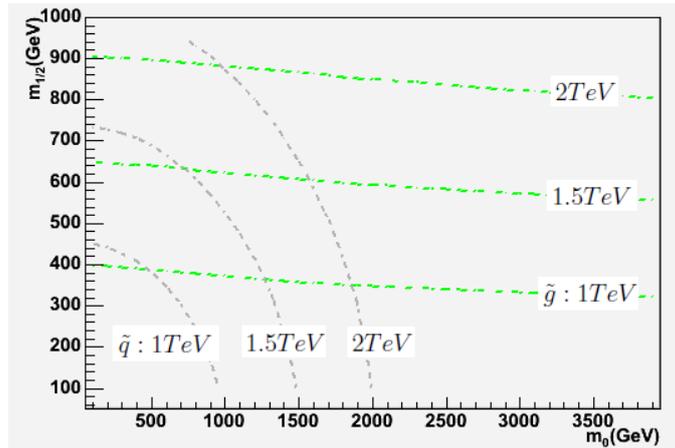


図 2.2: mSUGRA($\tan \beta=10$) での \tilde{q}, \tilde{g} の質量

一般に、mSUGRA では $m_0 \gg m_{1/2}$ でない限り、 $\tilde{\chi}_1^0$ は Bino-like、 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ は Wino-like、 $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ は Higgsino-like となり、最も軽い neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$) が LSP となる。

2.1.2 NUHM

NUHM(Non-Universal Higgs Masses Model) とは、SUGRA の 1 種で、mSUGRA における Higgs, Higgsino の質量をフリーにしたモデルである。NUHM のパラメーターは、mSUGRA の $m_0, m_{1/2}, A, \tan \beta$ というパラメーターに以下の 2 個を加えた合計 6 個である。

- m_A : 擬スカラー Higgs(A) の質量
- μ : Higgsino の質量パラメーター

EW スケールにおける mSUGRA と NUHM の相違点は、neutralino ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$) 及び chargino ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$) それぞれにおける、混合比率と質量スペクトルに表れる。これらは μ の値に強く影響するからである。 μ の選び方によっては、SUSY 粒子の生成・崩壊パターンが mSUGRA と大きく異なる場合がある。これに関しては、次節以降で適宜述べる。

2.1.3 GMSB

Hidden Sector からの効果が Messenger Sector を介して、Gauge 相互作用により伝わるとするのが、GMSB(Gauge Mediated Symmetry Breaking Model) である。本論文では、その中でも最小のモデルである mGMSB (以下、単に GMSB) について述べる。GMSB モデルのパラメーターは以下の 5 個 (+1 個の符号) である。

- M : Messenger Sector の質量スケール
- Λ : Messenger Sector での SUSY 粒子の質量スケールの自乗 $\langle F_s \rangle$ と M の比 ($\langle F_s \rangle / M$)
- N : Messenger 粒子の数
- C_{gra} : Hidden Sector での SUSY 粒子の質量スケールの自乗 $\langle F \rangle$ と ΛM の比 ($\langle F \rangle / \Lambda M$)
- $\tan \beta$: 2 つの Higgs doublet の真空期待値の比
- $\text{sign}(\mu)$: Higgsino の質量パラメーターの符号

EW スケールにおける SUSY 粒子の質量は、 Λ, N によって主に決まり、gaugino の質量は、

$$m(\tilde{B}) = N \frac{\alpha_1}{4\pi} \Lambda \quad (2.11)$$

$$m(\tilde{W}) = N \frac{\alpha_2}{4\pi} \Lambda \quad (2.12)$$

$$m(\tilde{g}) = N \frac{\alpha_3}{4\pi} \Lambda \quad (2.13)$$

squark, slepton の質量は、

$$m_{\tilde{f}}^2 = 2N\Lambda^2 \left\{ \frac{3}{5} \left(\frac{Y}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha_1}{4\pi} \right)^2 + C_2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 + C_3 \left(\frac{\alpha_3}{4\pi} \right)^2 \right\} \quad (2.14)$$

と表される。(ただし、 C_2 は左巻き粒子では $3/4$ 、右巻き粒子では 0 、また C_3 は squark に対しては $4/3$ 、slepton に対しては 0 を与えるものとする。また、 α はゲージ結合定数、 Y は $U(1)$ ハイパーチャージである。)

また、Gravitino の質量は、

$$m(\tilde{G}) = C_{gra} \frac{\Lambda M}{\sqrt{3} M_{plank}} \quad (2.15)$$

と表される。

式 2.15 におよその値を当てはめて計算すると、Gravitino の質量は、(C_{gra} の値にもよるが) 高々数 MeV 程度となる。この場合、GMSB における LSP は Gravitino となり、これは GMSB の最大の特徴である。(なお、2 番目に軽い SUSY 粒子 (Next LSP, NLSP) は、 $N = 1$ の場合は、lightest neutralino($\tilde{\chi}_1^0$)、 $N > 1$ の場合は、slepton となる。後述するが、本論文では後者の場合を解析した。)

2.1.4 AMSB

Hidden Sector からの効果が量子異常 (anomaly) により伝わるとするのが、AMSB (Anomaly Mediated Symmetry Breaking Model) である。本論文では、その中でも最小のモデルである mAMSB (以下、単に AMSB) について述べる。AMSB のパラメーターは以下の 3 個 (+1 個の符号) である。

- m_0 : squark, slepton の質量パラメーター
- $m_{3/2}$: EW スケールでの Gravitino の質量
- $\tan \beta$: 2 つのヒッグス真空期待値の比
- $\text{sign}(\mu)$: Higgsino の質量パラメーターの符号

AMSB における SUSY 粒子の質量は、 m_0 , $m_{3/2}$ によって主に決まり、gaugino の質量は、

$$m(\tilde{B}) = \frac{\beta_{g_1}}{g_1} m_{3/2} \quad (2.16)$$

$$m(\tilde{W}) = \frac{\beta_{g_2}}{g_2} m_{3/2} \quad (2.17)$$

$$m(\tilde{g}) = \frac{\beta_{g_3}}{g_3} m_{3/2} \quad (2.18)$$

squark, slepton の質量は、

$$m_f^2 = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial g} \beta_g + \frac{\partial \gamma}{\partial y} \beta_y \right) + m_0^2 \quad (2.19)$$

と表される。(ここで、 g はゲージ結合定数、 y は湯川結合定数で、 β は結合定数の繰り込み点依存性を表す β 関数、 γ は異常次元と呼ばれる関数である。)

上式は複雑なため、ここでは実験の立場から最も重要であることについてのみ述べておく。それは、gaugino の質量の比が (エネルギースケールにもよるがおよそ)

$$m(\tilde{B}) : m(\tilde{W}) : m(\tilde{g}) = 3 : 1 : 7 \quad (2.20)$$

で与えられるということである。SUGRA や GMSB の場合は、

$$m(\tilde{B}) : m(\tilde{W}) : m(\tilde{g}) = 1 : 2 : 6 \quad (2.21)$$

であるため、AMSB の特徴づける最たるものである。

一般に、AMSB では、 $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ は Wino-like、 $\tilde{\chi}_2^0$ は Bino-like、 $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ は Higgsino-like であり、一番軽い Wino-like な neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$) が LSP となる。

2.2 SUSY 粒子の生成

2.2.1 squark, gluino の対生成

LHC は陽子陽子衝突型加速器であるため、図 2.3 のような強い相互作用による $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{g}$ 対生成が可能である。これらの生成断面積は、 \tilde{q}, \tilde{g} の質量に強く依存し、他の SUSY パラメーターにはよらない。 $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{g}$ 対生成の大まかな断面積は、

$$m(\tilde{g}) = m(\tilde{q}) = 500\text{GeV} \text{ のとき } 100\text{pb}$$

$$m(\tilde{g}) = m(\tilde{q}) = 1\text{TeV} \text{ のとき } 3\text{pb}$$

$$m(\tilde{g}) = m(\tilde{q}) = 2\text{TeV} \text{ のとき } 10\text{fb}$$

程度である。各モデルの各パラメーターにおけるより詳細な生成断面積については第 5 章で示す。

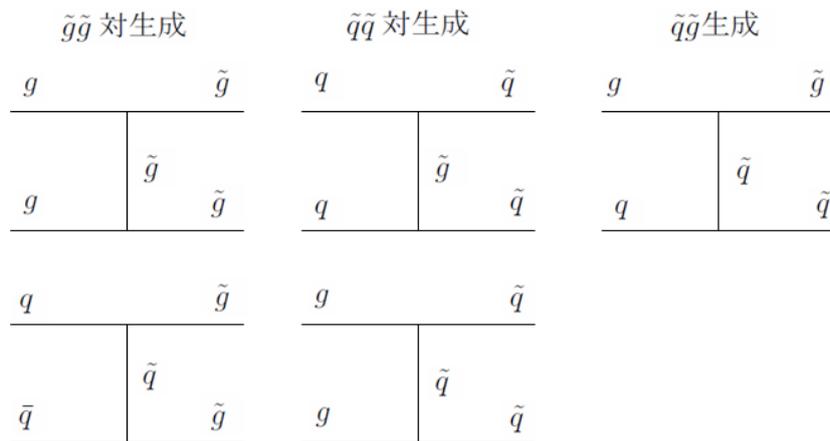


図 2.3: \tilde{q}, \tilde{g} の生成

2.2.2 neutralino, chargino の直接生成

LHC では図 2.4 のように $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ が直接生成するプロセスも可能ではある。しかし、このプロセスは電弱相互作用による分、生成断面積が小さく、これらの質量が十分小さい場合以外は LHC での探索は困難である。(従って、LHC での SUSY 探索は、現時点では、 $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{g}$ 対生成を念頭に置くのが得策であり、本論文もそのスタンスに属している。)

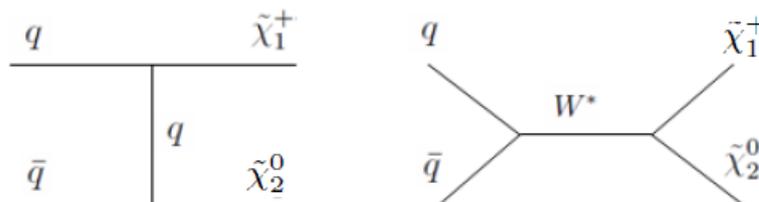


図 2.4: $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ の生成

2.3 SUSY 粒子の崩壊

生成された \tilde{q} や \tilde{g} は、図 2.5 のように高いエネルギーをもった複数の jet や lepton を放出しながら次々と崩壊する。R パリティ保存則より LSP は安定*だが、neutrino と同様に相互作用が弱いため、検出器に直接信号を残さず、消失横方向運動量 (missing E_T) として検出される。

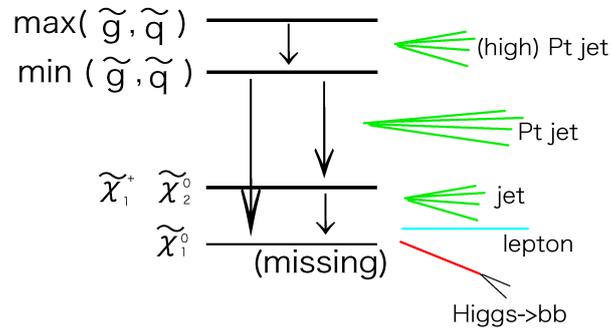


図 2.5: SUSY 粒子の崩壊例

SUSY 粒子の崩壊プロセスは、それらの質量関係によって決まる。例えば、 \tilde{q}, \tilde{g} の崩壊プロセスは図 2.6 のようなものになる。(図 2.6 の中に記す数字は、それぞれの崩壊分岐比の比を表す。)

	$m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$	$m(\tilde{g}) \approx m(\tilde{q})$	$m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$
\tilde{g}	$q\bar{q}\tilde{B}^0 (\approx 1)$ $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{W}^0 (\approx 2)$ $q\bar{q}\tilde{W}^\pm (\approx 4)$		$\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}$
	$\tilde{g} \rightarrow \begin{matrix} t\tilde{t}_1 \\ b\tilde{b}_1 \end{matrix}$		
\tilde{q}_L	$\tilde{q}_L \rightarrow q\tilde{g}$	$\tilde{q}_L \rightarrow q\tilde{W}^0 (\approx 1)$ $q\tilde{W}^\pm (\approx 2)$	
\tilde{q}_R	$\tilde{q}_R \rightarrow q\tilde{g}$	$\tilde{q}_R \rightarrow q\tilde{B}^0$	

図 2.6: \tilde{q}, \tilde{g} の崩壊

- $m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$ のとき、 \tilde{g} は強い相互作用によって直接 \tilde{q} に崩壊する。しかし、 \tilde{q} は \tilde{g} には崩壊できないから、弱い相互作用によって直接 \tilde{B}, \tilde{W} に崩壊する。

*本論文で述べるすべての SUSY モデルでは、R パリティ保存則を仮定している。R パリティを仮定すると、SUSY 粒子は崩壊後に必ず SUSY 粒子を含まなければならない。従って、LSP は安定である。

- $m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$ のとき、 \tilde{q} は強い相互作用によって直接 \tilde{g} に崩壊する。しかし、 \tilde{g} は \tilde{q} には崩壊できないから、中間状態としての \tilde{q} を介することで、 \tilde{B}, \tilde{W} に崩壊する。
- $m(\tilde{g}) \sim m(\tilde{q})$ 付近では、第3世代の \tilde{q} は第1,2世代の \tilde{q} より軽いため、 \tilde{g} の \tilde{t}, \tilde{b} への崩壊が頻発する領域がある。第3世代の \tilde{q} は \tilde{H} との結合が強いため、この場合は \tilde{H} が崩壊プロセスに現れることになる。

$\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ の崩壊プロセスは、モデルやパラメーターにより大きく異なるため、以下でモデルごとに分けて説明する。

2.3.1 mSUGRA

先述したように、 \tilde{q}, \tilde{g} の崩壊によって生じる $\tilde{B}^0, \tilde{W}^{0,\pm}$ は、mSUGRA においては $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_{1,2}^0$ となるのが一般的である。mSUGRA における $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ の主な崩壊を図 2.7 に示す。

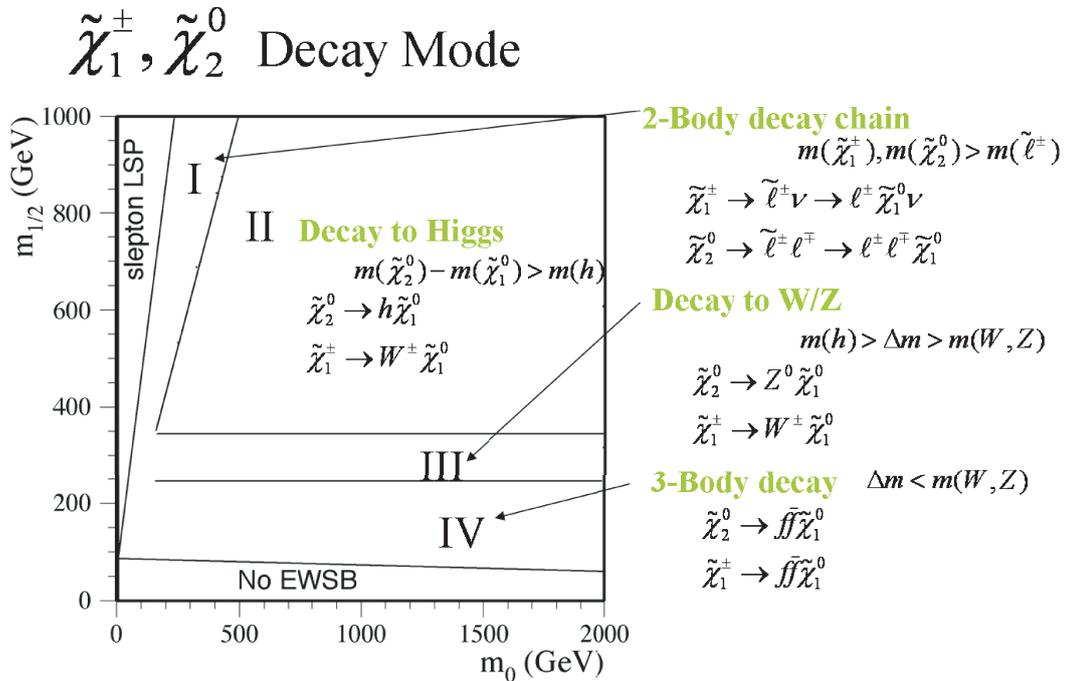


図 2.7: $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ の崩壊

- I の領域では、 $m(\tilde{\chi}_2^0) > m(\tilde{\ell})$ となり、 $\tilde{\chi}_2^0$ は $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell$ と 2 段階で崩壊する。同様に、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\ell}^\pm \nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm \nu$ と崩壊する。
- II の領域では、 $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(h)$ となり、 $\tilde{\chi}_2^0$ は $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h$ と崩壊する。一方、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$ と崩壊する。

- III の領域では、 $m(h) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(Z)$ となり、 $\tilde{\chi}_2^0$ は $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ と崩壊する。一方、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$ と崩壊する。
- IV の領域では、 $m(Z, W) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$ であるため、 $\tilde{\chi}_2^0$ は、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ff$ と、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は、 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ff$ と崩壊する。

なお、Higgsino-like である $\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ は、標準理論で言うところの HWW, HZZ 結合により、主に $\tilde{\chi}_{1,2}^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ と Gauge 粒子 (W, Z) に崩壊する。

2.3.2 NUHM

前節で述べたように、EW スケールにおける mSUGRA と NUHM の相違点は、neutralino ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$) 及び chargino ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$) それぞれにおける、混合比率と質量スペクトルに表れる。

例えば、mSUGRA では一般に $\mu > m_{1/2}$ であるが、NUHM では $m_{1/2} > \mu$ となるように、 μ を選ぶことが可能である。この場合、Higgsino の質量が軽くなる分、neutralino, chargino の質量スペクトルも全体的に軽くなり、一般に $\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{H}$ 成分は混合する。これは重い neutralino や chargino ($\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$) に \tilde{B}, \tilde{W} の成分が混じるということであり、 \tilde{q} や \tilde{g} が $\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ に頻繁に崩壊することを意味する。重い neutralino や chargino が崩壊プロセスに現れるということは、それだけ崩壊の余地が残ると言う訳で、結果的には mSUGRA より崩壊の段数が増えるということになる。

2.3.3 GMSB

GMSB の崩壊プロセスは、 N と C_{gra} の値によって特徴がかなり異なる。 N の設定によって、gaugino の質量と squark, slepton の質量の大小関係が決まり、また、 C_{gra} (Gravitino の結合の強さの逆数に比例する量) の値によって NLSP が短寿命か長寿命かが決まるからである。第 5 章で再度述べるが、本研究では、 $N = 5$ かつ $C_{gra} = 0.1$ の場合 (slepton が NLSP で短寿命である場合) について解析した。そこで、ここではこの場合の崩壊プロセスに関して簡単に説明する。

まず、生成した \tilde{q}, \tilde{g} は、mSUGRA と同様により軽い gaugino へと次々と崩壊する。(ただし、mSUGRA と異なり、 $N = 5$ の GMSB の場合、常に $m(\tilde{q}) < m(\tilde{g})$ である。) しかし、mSUGRA では、この崩壊が LSP である $\tilde{\chi}_1^0$ まで達した時点で終わる一方、この GMSB では、 \tilde{l} が NLSP で短寿命であるため、崩壊により生じた $\tilde{\chi}_1^0$ や $\tilde{\chi}_1^\pm$ は、それぞれ $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{l} \rightarrow \tilde{G}ll$, $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l}^\pm \nu \rightarrow \tilde{G}l^+l^-$ のように崩壊する。従って、この GMSB では崩壊の段数が多く、大量の lepton が崩壊プロセスで生成することになる。

2.3.4 AMSB

前節で述べたように、AMSB の特徴は gaugino の質量の比が

$$m(\tilde{B}) : m(\tilde{W}) : m(\tilde{g}) = 3 : 1 : 7 \quad (2.22)$$

で与えられるということである。また、図 2.6 に示すように、 \tilde{q}_L は主に \tilde{W} に崩壊し、 \tilde{q}_R は主に \tilde{B} に崩壊する。この 2 点を踏まえた上で、以下の場合に分けて、AMSB の崩壊プロセスを

説明する。

- $m_0 < 1100\text{GeV}$ のとき、 \tilde{q}_L は $\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{W}q$ のように、1段階で崩壊する。一方、 \tilde{q}_R は $\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{B}q \rightarrow \tilde{W}qq$ のように、多段崩壊する。 \tilde{g} は、主に $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_R t$ と崩壊し、 \tilde{t}_R は主に \tilde{B} に崩壊する。 m_0 が特に小さく、 $m(\tilde{l}) < m(\tilde{B})$ であるとき、 \tilde{B} は $\tilde{B} \rightarrow \tilde{l}l \rightarrow \tilde{W}ll$ のように崩壊する。
- $m_0 > 1100\text{GeV}$ のとき、 $m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$ であるため、 \tilde{g} が主に生成する。 \tilde{g} は主に $\tilde{g} \rightarrow \tilde{W}qq$ のように崩壊する。

なお、 \tilde{W}^\pm は $m(\tilde{W}^\pm) - m(\tilde{W}^0) > m(\pi^\pm)$ ならば、検出器に達するまでに $\tilde{W}^\pm \rightarrow \tilde{W}^0\pi^\pm$ と崩壊するが、 $m(\tilde{W}^\pm) - m(\tilde{W}^0) < m(\pi^\pm)$ ならば検出器に達する時間よりもより寿命が長くなる。本論文では、前者の方を解析した。

2.4 SUSYの発見に用いられる観測量

前節で述べた崩壊プロセスの特徴（多段崩壊+検出されないLSP）から、SUSY イベントの基本的な特徴は、

大きな missing E_T + 高い P_T をもった複数の jet + (lepton)

であることが分かる。（この特徴は今回取り上げた全てのモデルに共通だが、これら3つの程度はモデルやパラメーターに依存する。）そこで、SUSYの発見には、これらの特徴を押さえた観測量が用いられる。ここでは、それらの量について簡単に説明する。

2.4.1 missing E_T

LSPが安定で検出されない限り、大きな missing E_T (mE_T) は SUSY イベントの最大の特徴であり、バックグラウンド（標準理論のプロセス）と区別するための大きな助けとなるものである。バックグラウンドである W, Z の崩壊などから生じる neutrino も、missing E_T になりうるが、LSP は SUSY 粒子の崩壊により大きくブーストされていることから、（SUSY 粒子の質量スケールにも依るが、）図 2.8 に示すように、バックグラウンドより大きな missing E_T が観測される。（図 2.8 のシグナルとしては、 \tilde{q}, \tilde{g} の質量スケールが 1TeV 程度の mSUGRA シグナルを用いた。本節以下の図についても同様である。）

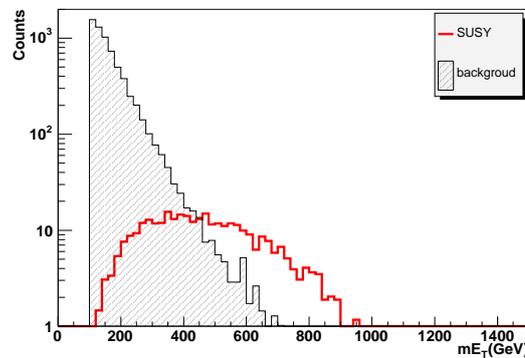


図 2.8: SUSY シグナルとバックグラウンドの mE_T 分布

2.4.2 jet P_T と jet 数

SUSY 粒子の崩壊により生じる、複数の高い P_T をもった jet も SUSY イベントの大きな特徴である。 \tilde{q} や \tilde{g} から $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ への崩壊は、比較的質量差が大きいと考えられ、特にハードな jet が放出される。本研究で用いられる観測量は、最も hard な jet (1st jet) の P_T から 4 番目に hard な jet (4th jet) までの P_T ($P_{T_{jet_i}}, i = 1, 2, 3, 4$)、及び P_T が 50GeV 以上ある hard な jet の数 (N_{jet}) である。図 2.9, 2.10 に SUSY シグナルとバックグラウンドの 1st jet P_T 分布、 N_{jet} 分布を示す。

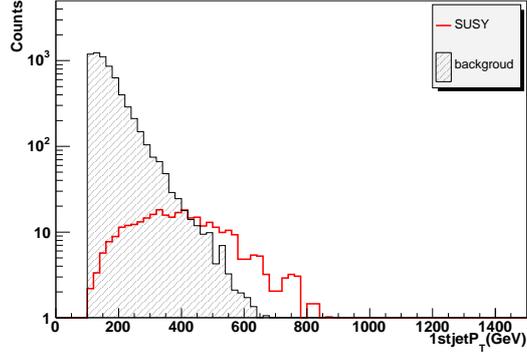


図 2.9: SUSY シグナルとバックグラウンドの $1stjet P_T$ 分布

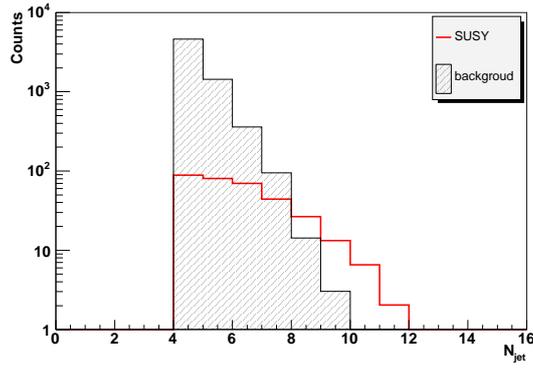


図 2.10: SUSY シグナルとバックグラウンドの N_{jet} 分布

2.4.3 effective mass

本研究では、effective mass(M_{eff}) と呼ばれる量を以下の式で定義する。

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^4 |P_{T_{jet_i}}| + mE_T \quad (2.23)$$

また、 M_{susy} と呼ばれる量を以下の式で定義する。

$$M_{susy} = \min(m(\tilde{g}), m(\tilde{q})) \quad (2.24)$$

ただし、ここで $m(\tilde{q})$ は第 1 世代の \tilde{q} の平均の質量である。

図 2.11 に示すように、 M_{susy} と LSP の質量差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 mE_T の和は大きくなるため、例えば、mSUGRA の場合 M_{eff} と M_{susy} との間には図 2.12 に示すような相関がある。

図 2.13 は、SUSY シグナルとバックグラウンドの M_{eff} 分布である。

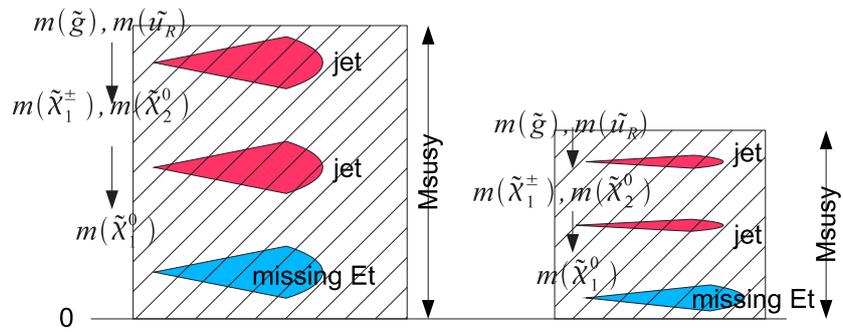


図 2.11: M_{eff} と SUSY 粒子の崩壊

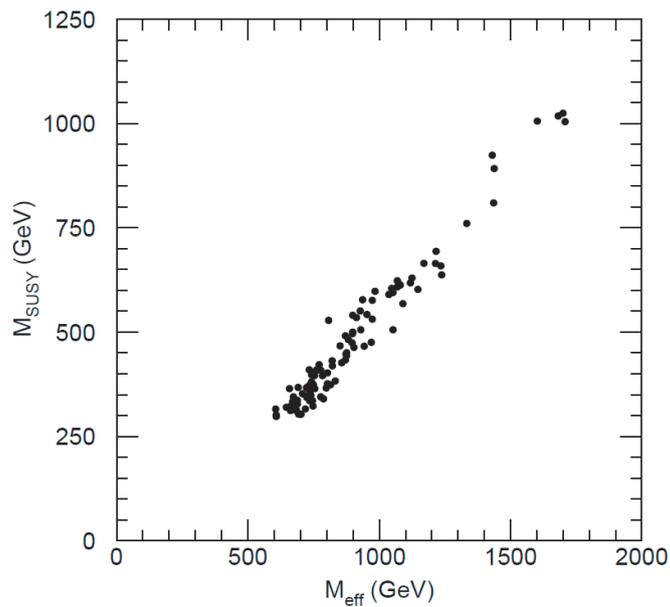


図 2.12: effective mass のピークと M_{susy} の相関図 (mSUGRA の場合)

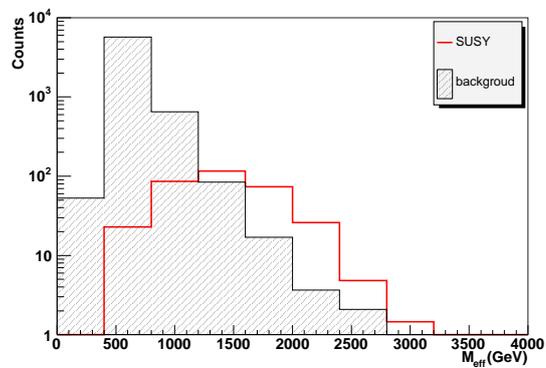


図 2.13: SUSY シグナルとバックグラウンドの M_{eff} 分布

2.4.4 transverse sphericity

transverse sphericity(S_T) は、jet の P_X と P_Y から作られる次のテンソル S

$$S = \begin{vmatrix} \sum P_X^2 & \sum P_X P_Y \\ \sum P_X P_Y & \sum P_Y^2 \end{vmatrix} \quad (2.25)$$

の固有値 λ_1, λ_2 を用いて以下の式で定義される。

$$S_T = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (2.26)$$

S_T 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 のパラメーターにもよるが、一般に \tilde{q} や \tilde{g} の質量は比較的大きいため、 \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。一方、QCD バックグラウンドの jet は、Back-to-Back に放出されることが多いため、 S_T は図 2.14 に示すように SUSY に比べて小さい。

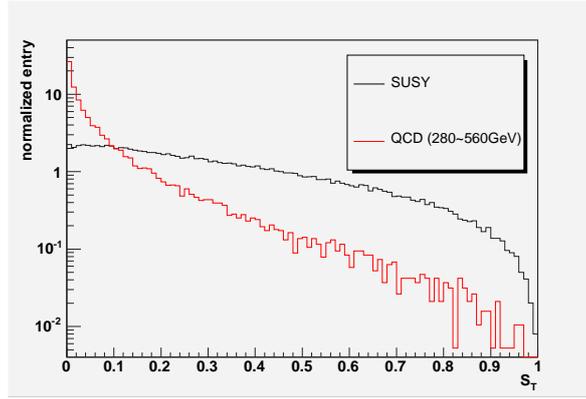


図 2.14: SUSY シグナルと QCD バックグラウンドの S_T 分布

2.4.5 lepton 数と transverse mass

後のために以下の 2 つの量を定義しておく。

本研究では、 $P_t > 20\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$ を満たす、electron 数と muon 数の和を lepton 数 (N_{lepton}) と定義する。詳しくは第 6 章で述べるが、発見能力評価の解析は N_{lepton} の値で場合分けして行う。

$N_{lepton} = 1$ のとき、後述する W 粒子を含むバックグラウンドを除去するために、transverse mass(M_T) を次式で定義する。

$$M_T = \sqrt{2P_{T_{lepton}} m_{E_T}(1 - \cos \phi)} \quad (2.27)$$

ただし、ここで $P_{T_{lepton}}$ を lepton の P_T 、 ϕ を $P_{T_{lepton}}$ の向きと m_{E_T} の向きのなす角とする。

第3章 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、LHC に置かれる汎用検出器の 1 つで、直径 22m, 長さ 44m の円筒形で総重量は 7,000t という非常に巨大な検出器である。その全体図を図 3.1 に示す。

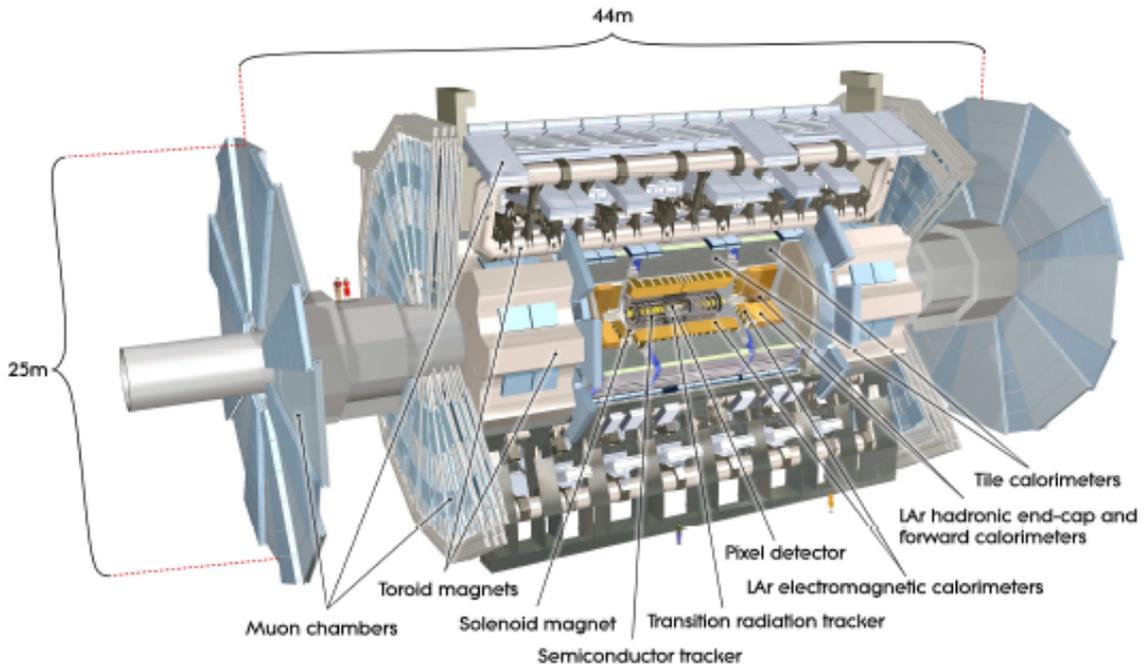


図 3.1: ATLAS 測定器

ATLAS ではビーム衝突点を原点とし、ビーム軸方向を Z 軸、水平方向リング中心向きを X 軸、鉛直方向上向きを Y 軸とするような座標系を定義している。また、方位角 ϕ を Z 軸周りの角度、天頂角 θ を Z 軸からの角度として図 3.1 の中に示す様に定義している*。

ATLAS 検出器は内側から主に内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器により構成され、内部飛跡検出器とカロリメータの間にはソレノイドマグネットが、カロリメータとミューオン検出器の間にはトロイダルマグネットがそれぞれ設置される。これらは 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、以下のような要求を満たすように設計・製作されたものである。

- 内部飛跡検出器による高精度な荷電粒子の運動量の測定
- 電磁カロリメータによる高精度な electron と photon のエネルギーと位置の測定

*ただし、LHC の様な陽子を用いた衝突実験では、衝突粒子であるパートンのビーム軸方向のローレンツブーストを考慮して、擬ラピディティ η を $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ と定義して、 θ の代わりに通常用いる。

- ハドロンカロリメータによる高精度な jet のエネルギーの測定
- ミューオン検出器による高精度な muon の運動量の測定
- 大きな擬ラピディティ ($|\eta| < 4.9$) 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
- 興味ある事象を高い効率で検出するためのトリガーシステム

円筒型の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる領域 ($|\eta| < 1.5$ と、エンドキャップと呼ばれる領域 ($1.5 < |\eta|$) の 2 つの領域に分けられる。さらにエンドキャップは、($1.5 < |\eta| < 3.1$) の領域をエンドキャップ、さらに外側の領域 ($|\eta| > 3.1$) をフォワードと分けて呼ぶこともある。

本章以下では、ATLAS 検出器の各部位について簡単に説明する。

3.1 マグネットシステム

ATLAS には内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間にソレノイドマグネット、外側にはバレル部、エンドキャップ部それぞれにトロイダルマグネットがそれぞれ設置してある。これらの磁石は全て超伝導磁石である。図 3.2 は ATLAS におけるマグネットシステムの構成を示したものである。

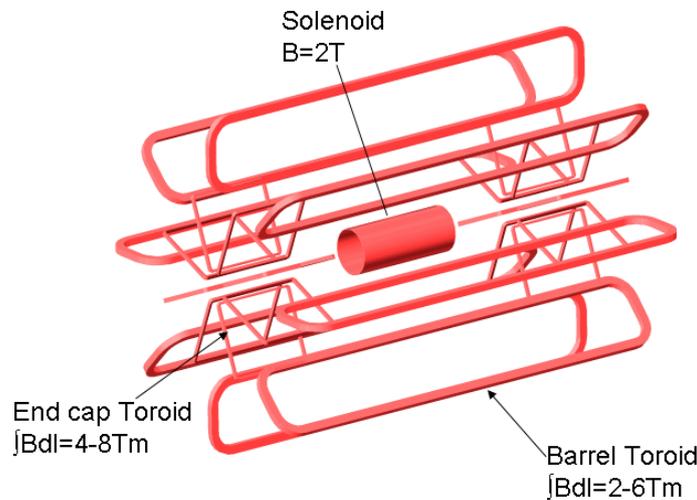


図 3.2: ATLAS のマグネットシステム

ソレノイドマグネットは内部検出器のある場所に 2T のソレノイド磁場を作る。外側のトロイダルマグネットは 8 つの空芯コイルが 8 回対称になるように設置されており、大きさは外径 20m、全長 26m である。前方と後方にはコイルがバレル部のうち側に設置されている。トロイダルマグネットの作る磁場積分強度はバレル部で 2-6Tm、エンドキャップ部で 4-8Tm である。

3.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は 2T の磁場を作るソレノイドマグネットの内側にあり、主に荷電粒子のトラック及び運動量を測定する検出器である。図 3.3 に内部飛跡検出器の構造を示す。

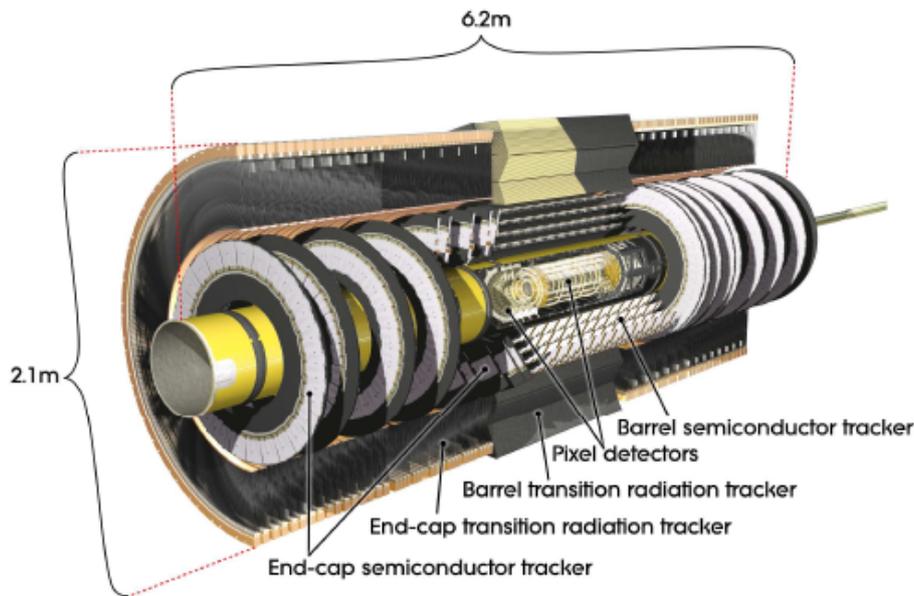


図 3.3: 内部飛跡検出器の構造

内部飛跡検出器は内側から順に、ピクセル検出器、半導体トラッカー (Semiconductor Tracker, SCT)、遷移放射トラッカー (Transition Radiation Tracker, TRT) から構成されている。

ピクセル検出器は、ビーム軸から 4.6 ~ 24cm と最も内側に置かれる。各々のピクセルはサイズが $50\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ の小さいシリコン半導体検出器であり、高い位置分解能を持っている。その主な役割は衝突点およびバーテックスの決定である。

SCT はビーム軸から 26 ~ 55cm 離れたところに設置されるマイクロストリップ型の半導体検出器である。80 μm 間隔で 768 本のストリップを持ったものを、1つのモジュールの表と裏にそれぞれ 2 層ずつ持たせ、それら 2 層が互いに 40 $m\text{rad}$ のステレオ角を持つようにすることで、Z 軸方向の位置測定を可能にしている。

TRT はビーム軸から 55 ~ 108cm 離れたところに設置される検出器であり、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る。その分解能は 200 μm でピクセル検出器や SCT よりも悪いが、層数が多いためトラックの再構成が可能である。

なお、内部飛跡検出器は、 $|\eta| < 2.5$ 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 などの測定は $|\eta| < 2.5$ に制限される。

3.3 カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーや角度の測定のために用いられる。ATLAS 実験に使用されるカロリメータは、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの 2 つから構成され、電磁カロリメータは主に electron と photon の測定に、ハドロンカロリメータは主に jet の測定に用いられる。電磁カロリメータはさらにバレル部 ($|\eta| < 1.475$)、エンドキャップ部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) に分けられ、ハドロンカロリメータはバレル部 ($|\eta| < 1.7$)、エンドキャップ部 ($1.5 < |\eta| < 3.2$)、及びフォワード部 ($3.1 < |\eta| < 4.9$) に分けられる。図 3.4 にその構造を示す。

以下で、各カロリメータについて簡単に説明する。

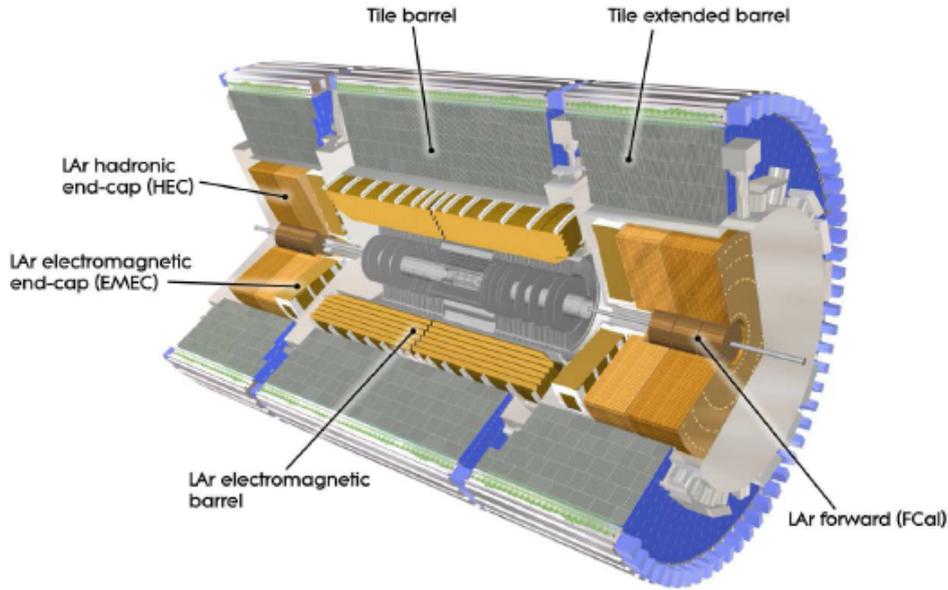


図 3.4: ATLAS 検出器のカロリメータ

3.3.1 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を用いたサンプリングカロリメータであり、放射長 (radiation length) を X_0 として、電磁シャワーのエネルギーを全て吸収するために十分な $24X_0$ 程度の物質質量をもつ。

Electron のエネルギー分解能は、electron のエネルギーを E 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 3.5 に電磁カロリメータ (バレル部) の構造を示す。電磁カロリメータは 3 層になっている。(図に示すように 1 層目は η 方向に細かく分割されており、高い角度分解能を実現している。)

3.3.2 ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータのバレル部は鉄を吸収体とし、タイル状のシンチレータからなるサンプリングカロリメータである (図 3.6)。一方、エンドキャップ部には液体アルゴンカロリメータが用いられている (図 3.7)。また、物質質量は衝突長 (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) を λ として、バレル部で 11λ 、エンドキャップ部で 14λ 程度となっている。

Jet のエネルギー分解能はエネルギー E の jet に対して、バレル部で、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{53\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\% \oplus 14\text{GeV} \quad (3.2)$$

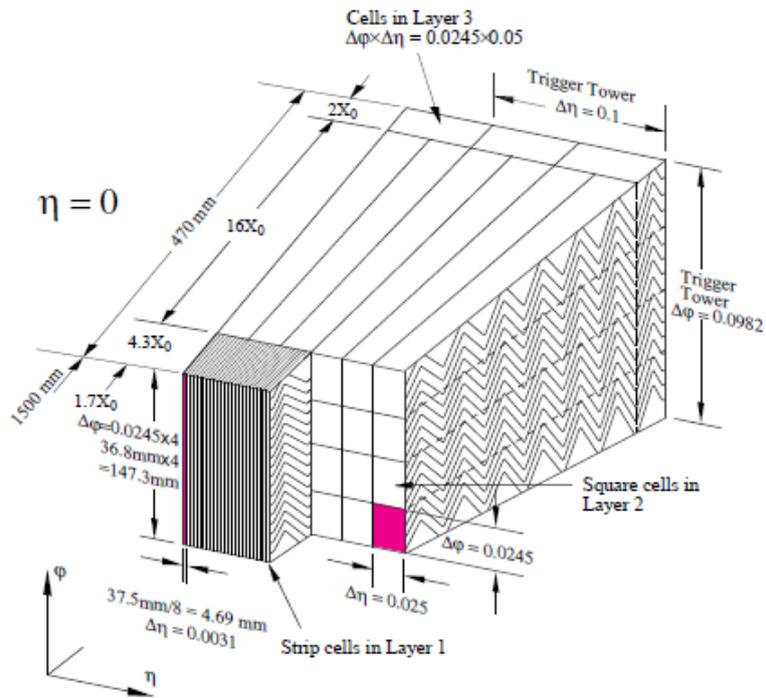


図 3.5: 電磁カロリメータ (バレル部) の構造

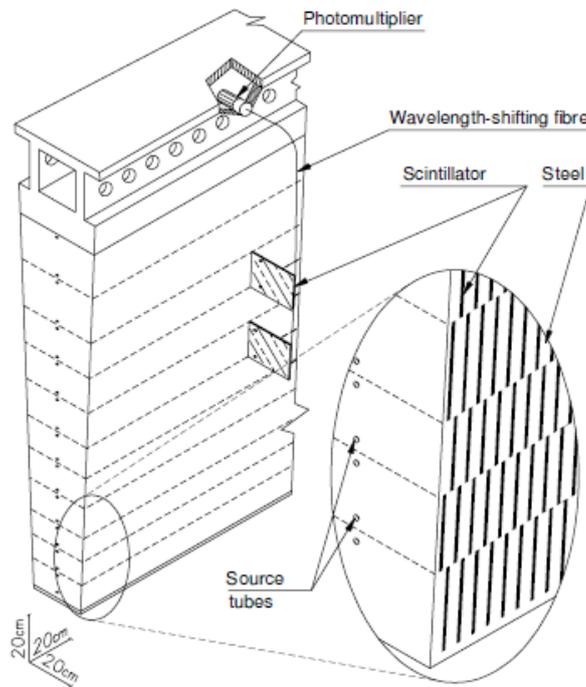


図 3.6: タイルカロリメータ (バレル部)

エンドキャップ部で、

$$\frac{\sigma E}{E} = \frac{64\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \oplus 14\text{GeV} \quad (3.3)$$

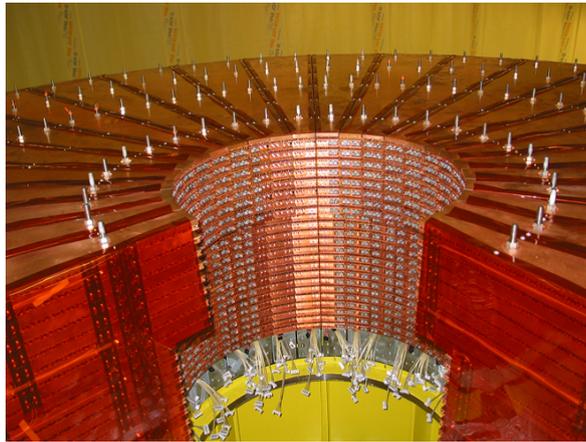


図 3.7: ハドロンカロリメータ (エンドキャップ部)

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

フォワード部は $3.1 < |\eta| < 4.9$ という超前方に設置されている。このカロリメータは全部で 3 層からなり、1 層目には銅を、2,3 層目にはシャワーの広がりを抑えるため密度の大きいタングステンを吸収体として用いた、液体アルゴンカロリメータである。この部分のエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 8\% \oplus 6\text{GeV} \quad (3.4)$$

となっている。

3.4 ミューオン検出器

Muon は弱い相互作用で崩壊するために比較的長寿命であり、muon の崩壊長は約 650m にもなる。さらに、muon は物質透過力の強い minimum ionizing particle(MIP) として検出器を通過するため、カロリメータの外側で検出される。

ミューオン検出器は、運動量精密測定用の MDT(Muon Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) と、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 検出器の最も外側に設置される検出器である。ミューオン検出器の全体図を図 3.8 に示す。MDT はバレル部とエンドキャップ部の両方に設置され、CSC はフォワード部の内側に設置される。また、RPC はバレル部を、TGC はエンドキャップ部をカバーしている。

図 3.9 はミューオン検出器の R-Z 断面図である。この図にあるように、それぞれの検出器は 3 層に重ねられて設置される。トロイダルマグネットがバレル部 (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 ϕ 方向の磁場を作っている。この ϕ 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。

図 3.10 はミューオン検出器による運動量分解能の横運動量 (P_T) 分布である。この分布から 100GeV のミューオンに対し $\sim 2.5\%$ の分解能があることが分かる。

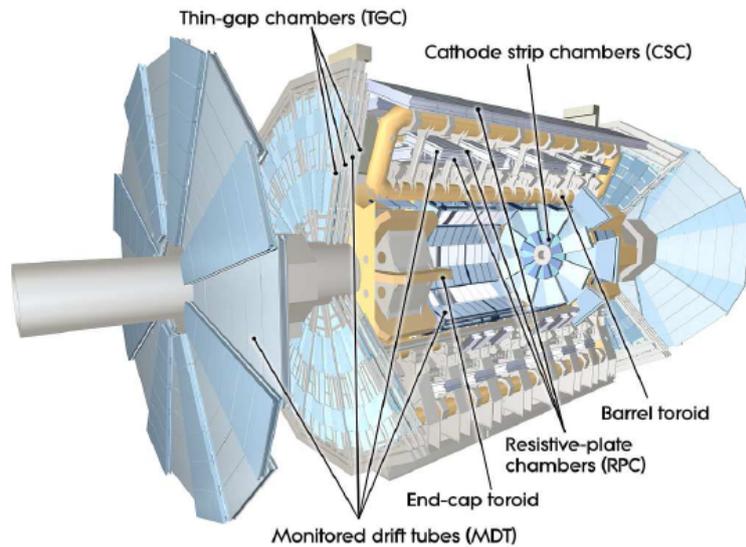


図 3.8: ミューオン検出器の全体図

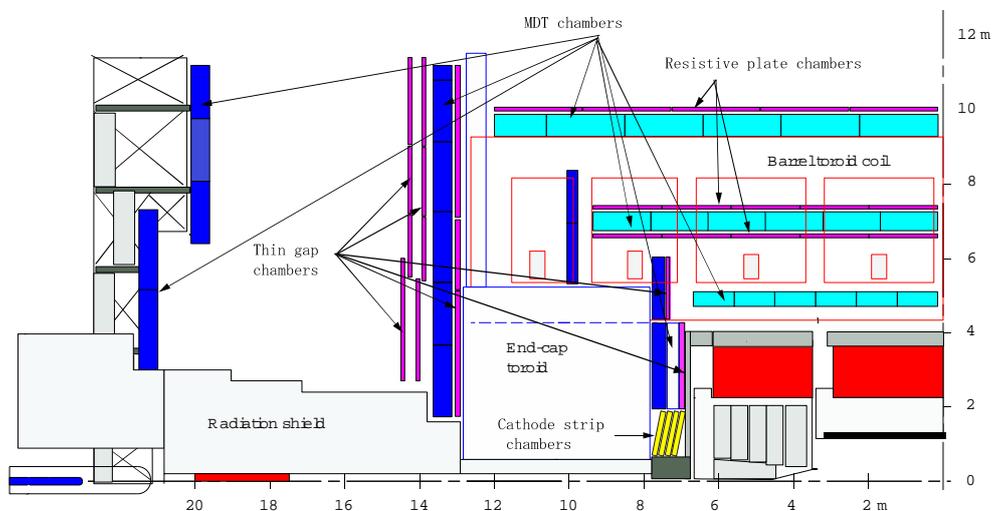


図 3.9: ミューオン検出器 (R-Z 断面図)

3.5 トリガー

LHC においては、最高ルミノシティでの運転時に毎回平均 23 個の陽子同士の衝突が起こり、陽子衝突レートとしては 1GHz 程度になる。1 イベントで 1.5MB 程度のデータサイズになると見積もられているため、記録するための資源の制限から最終的なデータ収集レートを 200Hz 程度にする必要がある。ATLAS では、レベル 1 トリガーと 2 段階あるハイレベルトリガーによってデータ収集レートを下げる。

3.5.1 レベル 1 トリガー

レベル 1 トリガーでは 40MHz のイベントレートを 75kHz まで落とすことを目的としている。トリガー信号はカロリメータやミューオン検出器によって生成され、中央トリガー処理装

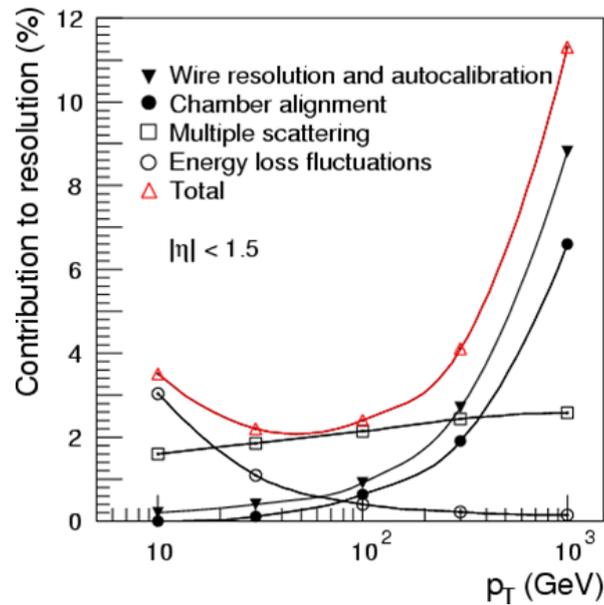


図 3.10: ミューオン検出器による運動量分解能

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、それを各検出器に送る。各検出器は $2.5\mu\text{s}$ 前のデータを保持しておくようなパイプラインメモリを持っているため、トリガー信号を $2\mu\text{s}$ 以内に処理することにより、これらのデータを読み出せる様にしている。

3.5.2 ハイレベルトリガー

レベル 1 がハードウェアシステムなのに対してハイレベルトリガーはソフトウェアシステムである。ハイレベルトリガーにはレベル 2 トリガーとイベントフィルターの 2 種類がある。まず、レベル 1 トリガーによって 75kHz 程度まで下がったイベントレートを、レベル 2 トリガーによって 3kHz まで下げる。このとき、カロリメータとミューオン検出器の情報に加え、内部飛跡検出器からの情報も用いる。この後、さらにイベントフィルターによって最終的に 200Hz 程度までイベントレートを落とす。ここでは完全なイベント構成が行われる。

第4章 検出器シミュレーションと事象の再構成

ここでは、ATLASにおける検出器シミュレーションと事象の再構成について、ATLASの解析フレームワークに基づき説明する。検出器のシミュレーションには、Geant4[4]を用いて検出器のジオメトリや物質質量などを正確に再現して行うFullシミュレーションと、ジェネレーターの情報をFullシミュレーションの結果に近くなるようにスミアリングするFastシミュレーション(Atlfast)がある。Fullシミュレーションは正確な解析が実現できる一方、膨大な資源と時間が必要であるため、本研究のような大量のイベントを調べる必要のある研究ではしばしばAtlfastが重宝される。

4.1 Fullシミュレーション

Fullシミュレーションは、次の4つの行程に分けられる。

1. イベント生成
イベントジェネレーターにより、粒子情報を生成する。
2. シミュレーション
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Geant4により計算する。
3. デジタルイゼーション
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を計算する。
4. 再構成
検出器の情報をもとに、jetやleptonなどの事象を再構成する。

以下では、各事象の再構成について述べる。

4.1.1 Leptonの再構成

Electronの再構成

Electronの再構成は電磁カロリメータのみを用い、 7×7 セルから成るクラスターを電磁クラスターと定義し、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はほとん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 3×7 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^{EM2} 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 7×7 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 π^\pm と区別するためである。 π^\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 クォークや c クォークのセミレプトニック崩壊から出た electron と π^0 の $\pi^0 \rightarrow e^-e^+\gamma$ 崩壊による 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、 π^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 の再構成はミュオン検出器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 クォークや c クォーク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 π^\pm がカロリメータを素通りしてしまう場合や、 π^\pm がカロリメータの前で崩壊して muon を出す場合がある。フェイクで jet を muon に間違っ同定してしまう確率もおよそ 10^{-4} となる。

4.1.2 Jet の再構成

ジェットの再構成には、主にクラスタリング、ジェット再構成アルゴリズムの適用、ハドロンスケールへのキャリブレーションの3段階の過程がある。

まず、カロリメータの各 cell を集めてタワーと呼ばれるクラスターを作る。タワーは、カロリメータを $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の領域に区切り、全ての奥行き方向のカロリメータの cell を足し合わせたものである。このクラスターに対してジェット再構成アルゴリズムを適用する。ATLAS では、標準的に Cone アルゴリズムが用いられている。

Cone アルゴリズムは、まず、2GeV 以上の横方向エネルギー (E_T) を持つクラスターを seed として選ぶ。この seed に対し、seed を中心に $\Delta R < 0.4$ or 0.7 の cone 内にあるクラスターを集める。この過程は全 seed について、 E_T の高い方から行っていくが、ある seed が先に作られたジェットの cone の中に入っており、そのジェットの生成に使われていても、この段階ではオーバーラップを無視してその seed を中心に新たなジェットを作る。ここまでで作られたジェットの候補に対して、オーバーラップしているジェット対に対して結合もしくは分離を行う。もし、2つのジェットの cone の重なっている部分が各ジェットのエネルギーの50%以下である場合、重なっている部分は、2つのジェットのうち、中心に近い方のジェットの一部として考え、他方のジェットからは取り除かれる。また、もし、重なっている部分に、どちらかのジェットのエネルギーの50%以上のエネルギーがある場合、2つのジェットを結合し、新たに1つのジェットを作る。

以上の様なアルゴリズムでジェットが作られるが、ハドロンがカロリメータに入った際には、原子核と非弾性衝突によって失われるエネルギーの効果により、同じエネルギーの電子がカロリメータに入った時よりもエネルギー出力が小さくなる。また、カロリメータより内側にある Dead Material によるエネルギー損失も考慮しなくてはならない。従って、これらの補正をして、EM スケールのものをハドロニックスケールに変換する必要がある。

補正はジェットに関連する各 cell 毎に

$$E_j^k = \sum_i w_i E_{i-cell} \quad (4.1)$$

の様に weight (w_i) をかけることで行う。この weight は cell のエネルギーの関数になっている。この weight は、モンテカルロの情報を使って、エネルギー分解能

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(E_j^k - E_{jMC}^k)^2}{E_{jMC}^k} \quad (4.2)$$

が最小になる様に決める。ここで、 E_j^k はジェットのエネルギーであり、 E_{jMC}^k は対応する Truth (MC Particle jet) のエネルギーである。

この様にして作られたジェットの候補に対して、10GeV 以上の E_T を持つことを最後に要請する。

4.1.3 missing E_T

missing E_T の計算方法は、cell base で行われる。X 軸方向を mE_X 、Y 軸方向を mE_Y とし、

$$mE_X = - \left(\sum E_X^{cell} + \sum E_X^{cryostat} + \sum E_X^{muon} \right) \quad (4.3)$$

$$mE_Y = - \left(\sum E_Y^{cell} + \sum E_Y^{cryostat} + \sum E_Y^{muon} \right) \quad (4.4)$$

$$mE_T = \sqrt{mE_X^2 + mE_Y^2} \quad (4.5)$$

の様に missing E_T は計算される。

式 4.3、4.4 の右辺の 3 項はそれぞれ、cell のエネルギー、cryostat の補正、muon のエネルギーを表している。cell のエネルギーはノイズの $\pm 2\sigma$ を超えたものだけを足し合わせている。cryostat の補正は、粒子がカロリメータに届く前に cryostat によって損失するエネルギーの補正を行っている。ミューオンは、カロリメータでほとんどエネルギーを落とさないため、cell のエネルギーとは別に足す必要があり、第 3 項目で足している。

4.2 Fast シミュレーション

Fast シミュレーション (Atlfast) は Full シミュレーションの情報を元に粒子情報をスミアリングを行なうことによって検出器シミュレーションを省き、短時間で大量のイベント情報を生成できる。LHC はルミノシティーが高い加速器であるため、シミュレーションデータも大量に必要である。従って、本研究のような大量のデータを解析する必要のある研究では、Fast シミュレーションは非常に重要である。

4.2.1 Lepton の再構成

Electron, muon については、これらのジェネレーターからの情報をそのままスミアリングすることによって検出された再構成粒子を作る。

まず、これらの粒子が検出されるための一定以上の横運動量 ($> P_{Tcut}$) と一定以下の擬ラピディティーの絶対値 ($< |\eta_{cut}|$) を選び出す。次に、各粒子に対して、カロリメータで対応するクラスター (クラスターの大きさ: $\Delta R_{cluster}$) を選び、このクラスターを用いて isolate された粒子だけを選ぶ。まず、クラスターが他のクラスターから ΔR_{sep} だけ離れていることを要請し、さらに、このクラスターを中心に ΔR_{iso} の大きさの cone を作り、この cone 内に自身以外のエネルギーが E_{Tiso} より小さいことを要請する。

表 4.1 は、各粒子に用いられたそれぞれのパラメーターの値である。

表 4.1: Atlfast における electron, muon の各パラメーターの値

Particle	P_{Tcut}	η_{cut}	ΔR_{sep}	ΔR_{iso}	E_{Tiso}
e	5GeV	2.5	0.4	0.2	10GeV
μ	10GeV	2.5	0.4	0.2	10GeV

これらのセレクションを通過した粒子に対し、Full シミュレーションによって得られた分解能によってスミアリングを行う。

Electron の場合は、主にカロリメータでエネルギーを測定するため、スミアリングはエネルギーの関数で行われている。低ルミノシティーでは、electron の分解能を

$$\frac{\delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.245}{E_e^T} \oplus 0.007 \quad (4.6)$$

で与え、スミアリングを行っている。

一方、muon については、ミュオン検出器において、トラック情報から運動量を求めるため、運動量においてスミアリングが行われる。Muon のスミアリングに用いられる関数は、ミュオンの P_T 、 η 、 ϕ の関数になっている。

また、Atlfast では実際の検出器における efficiency や分解能の η 依存を考慮に入れていない。従って、これらの粒子を Atlfast を用いてシミュレーションするときには、Full シミュレーションによる efficiency を当てはめてやることにより、より Full シミュレーションに近づける。フルシミュレーションによる efficeincy 等の調査に関しては付録 A で述べる。

4.2.2 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、

- 0.1×0.1 for $|\eta| < 3$
- 0.2×0.2 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 のエネルギースマリングは 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。

4.2.3 missing E_T の再構成

Atlfast の missing E_T の計算方法は、Full シミュレーションでは cell base で計算されるのに対して、object base で計算される。

$$mE_X = -(\sum E_X^{jet} + \sum E_X^{unused\ cell} + \sum E_X^{e,\mu,\gamma}) \quad (4.7)$$

$$mE_Y = -(\sum E_Y^{jet} + \sum E_Y^{unused\ cell} + \sum E_Y^{e,\mu,\gamma}) \quad (4.8)$$

$$mE_T = \sqrt{mE_X^2 + mE_Y^2} \quad (4.9)$$

式 4.7,4.8 の右辺の 3 項はそれぞれ、jet のエネルギー、jet の再構成に用いられていない cell のエネルギー、electron,muon,photon のエネルギーを表している。Atlfast の jet, electron, photon, muon のエネルギーはスマ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 もスマリングされることになる。

第5章 SUSYシグナルとバックグラウンド事象の生成

本章では、発見能力評価に用いた SUSY シグナルとバックグラウンドの生成について述べる。

5.1 SUSYシグナル

本研究では、広いパラメーター領域での SUSY の発見能力を評価するため、各モデルごとに大量の SUSY シグナルを生成した。(ジェネレーターは ISAJET[5]+Jimmy[6] を使用し、各ポイントごとに 10000 イベントずつ(対生成なので、20000 個の SUSY 粒子)を生成した。)ここでは、生成した SUSY シグナルとそれらの質量、及び生成断面積について各モデルごとに述べる。

5.1.1 mSUGRA

mSUGRA では、以下の条件でシグナルを生成した。

- m_0 : 100 ~ 1000GeV(100GeV step)
1000 ~ 2000GeV(200GeV step)
2000 ~ 4000GeV(500GeV step)
- $m_{1/2}$: 150 ~ 950GeV(100GeV step)
- A : 0
- $\tan\beta$: 5, 10, 15
- $sign(\mu)$: +

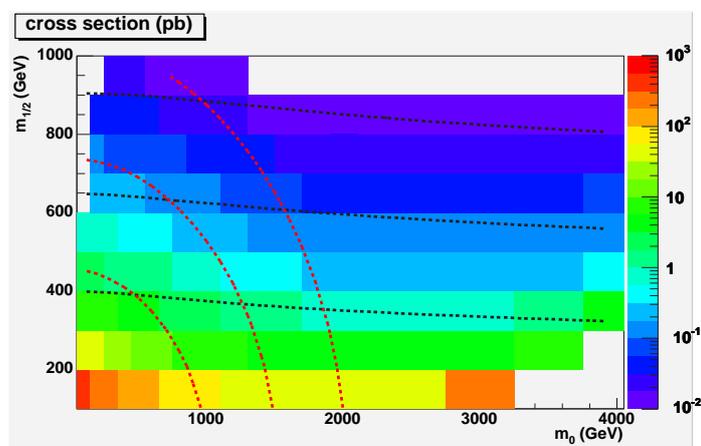


図 5.1: 生成した mSUGRA シグナルの生成断面積

図 5.1 は $\tan\beta = 10$ の条件で生成した場合の mSUGRA シグナルの生成断面積を $m_0 - m_{1/2}$ 平面に示したものである。(赤及び黒の等高線は、それぞれ \tilde{q}, \tilde{g} の 1, 1.5, 2TeV の質量等高線を表している。また、左上の白い領域は $\tilde{\tau}$ が LSP となる領域、右下の白い領域は EWSB が起こらない領域であるため除外した。)

なお、ここで、 $\tan\beta = 10$ と一言いれたが、仮に $\tan\beta = 5, 30$ であっても、 \tilde{g} や第 1, 2 世代の \tilde{q} の質量はほぼ変わらないため、生成断面積も同程度となる。また、以下では、特に断らずに mSUGRA と言った場合は $\tan\beta = 10$ であるものとする。

5.1.2 NUHM

NUHM シグナルは、mSUGRA との比較を行うため、mSUGRA と共通するパラメーター ($m_0, m_{1/2}, A, \tan\beta$) は、mSUGRA と同じ条件で生成した。(ただし、 $\tan\beta$ については、 $\tan\beta = 10$ のシグナルのみ生成した。) NUHM 独自のパラメーターである m_A, μ については、宇宙の暗黒物質密度が $\Omega_{DM} \sim 0.1$ 、 $b \rightarrow s\gamma$ の分岐比が $Br(b \rightarrow s\gamma) < 0.40 \times 10^{-3}$ となるような組み合わせをポイントごとに 1 つ見つけて選択した。図 5.2 は $m_{1/2}, \mu$ の値を mSUGRA の $m_{1/2}, \mu$ とともに $m_{1/2} - \mu$ 平面上に示したものである。

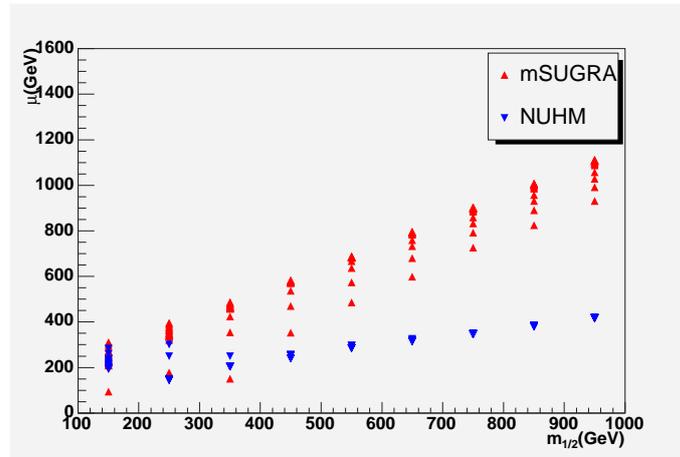


図 5.2: 生成した mSUGRA, NUHM シグナルの $m_{1/2}, \mu$ の値

図 5.2 によると、 $m_{1/2}$ が大きい場合、今回解析した NUHM モデルにおける μ の値は、mSUGRA の μ よりも大きいことが分かる。この場合、第 2 章で述べたように、 $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ の質量は mSUGRA の場合よりも軽くなる。

図 5.3 は生成した NUHM シグナルの生成断面積を $m_0 - m_{1/2}$ 平面に示したものである。これと mSUGRA の生成断面積 (図 5.1) を比較すると、NUHM の生成断面積の方が大きいことが分かる。(これは、 $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ の質量が軽くなった分、これらの生成断面積が増加したからである。 \tilde{q}, \tilde{g} の質量は、 μ の値には依らない ($m_0, m_{1/2}$ でほとんど決まる) ため、 $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{g}$ 対生成の生成断面積自体は mSUGRA と同程度である。)

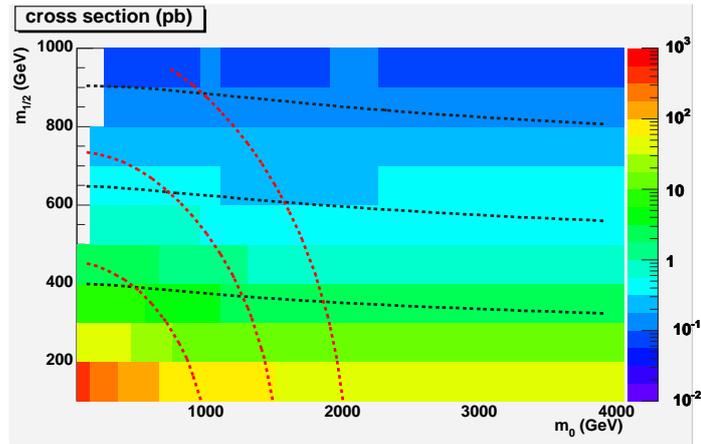


図 5.3: 生成した NUHM シグナルの生成断面積

5.1.3 GMSB

GMSB では、以下の条件でシグナルを生成した。(第 2 章で述べたように、今回は NLSP が slepton で短寿命である場合を考えるため、 $N = 5, C_{gra} = 0.1$ と固定した。)

- $M : 500 TeV$
- $\Lambda : 10 TeV \sim 80 TeV (5 TeV \text{ step})$
- $N : 5$
- $C_{gra} : 0.1$
- $\tan \beta : 5 \sim 45 (5 \text{ step})$
- $\text{sign}(\mu) : +$

図 5.4 は生成した GMSB シグナルの生成断面積を $\tan \beta - \Lambda$ 平面に示したものである。(赤及び黒の等高線は、それぞれ \tilde{q}, \tilde{g} の $1, 1.5 TeV$ の質量等高線を表している。 $N = 5$ の設定より、このモデルでは常に $m(\tilde{q}) < m(\tilde{g})$ である。また、右下の白い領域は EWSB が起こらない領域であるため除外した。)

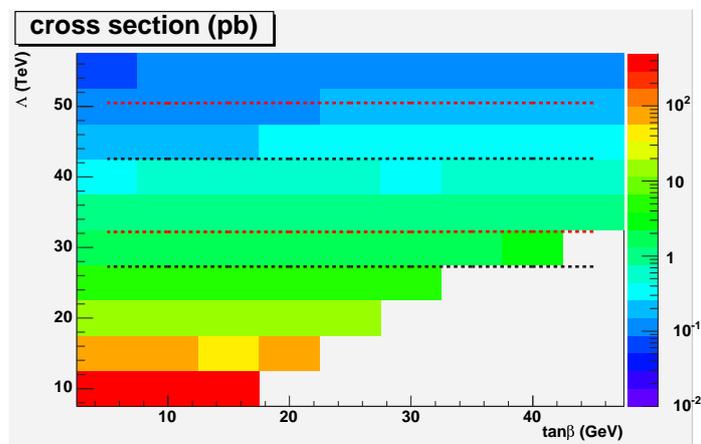


図 5.4: 生成した GMSB シグナルの生成断面積

5.1.4 AMSB

AMSB では、 \tilde{q}, \tilde{g} のみを以下の条件でシグナルを生成した*。

- m_0 : 100 ~ 3900 GeV (200 GeV step)
- $m_{3/2}$: 10 ~ 80 TeV (5 TeV step)
- $\tan \beta$: 10
- $\text{sgn}(\mu)$: +

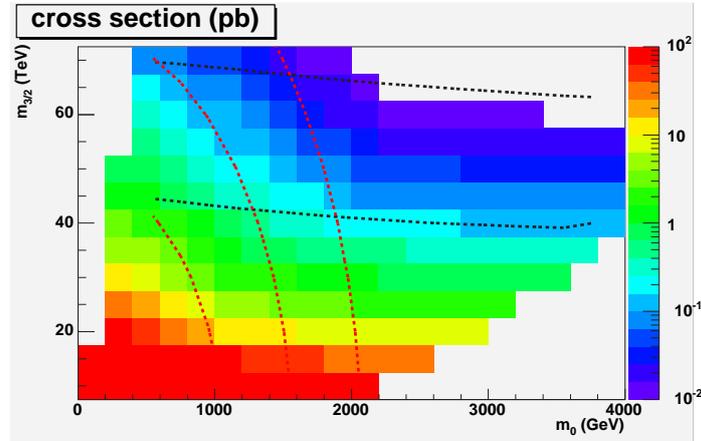


図 5.5: 生成した AMSB シグナルの生成断面積

図 5.5 は生成した AMSB シグナルの生成断面積を $m_0 - m_{3/2}$ 平面に示したものである。(赤の等高線は、 \tilde{q} の 1, 1.5, 2 TeV の質量等高線を表している。一方、黒の等高線は、 \tilde{g} の 1, 1.5 TeV の質量等高線を表している。このように AMSB では、 m_0 の増加にともない、 \tilde{q} は mSUGRA の場合よりも急激に重くなる。また、左上の白い領域は $\tilde{\tau}$ が LSP となる領域、右下の白い領域は EWSB が起こらない領域であるため除外した。)

*今回解析した AMSB のパラメータ領域には、 $\tilde{\chi}$ が非常に軽く、大量に直接生成してしまう領域がある ($m_{3/2} \sim 10 \text{ TeV}$)。そこで、本研究では、 $q\tilde{q}, g\tilde{g}, q\tilde{q}$ 対生成イベントのみを生成して解析した。従って、次章で述べる AMSB の結果はすべて、 $\tilde{\chi}$ の直接生成による影響を無視したものである。

5.2 バックグラウンド

次に、バックグラウンドの種類と生成について述べる。

5.2.1 バックグラウンドの種類

第2章で述べたように、SUSY イベントの基本的な特徴は、大きな missing E_T +高い Pt をもった複数の jet+(lepton) であるから、同様の特徴をもった標準理論のプロセスが SUSY のバックグラウンドとなる。このような特徴をもち、なおかつ LHC で頻繁に生成されるものは以下で述べる QCD プロセス、 $t\bar{t}$ +jets プロセス、W+jets プロセス、Z+jets プロセスの4つである。

以下、これらについて簡単にまとめる。

QCD プロセス

QCD プロセスは大きく分けて heavy flavor(b,c) から構成される $b\bar{b}(c\bar{c})$ +jets と、light flavor から構成される multi jets の2つがある。前者は b クォーク (c クォーク) のセミレプトニック崩壊により ν 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、クラック領域に飛んだときや検出器の測定エラーにより、missing E_T が生じる。

$t\bar{t}$ +jets プロセス

LHC では、gluon-gluon により大量の $t\bar{t} + jets$ が生成する。t クォークは $t \rightarrow Wb$ と崩壊し、W は $W \rightarrow l\nu$ と崩壊するため、これが主な missing E_T となる。

W+jets プロセス

LHC では、大量の $W + jets$ が生成する。W は分岐比 $\sim 30\%$ で $W \rightarrow l\nu$ と崩壊するため、これが主な missing E_T となる。

Z+jets プロセス

LHC では、大量の $Z + jets$ が生成する。Z は分岐比 $\sim 20\%$ $Z \rightarrow \nu\nu$ と崩壊し、これが主な missing E_T となる。

各バックグラウンドプロセスの生成断面積と生成したイベント数を表 5.1 にまとめる。

5.2.2 ジェネレーター

Matrix Element と Parton Shower

AlpGen 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。一方、Parton Shower(PS) は DGLAP 発展方程式を用いて、パートンがスプリットする確率を計算し、その確率を用いて、Matrix Element(ME) にソフト、あるいはコリニア-

表 5.1: 各バックグラウンドプロセスの生成断面積と生成したイベント数

生成したプロセス	生成断面積	生成したイベント数 ($\times 10^6$)
QCD QQ+Njets(Q=b,c) N=0~3	$\sim 500nb$	100
QCD Njets N=2~6	$\sim 50\mu b$	400
$t\bar{t}$ +Njets (WW $l\nu$ $l\nu$) N=0~3	$\sim 0.1nb$	15
$t\bar{t}$ +Njets (WW $l\nu qq$) N=0~3	$\sim 0.3nb$	30
$t\bar{t}$ +Njets (WW qqqq) N=0~3	$\sim 0.3nb$	30
W+Njets(W $l\nu$) N=2~5	$\sim 1nb$	40
Z+Njets(Z $\nu\nu$) N=2~5	$\sim 1.4nb$	60
Z+Njets (Z ll) N=2~5	$\sim 0.3nb$	5

なパートンを追加する (図 5.6)。ME はソフト、あるいはコリニアアな領域では発散してしまうため、このような領域では PS がよい近似となる。

Factorization スケール

ME から PS に切り替える P_T スケールを Factorization スケールという。つまり、Factorization スケールより大きな P_T 領域のパートンは ME で生成し、小さな領域のパートンは PS で生成する (図 5.7)。Factorization スケールの設定には任意性があるため、その分はバックグラウンドの系統誤差として扱わなければならない。

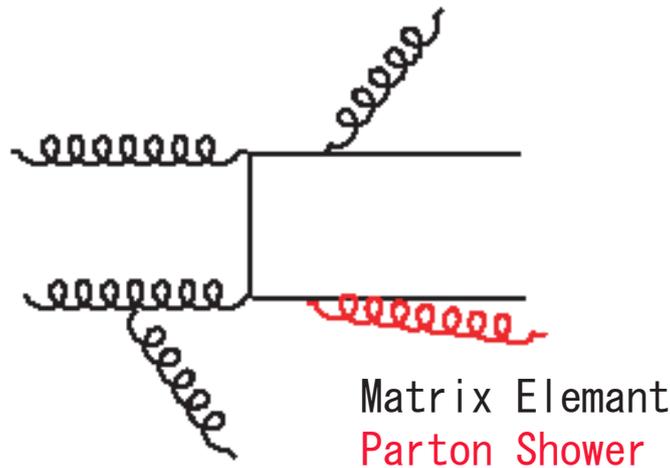


図 5.6: Matrix Element と Parton shower

Renormalization スケール

強い相互作用のゲージ結合定数 $\alpha_s(Q^2)$ は最低似で

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{\beta_0}{4\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (5.1)$$

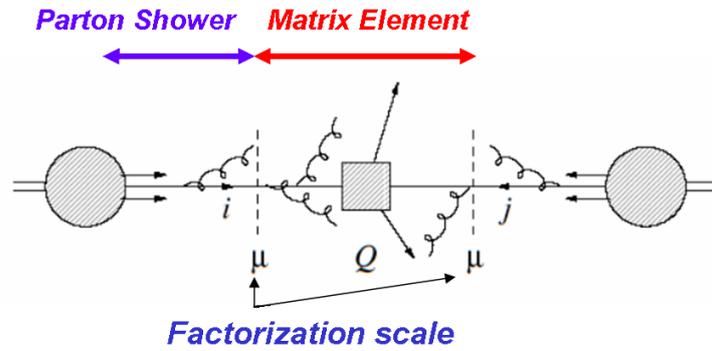


図 5.7: Factorization スケール

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。上式で μ が Renormalization スケールである。一般に、s チャンネルで \sqrt{s} 、t チャンネルで P_T などがスケールとして選ばれるが、この設定にも不定性があり、系統誤差として扱われなければならない。

第6章 解析の最適化とSUSYの発見能力

本章では、先に述べた4つのモデル(mSUGRA, NUHM, GMSB, AMSB)の発見能力を評価する。発見能力の評価は、イベントセレクションを最適化することにより行う。後述するように、ATLAS TDR*で用いられているカット(TDRカット)は、カットに用いられる観測量は適切であっても、カットの値は必ずしも(SUSY粒子の質量スケールによっては)適切なものではないからである。最適化の方法は、シンプルで、かつモデルに依らずに高いパフォーマンスをもつことが重要である。そこで本研究では、 mE_T Optimization と呼ばれるシンプルな最適化方法を、前章で生成した様々なSUSYシグナルに対して適用し、その有用性を検証した。(なお、本研究では基本的に、 $1fb^{-1}$ のデータ量を仮定した。以下での発見能力評価の結果及びそれに関連する図表も、特に断らない限り、 $1fb^{-1}$ のデータを用いたものである。)

6.1 TDRカットと解析の場合分け

ここでは、TDRカットと解析の場合分けについて述べる。

ATLAS TDRでは、SUSYのイベントセレクションとして以下のようなものを採用している。

1. $mE_T > 100GeV$ かつ $mE_T > 0.2M_{eff}$
2. $1stjetP_T > 100GeV$
3. $4thjetP_T > 50GeV$
4. $S_T > 0.2$

SUSYイベントの最大の特徴である mE_T に関しては、 $100GeV$ 以上(かつ、 $0.2M_{eff}$ 以上)であることを要求し、jetは P_T が $50GeV$ 以上のものが少なくとも4本存在し、そのうちの1本は $100GeV$ 以上であることを要求する。また、第2章で述べたように、SUSY粒子の崩壊により生じるjetの分布は球に近い形をしているので、 S_T は 0.2 以上であることを要求する。

解析の場合分けは、第2章で定義したlepton数(N_{lepton})を用いて以下の条件で行う。(N_{lepton} で場合分けすることで、バックグラウンドのプロセス構成が明確になり、それぞれの場合に特化したカットをかけることが出来るからである。)

1. 0lepton モード
 $N_{lepton} = 0$ かつ $\delta\phi_{1,2,3} > 0.2$
2. 1lepton モード
 $N_{lepton} = 1$ かつ $M_T > 100GeV$

*ATLAS Technical Design Report[8, 9]

3. 2lepton モード

$N_{lepton} = 2$ かつ 2 個の lepton の電荷が逆符号である

このように、0lepton モードについては、QCD+jets のバックグラウンドを抑えるために、 $1stjet \sim 3rdjet$ の P_T と mE_T との ϕ の差 $\delta\phi_{1,2,3}$ が 0.2 以上であることを要求する。これは、QCD+jets バックグラウンドの主成分である b クォークや c クォーク起源の jet とニュートリノ (mE_T) がほぼ同じ方向に放出されるからである。1lepton モードについては、W+jets, $t\bar{t}$ +jets のバックグラウンドを抑えるために、第 2 章で定義した lepton と mE_T から計算される transverse mass (M_T) が 100GeV 以上であることを要求する。(W 起源のバックグラウンドはおよそ 80GeV 以下であるが、分解能を考慮して少し大きめの 100GeV のカットを要求する。)

図 6.1 に TDR カットにおけるバックグラウンドプロセスの N_{lepton} 分布を示す。このように、0lepton モードはバックグラウンドが最も多く、lepton を要求する数を増やすにつれ、バックグラウンドは大幅に減少する。また、0lepton モードでは、どのプロセスも同程度効くが、1lepton モードは W+jets, $t\bar{t}$ +jets プロセスが主に効き、2lepton モードは $t\bar{t}$ +jets プロセスのみが効く。これはバックグラウンドを実験データから見積もる際に重要な事実である。

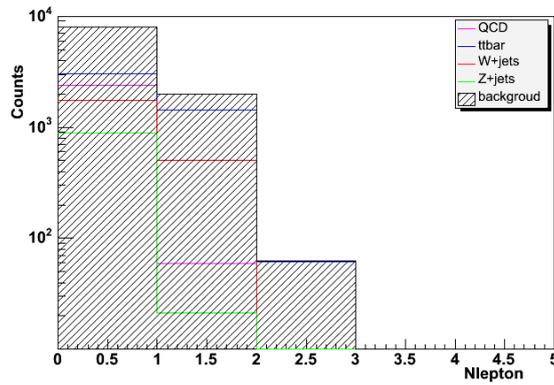


図 6.1: TDR カットにおけるバックグラウンドの N_{lepton} 分布

6.2 カットの最適化

ATLAS 実験では、Significance(Sig) を次式によって定義している。

$$Sig = \frac{s}{\sqrt{b}} \quad \text{ただし、} s > 10 \quad (6.1)$$

ここで、 s はカット後に残る SUSY シグナルの数、 b はカット後に残るバックグラウンドの数である。(なお、 $s < 10$ である場合は、 $Sig = 0$ とする。)

SUSY シグナルはバックグラウンドに対する excess として観測されるが、excess が小さい場合は TDR カットでの発見は容易ではない。TDR カットの値は、古いバックグラウンドモンテカルロを用いて、 M_{susy} の小さいある特定のモデルを用いて決められたものであるため、現在のモンテカルロで、かつ様々なモデルや質量スケールにおいて有効なものではないからである。そこで、本節で述べるカットの最適化が重要になる。

カットの最適化とは、前節で述べた TDR カットを、Significance を最大にするような最適なカットへと変更することである。本研究では、最適化の方法として Full Optimization と mE_T Optimization の 2 つの方法を適用した。本節以下では、この 2 つの最適化方法の定義と特徴について述べる。

6.2.1 Full Optimization

Full Optimization では、表 6.1 にあるような領域で、 $mE_T, 1stjetP_T, 4thjetP_T, S_T$ に課すカットを変化させ、 Sig が最大となるカットを求める。

表 6.1: Full Optimization における各カットのスキャン変域

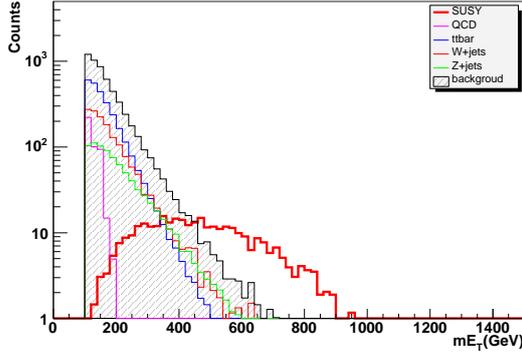
スキャン変数	下限	上限	ステップ
mE_T	50	1000	50
$1stjetP_T$	50	500	50
$4thjetP_T$	50	500	50
S_T	0.1	0.3	0.1

最適化は前章で生成した各 SUSY モデル、各ポイントそれぞれについて行う。例えば、mSUGRA ($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, M_{susy} \sim 1TeV$) の TDR カットでの 0lepton モードの mE_T 分布 (図 6.2(a)) は、最適化により図 6.2(b) のようになる。表 6.2 にそれぞれのカットとその場合に残るイベント数を示す。

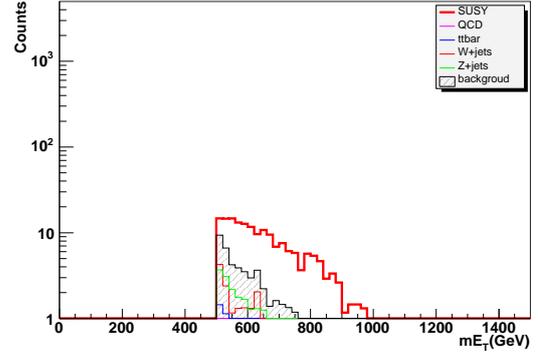
表 6.2: TDR カットと最適なカット (mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV$), 0lepton モード)

	mEt	$1stjetPt$	$4thjetPt$	St	Sig	s/b	s	b
TDR カット	100GeV	100GeV	50GeV	0.2	4.5	0.06	331	5464
最適なカット	500GeV	200GeV	50GeV	0.1	25	3.6	176	49

表 6.2 によると、カットを TDR カットから、最適なカットに変更することで Sig が 4.5 から



(a)TDR カット



(b)Full Opt で最適化したカット

図 6.2: mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) の m_{E_T} 分布 (0lepton モード) (a)TDR カット、(b)Full Opt で最適化したカット

25 まで増加している。このように、Full Optimization によって最大限の Sig を求めることが可能である。

6.2.2 m_{E_T} Optimization

実際には、予め SUSY のモデルが分かっているわけではないため、カットのバリエーションが多い Full Optimization は現実的ではない。そのため、Full Optimization と比してカットのバリエーションの少ない実用的な最適化方法が必要である。

そこで、考えられるのが 4 つのカット変数のうち m_{E_T} のみを最適化する m_{E_T} Optimization (m_{E_T} Opt) である。 m_{E_T} Opt では、 $1stjetP_T, 4thjetP_T, S_T$ カットの値は TDR カットの値を一貫して用いるため、カットのバリエーションの数は Full Opt よりはるかに小さい。また、図 6.3 は (mSUGRA, 0lepton モードの場合に) 発見可能な M_{susy} の値と最適化された m_{E_T} カットの関係を示したものであるが、これは M_{susy} の値が大きな SUSY ほど、大きな m_{E_T} カットが必要であることを示唆している。 M_{susy} の値が大きな SUSY ほど、発見に必要なルミノシティが大きいいため、このことは最適な m_{E_T} カットにルミノシティ依存性があることを示している。

図 6.4 は、 m_{E_T} Opt により最適化した mSUGRA ($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) の m_{E_T} 分布、図 6.5 は、 m_{E_T} Opt における mSUGRA ($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) の m_{E_T} カットと Significance の関係である。

表 6.3 に、Full Opt での最適カットと m_{E_T} Opt での最適カット、及びそれぞれ場合に残るイベント数を示す。この場合、Full Opt での最適カットと m_{E_T} Opt での最適カットでは、 $1stjetP_T$ と S_T のカットに違いがあるが、 Sig には大きな違いはない。このように、 m_{E_T} Opt が実用的であるためには、Full Opt と比べてパフォーマンスが大きく落ちない事が大切である。各モデル、各ポイントごとのより詳細な m_{E_T} Opt のパフォーマンスについては次節において述べる。

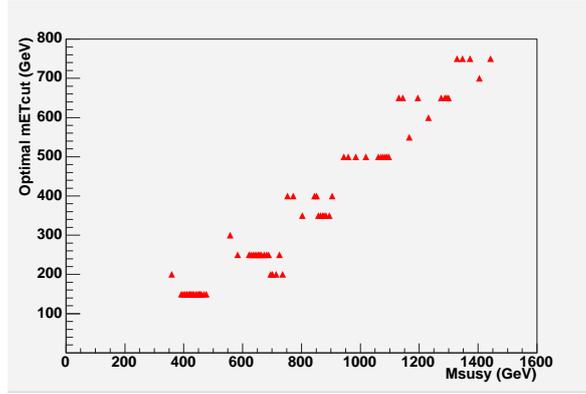


図 6.3: 発見可能な M_{susy} の値と最適化された mE_T カットの関係 (mSUGRA, 0lepton モード)

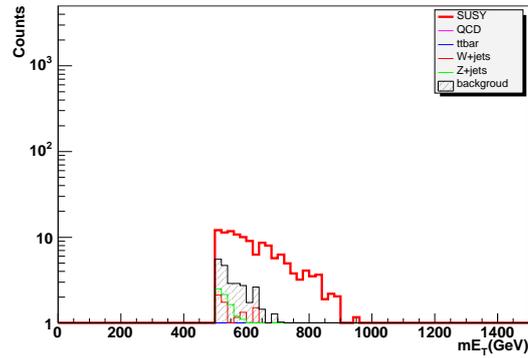


図 6.4: mE_T Opt で最適化したカットにおける mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 450\text{GeV}$) の mE_T 分布 (0lepton モード)

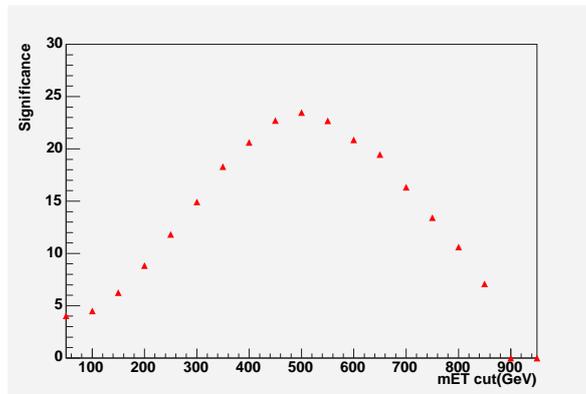


図 6.5: mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 450\text{GeV}$) における mE_T カット (mE_T Opt) と Significance の関係 (0lepton モード)

表 6.3: 最適なカット (mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}$, $m_{1/2} = 450\text{GeV}$), 0lepton モード)

	mEt	$1stjetPt$	$4thjetPt$	St	Sig	s/b	s	b
最適なカット (Full Opt)	500GeV	200GeV	50GeV	0.1	25	3.6	176	49
最適なカット (mE_T Opt)	500GeV	100GeV	50GeV	0.2	23	4.1	135	33

6.3 SUSYの発見能力と mE_T Optimizationのパフォーマンス

ATLASでは、 $s > 10$ かつ $Sig > 5$ の場合に、SUSYを発見可能であると定義している。

本研究では、Full Opt と mE_T Opt の両方の方法を用いて、SUSYの発見能力を評価し、 mE_T Opt によって求めた最大の Significance($Sig(mE_T)$) と、Full Opt によって求めた最大の Significance($Sig(Full)$) の比をとることで、 mE_T Opt のパフォーマンスを評価した。本節以下では、各 SUSY モデルの mE_T Opt による発見能力 (mE_T Opt のパフォーマンス) とモデル間の相違点などを中心に説明する。

6.3.1 mSUGRA

Full Optimizationによる発見能力

mE_T Opt での発見能力について述べる前に、Full Opt での発見能力について述べておく。

図 6.6 は横軸を m_0 、縦軸を $m_{1/2}$ にして、Full Opt を用いた場合の mSUGRA の発見能力を各モードごとに示したものである。各モードごとのラインは、 $s > 10$ かつ $Sig > 5$ を満たす領域の上端を結んだもの (Discovery Reach ライン[†]) であり、ラインよりも $m_{1/2}$ が小さい領域で SUSY が発見可能であることを示している。(グレー及び緑の等高線は、それぞれ \tilde{q}, \tilde{g} の 1, 1.5, 2TeV の質量等高線を表している。)

この結果によると、mSUGRA では、0,1lepton モードの発見能力が高く、 \tilde{q}, \tilde{g} の質量が共に 1.5TeV 程度までであれば、SUSY が発見可能であることが分かる。(なお、 \tilde{q} がかなり重い場合でも、 \tilde{g} の質量が 1TeV 程度までであれば、SUSY が発見可能であることも分かる。)

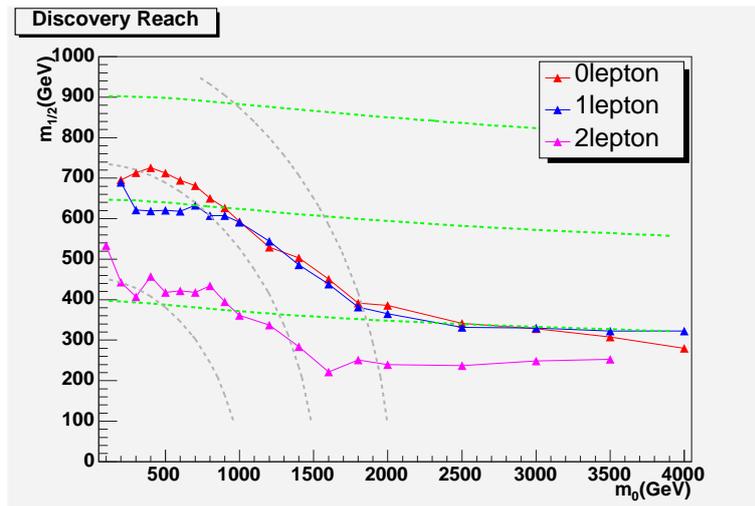


図 6.6: mSUGRA の Discovery Reach(Full Opt)

図 6.7 は TDR カットにおける mSUGRA ($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}, M_{susy} \sim 1\text{TeV}$) の N_{lepton} 分布である。このように mSUGRA では一般に、0lepton モードのシグナルが最も多く、lepton を要求する数を増やすごとにシグナルが少なくなる。シグナルの数が 0lepton モードと比べて少ないにも関わらず、1lepton モードが広い領域で 0lepton モードと同等の発見能力をもつ理由は、1lepton モードでは高い mE_T を持ったバックグラウンドが非常に少なく、強いカット

[†]Discovery Reach ラインの導出方法については、付録 B に示す。

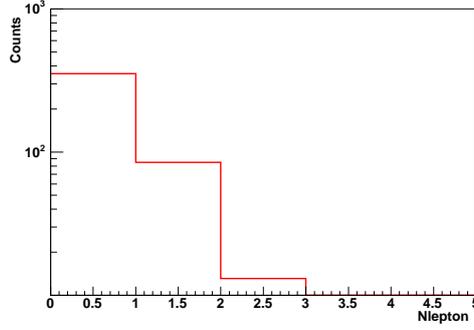
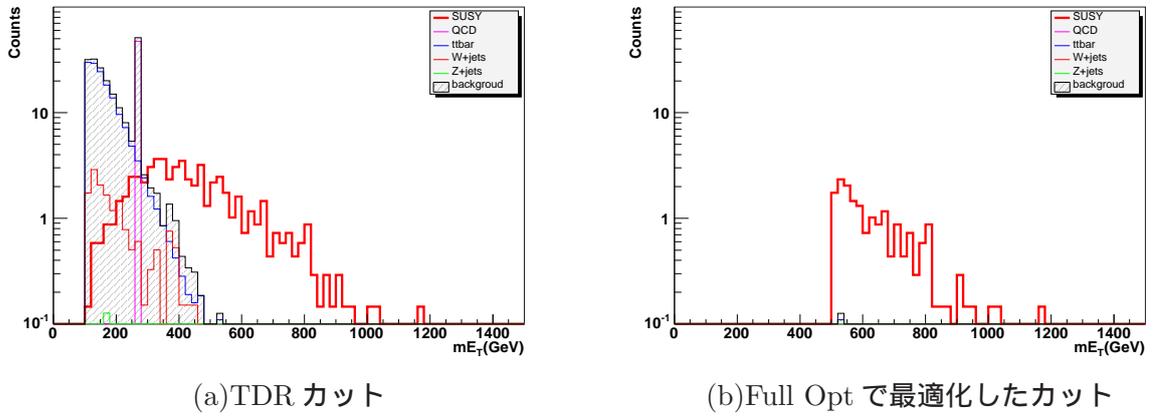


図 6.7: TDR カットにおける mSUGRA の N_{lepton} 分布 ($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$)

トをかけることでバックグラウンドの大部分を落とす事が出来るからである。(TDR カットと最適なカットそれぞれにおける mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) の 1lepton モードでの m_{E_T} 分布を図 6.8、それぞれのカットの場合に残るイベント数を表 6.4 に示す。なお、この 0lepton モードに対応するものは、前節の図 6.2, 表 6.2 である。)



(a)TDR カット

(b)Full Opt で最適化したカット

図 6.8: mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) の m_{E_T} 分布 (1lepton モード) (a)TDR カット、(b)Full Opt で最適化したカット

表 6.4: TDR カットと最適なカット (mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$), 1lepton モード)

	m_{E_T}	$1stjetPt$	$4thjetPt$	St	Sig	s/b	s	b
TDR カット	100GeV	100GeV	50GeV	0.2	4.2	0.26	61	213
最適なカット	500GeV	50GeV	50GeV	0.2	28	45	18	0.4

また、図 6.6 において、 $300\text{GeV} < m_0 < 900\text{GeV}$ のところでは、 Sig は十分大きいにも関わらず、1lepton モードの発見能力が 0lepton モードと比べて悪くなっている。これは、1lepton モードはシグナルが少なく、 $s > 10$ の条件を満たしにくいからである。2lepton モードは、バックグラウンドはさらに少ないが、シグナル数もかなり少なく発見能力は低い。なお、 $m_0 \sim 200\text{GeV}$

付近で、1,2lepton モードの発見能力が少し良くなる理由は、この領域では、 \tilde{l} が $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ より軽くなり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ll$ あるいは、 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l} \nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \nu$ というプロセスが発生し lepton が比較的多く生成するからである。

m_{E_T} Optimization による発見能力とそのパフォーマンス

次に m_{E_T} Opt による発見能力とそのパフォーマンスについて述べる。図 6.9 は各ポイントにおいて求めた $Sig(m_{E_T})/Sig(Full)$ を 0,1lepton モードについて示したもので、図 6.10 は Full Opt と m_{E_T} Opt の Discovery Reach ラインを重ねたものである。(実線が m_{E_T} Opt による Discovery Reach である。Discovery Reach が綺麗に質量等高線に沿っていることは、SUSY の発見能力がその質量に強く依存することを示唆している。なお、図 6.9 において、前章で述べたように、左上 ($m_0 < 200 GeV$) の白い領域は $\tilde{\tau}$ が LSP となる領域、右下の白い領域は EWSB が起こらない領域である。)

図 6.10 によると、1,2lepton モードにおいては、広い領域で m_{E_T} Opt のパフォーマンスが高い。(m_{E_T} Opt による Sig の損失は広い領域で 25%程度以下である。) $m_0 < 900 GeV$ の領域については、0lepton モードについても同様である。このことは、 m_{E_T} Opt が mSUGRA に対して、実用的な最適化法であることを示している。一方、0lepton モードにおいては、 m_{E_T} Opt のパフォーマンスが $m_0 > 900 GeV$ の領域で悪くなっている。(1lepton モードにも、低下の程度は違うが同様の傾向がある。) これは、後述するように、この領域では高い $4thjet P_T$ カットが必要であるからである。

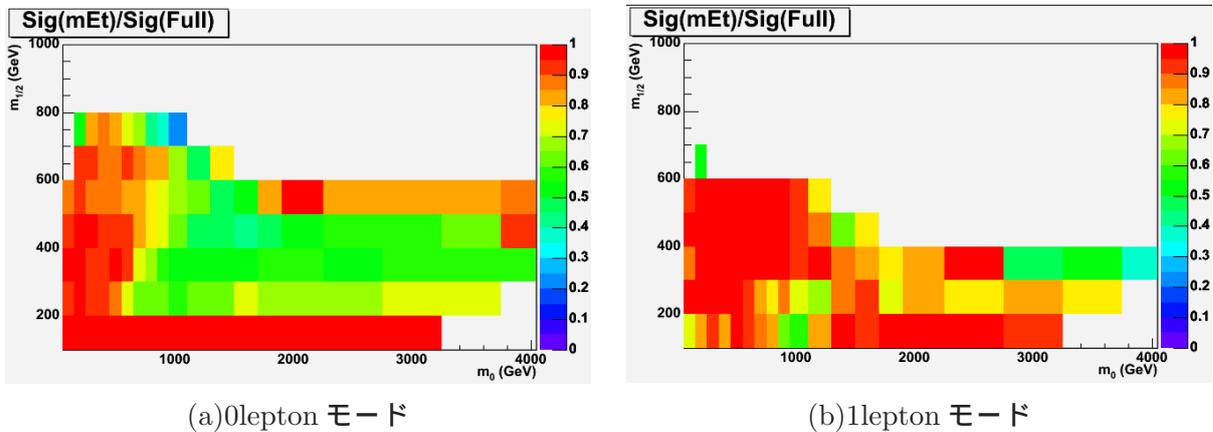


図 6.9: mSUGRA の m_{E_T} Opt のパフォーマンス

最適なカットに関する考察

次に、最適化されたカットについて述べる。

図 6.11 は TDR カットにおける mSUGRA ($m_0 = 800 GeV, m_{1/2} = 150, 450 GeV$) の m_{E_T} 分布を示したものである。これを見ると、 $m_{1/2}$ が大きくなるにつれ、高い m_{E_T} カットが最適であるように思われる。実際、図 6.12, 6.13 は、Full Opt および m_{E_T} Opt それぞれで最適化された m_{E_T} カットの値を 0,1lepton モードについて示したものであるが、確かに、 $m_{1/2}$ が大きくなるほど大きな m_{E_T} カットを要求している。これは、 $m_{1/2}$ が大きくなるほど、 M_{susy} と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が大きくなるため、LSP が大きくブーストされるからである。なお、1lepton モー

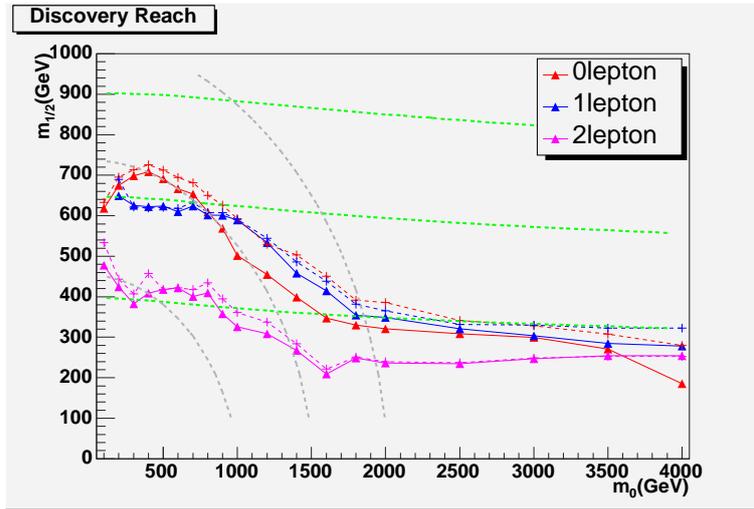
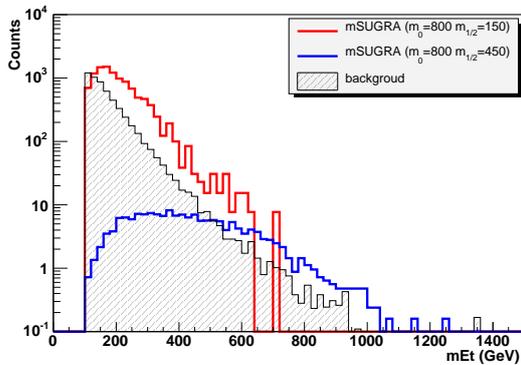
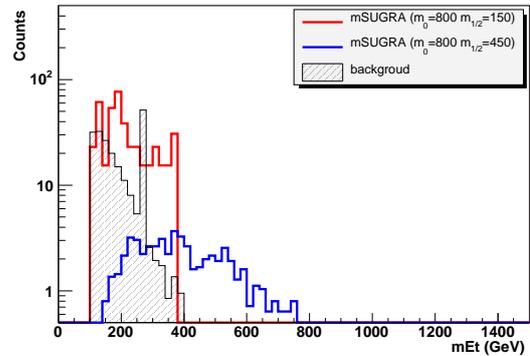


図 6.10: mSUGRA の Discovery Reach(実線が mE_T Opt、破線が Full Opt)

ドの方が若干低い mE_T カットが最適となっているのは、バックグラウンドが比較的少ないため、大きな mE_T カットをかける必要が無い、または大きなカットをかけるとシグナルが減りすぎてしまうからである。



(a)0lepton モード



(b)1lepton モード

図 6.11: TDR カットにおける mSUGRA ($m_0 = 800\text{GeV}, m_{1/2} = 150, 450\text{GeV}$) の mE_T 分布

一方、図 6.14 は mSUGRA ($m_0 = 800\text{GeV}, m_{1/2} = 150, 450\text{GeV}$) の $1stjet P_T$ 分布を示したものであるが、こちらについても、 $m_{1/2}$ が大きくなるにつれ、高い $1stjet P_T$ カットが適切であるように見える。実際、図 6.15 は、Full Opt で最適化された $1stjet P_T$ カットの値を 0, 1lepton モードについて示したものであるが、確かに、0lepton モードにおいて、 $m_{1/2}$ が大きくなるほど大きな $1stjet P_T$ カットを要求している。これは、 M_{susy} 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り、また、 $m_0 \sim 800\text{GeV}, m_{1/2} \sim 500\text{GeV}$ のところで 100GeV 程度の低いカットを要求しているのは、 $m(\tilde{u}) > m(\tilde{g}) > m(\tilde{t})$ となり、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\bar{t}$ が頻発し、崩壊の段数が増えるので jet の P_T が小さくなるからである。(第 3 世代の \tilde{q} は、Higgsino-like な重い $\tilde{\chi}$ に崩壊しやすいため、崩壊の段数が増える。) 1lepton モードは、シグナルが少ないいた

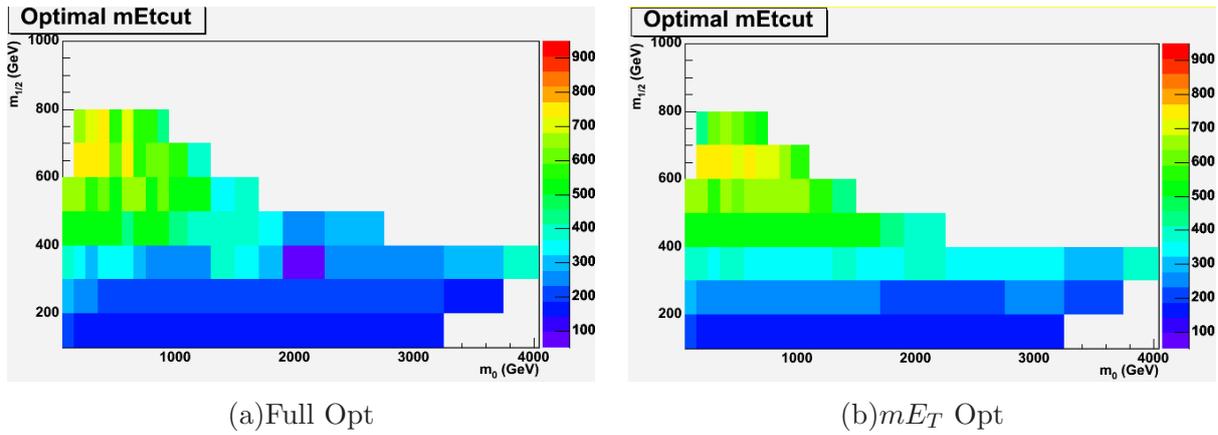


図 6.12: mSUGRA 0lepton モードの最適 mE_T カット

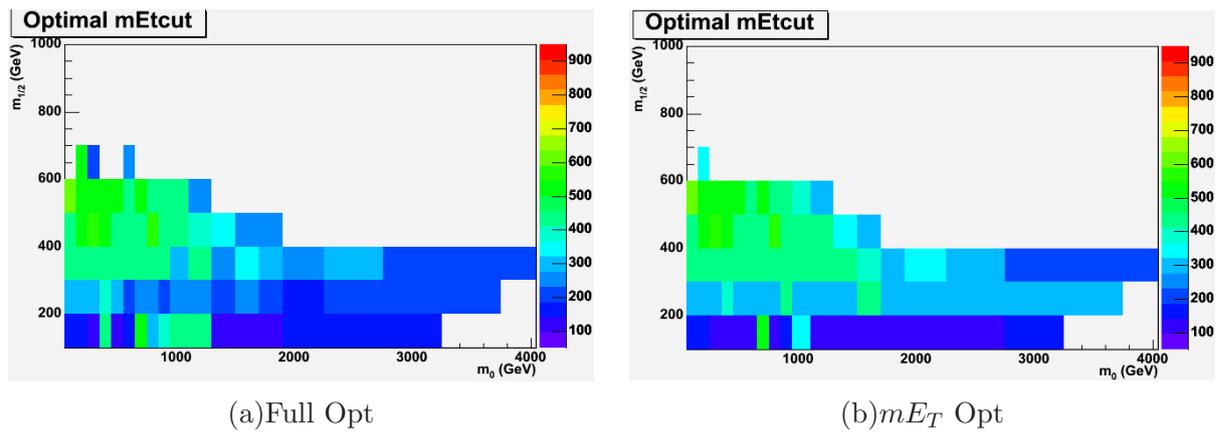


図 6.13: mSUGRA 1lepton モードの最適 mE_T カット

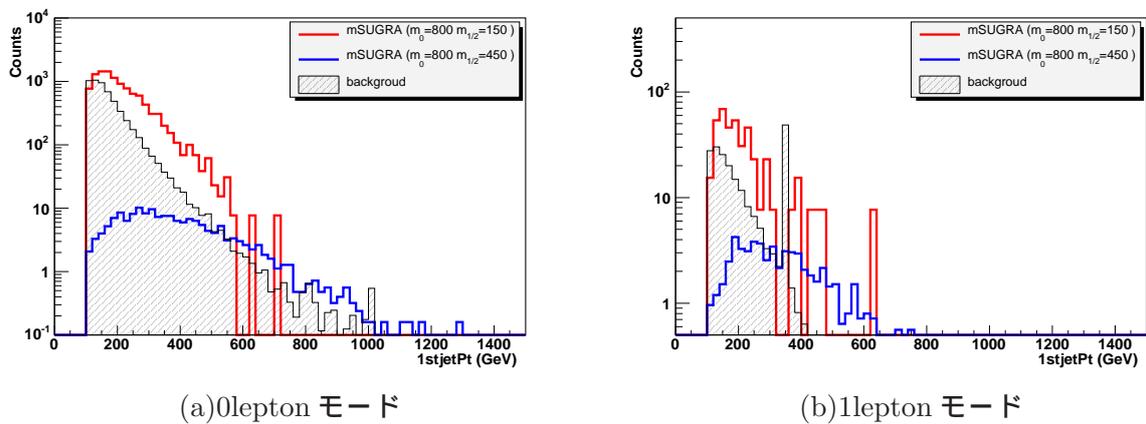


図 6.14: TDR カットにおける mSUGRA ($m_0 = 800\text{GeV}, m_{1/2} = 150, 450\text{GeV}$) の $1stjetP_T$ 分布

め、 $100\text{GeV} \sim 200\text{GeV}$ 程度の低いカットが有効である。

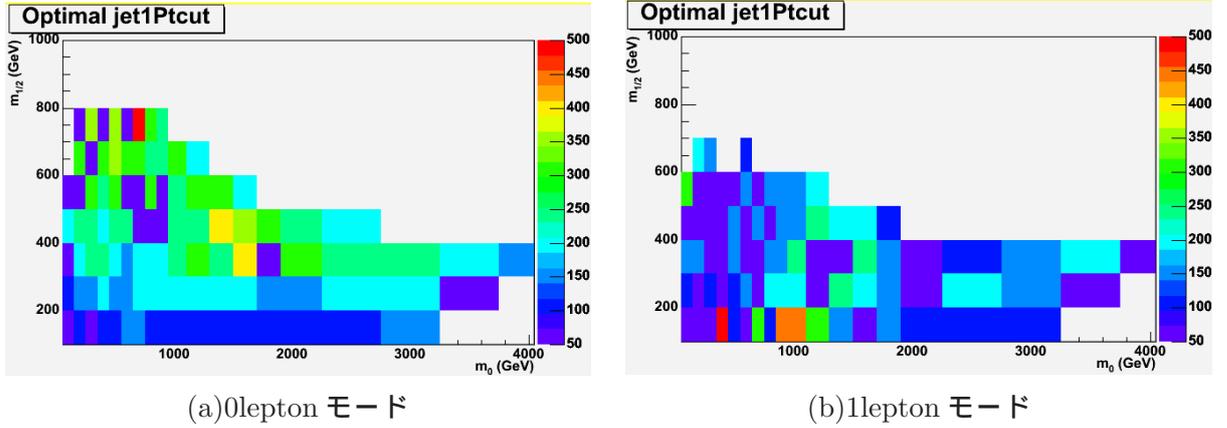


図 6.15: mSUGRA の最適 $1stjetP_T$ カット

なお、Full Opt で最適化された $4thjetP_T$ カットの値は図 6.16 のようになるが、これと図 6.9 を見比べてみれば、 $m_0 > 900 GeV$ で mE_T Opt のパフォーマンスの低下の程度が大きくなる最大の要因が $4thjetP_T$ カットを最適化していないことによるものと推測できる。 $m_0 > 900 GeV$ で、比較的高い $4thjetP_T$ カットが必要である理由は、この領域では、 \tilde{q} が重いため、 $\tilde{g}\tilde{g}$ 対生成が主になり、さらに \tilde{g} は $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}qq$ と崩壊するため、 $50 GeV$ 以上のハードな jet の本数が多くなるためである。($m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$ ならば、 \tilde{q} は $\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}q$ と崩壊するため、ハードな jet の本数は少なくなる。)

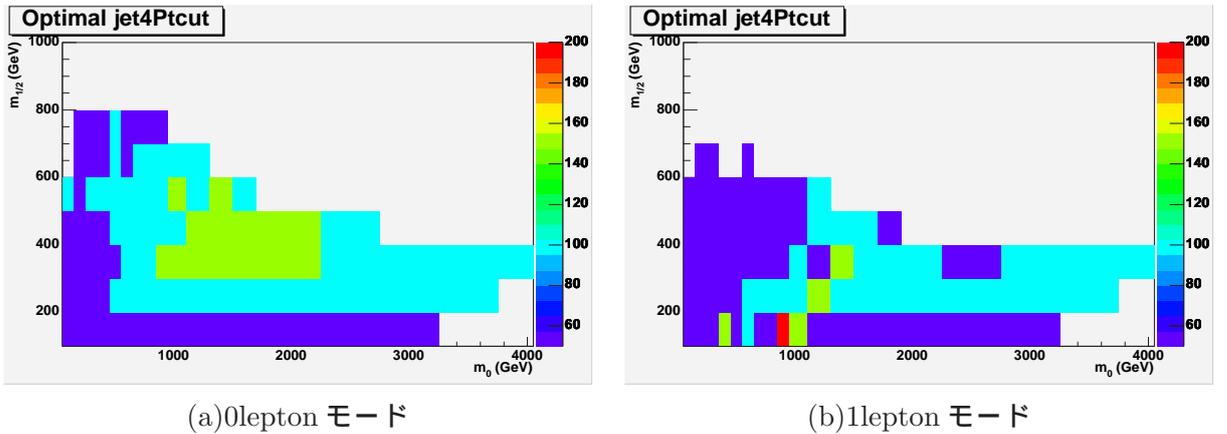


図 6.16: mSUGRA の最適 $4thjetP_T$ カット

異なる $\tan\beta$ をもつ mSUGRA の発見能力

本研究では、 $\tan\beta$ の値が発見能力に影響するか否を調べるために、 $\tan\beta = 10$ の他に、 $\tan\beta = 5, 30$ の mSUGRA の発見能力についても調べた。

第 2 章で述べたように、 $\tan\beta$ の値による影響は第 3 世代の粒子の質量に表れる。($\tan\beta$ が大きくなるにつれ、 $\tilde{b}, \tilde{\tau}$ が軽くなる。 \tilde{t} は常に軽い、強いて言えば $\tan\beta$ が大きくなるにつれ重くなる。) これにより生じる崩壊プロセスの最大の相違点は、 \tilde{g} が \tilde{t} に崩壊しやすいのか、あるいは \tilde{b} に崩壊しやすいのかということである。表 6.5 に、 $m_0 = 400, m_{1/2} = 450$ であるポイント

トについて、生成した全ての崩壊プロセスのうち、 \tilde{g} の \tilde{t}, \tilde{b} への崩壊分岐比と \tilde{t}, \tilde{b} の質量を示す。

表 6.5: \tilde{g} の \tilde{t}, \tilde{b} への崩壊分岐比と \tilde{t}, \tilde{b} の質量 (mSUGRA($m_0 = 400, m_{1/2} = 450$))

	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}b$	\tilde{t} の質量	\tilde{b} の質量
$\tan\beta = 5$	52%	20%	751GeV	940GeV
$\tan\beta = 30$	42%	25%	764GeV	915GeV

この表に示すように、崩壊プロセスの変動はごく僅かであるため、 $m_0 = 400, m_{1/2} = 450, \tan\beta = 5, 30$ であるポイントの mE_T 分布、 $1stjetP_T$ 分布 (図 6.17)、 N_{lepton} 分布、 N_{jet} 分布 (図 6.18) を見ると、このような崩壊パターンの違いによる影響を受けていない。また、図 6.19 は、これらの Discovery Reach を示したもの (実線が $\tan\beta = 5$ 、破線が $\tan\beta = 30$ の場合) であるが、発見能力は、 $\tan\beta$ の値に依らず同程度である。

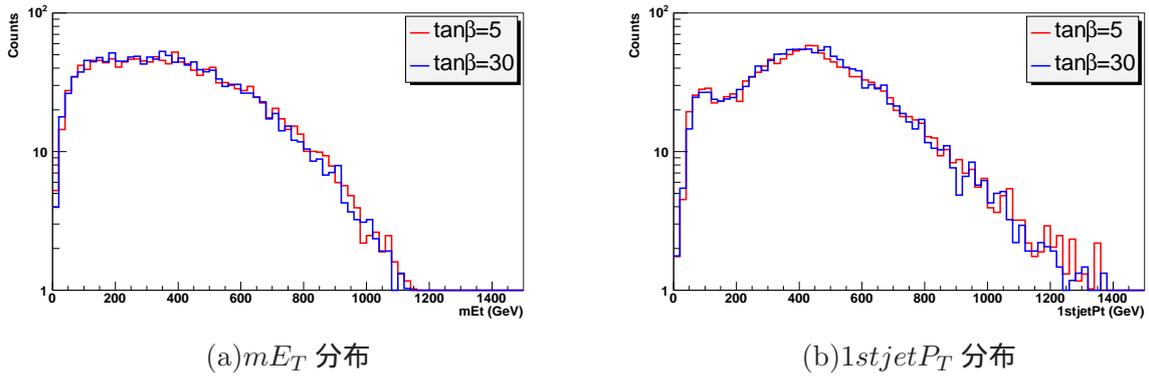


図 6.17: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, \tan\beta = 5, 30$) の (a) mE_T 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布

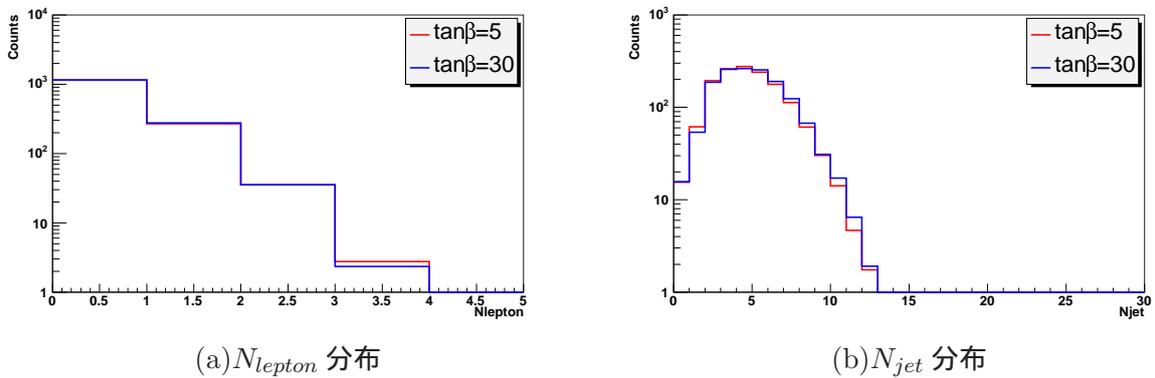


図 6.18: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, \tan\beta = 5, 30$) の (a) N_{lepton} 分布、(b) N_{jet} 分布

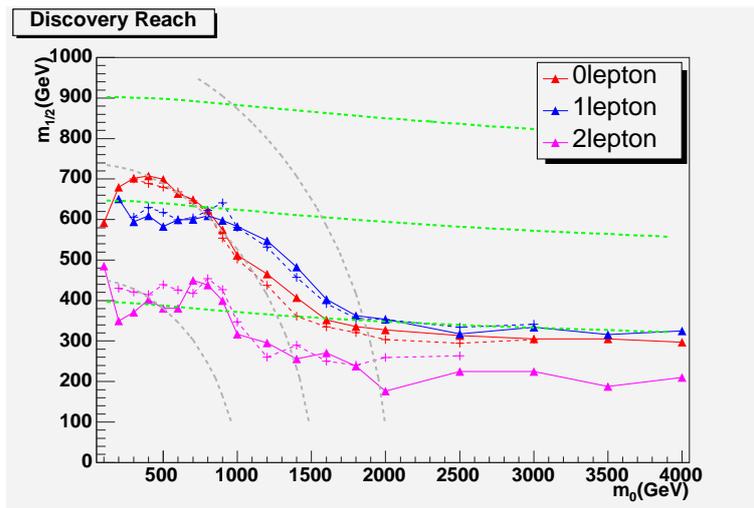


図 6.19: mSUGRA($\tan\beta = 5, 30$) の Discovery Reach(mE_T Opt、実線が $\tan\beta = 5$ 、破線が $\tan\beta = 30$)

6.3.2 NUHM

次に NUHM の発見能力と m_{E_T} Opt のパフォーマンスを、mSUGRA の結果と比較しながら述べる。

mSUGRA と NUHM の比較

前章で述べたように、今回生成した NUHM の μ は mSUGRA の μ と比較して小さく、mSUGRA では、 $\mu > m_{1/2}$ であった関係が、NUHM では、 $m_{1/2} > \mu$ である。その影響でイベントに表れる mSUGRA と比較した場合の NUHM の特徴は、次の 2 点である。

- (1) $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ 及び $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ の質量が軽くなるため、これらの直接生成が増える。
- (2) $\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{H}$ 成分が混合して $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ 及び $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ が構成されるため、 \tilde{q}, \tilde{g} の、重い $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^\pm$ への分岐が増えるなどして、崩壊の段数が増える。(表 6.6, 6.7 に、mSUGRA と NUHM(共に、 $m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$ 、 μ の値はそれぞれ $795\text{GeV}, 315\text{GeV}$) の \tilde{u}_R, \tilde{u}_L の崩壊分岐比を示す。)

表 6.6: \tilde{u}_R の崩壊分岐比 (mSUGRA, NUHM($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$))

	$\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 u$	$\rightarrow \tilde{\chi}_2^0 u$
mSUGRA	99%	-
NUHM	73%	26%

表 6.7: \tilde{u}_L の崩壊分岐比 (mSUGRA, NUHM($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$))

	$\rightarrow \tilde{\chi}_2^0 u$	$\rightarrow \tilde{\chi}_4^0 u$	$\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm d$	$\rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm d$
mSUGRA	32%	-	65%	-
NUHM	5%	29%	8%	58%

図 6.20 はこれらの影響を見るため、カットをかける前の mSUGRA と NUHM (共に、 $m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$) それぞれの $1st\text{jet}P_T$ 分布と N_{jet} 分布を重ねたものである。これによると、NUHM では低エネルギーかつ少数の jet をもつイベントが mSUGRA よりも頻繁に生じていることが分かる。(これは、上記 (1) の効果である。 $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0, \tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ の直接生成は、崩壊の段数が少なく、放出される jet 数も、 $jetP_T$ も小さい。しかし、この $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0, \tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ の直接生成によるシグナルは、明らかに 50GeV 以上のハードな jet を 4 本要求する今の解析に対して感度をもっていない。)

上記 (2) の効果をもう少し調べるために、表 6.8 に示すように TDR カット後の N_{lepton} の数の平均値を mSUGRA と NUHM の何点かで比較した。また、図 6.21 は mSUGRA($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$) の TDR カット後の N_{lepton} 分布を示したものである。(モデル間の規格化の統一は行わず、 $1fb^{-1}$ における分布をそのまま重ねた。) これらの結果でも、 $\tilde{\chi}_0^4 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 W$ などの崩壊が増えることから、NUHM の方が放出される lepton 数が若干多いことが分かる。(ただし、 $m_0 = 800\text{GeV}, m_{1/2} = 650$ の点では、両方のモデルで lepton の数が同程度になっている。この理由は、この領域では、mSUGRA においても、 $m(\tilde{u}) > m(\tilde{g}) > m(\tilde{t})$ となり、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}$ が頻発するため、崩壊の段数が増えるからである。)

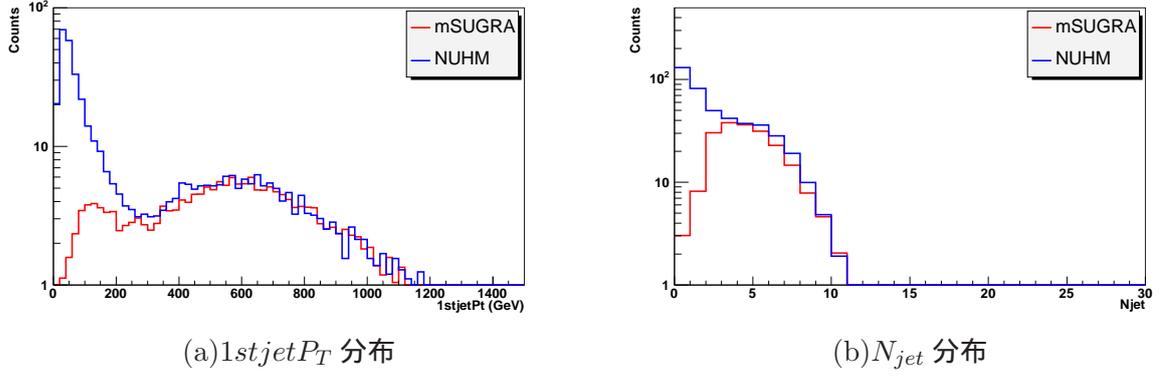


図 6.20: カットかける前の mSUGRA, NUHM ($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$) の (a) $1stjet P_T$ 分布、(b) N_{jet} 分布

表 6.8: TDR カット後の N_{lepton} の平均値 (mSUGRA, NUHM)

$m_0, m_{1/2} (\text{GeV})$	200,650	400,450	400,650	600,650	800,650
mSUGRA	0.45	0.26	0.21	0.26	0.30
NUHM	0.57	0.29	0.27	0.28	0.30

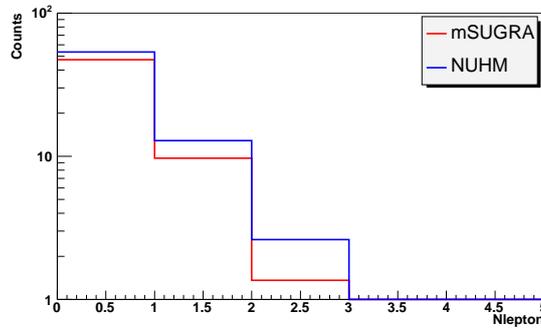


図 6.21: TDR カット後の mSUGRA, NUHM ($m_0 = 400\text{GeV}, m_{1/2} = 650\text{GeV}$) の N_{lepton} 分布

このような mSUGRA と NUHM の違いを踏まえた上で、それぞれの発見能力を比較したのが図 6.22 である。この結果によると、 $0,1lepton$ モードでは、mSUGRA と NUHM の発見能力に違いはない。これは図 6.20(b) や図 6.21 に示したように、 N_{jet} や N_{lepton} の増加はほんの僅かであり、発見能力の違いには寄与しないからである。

なお、 $2lepton$ モードは、この効果を受け、NUHMの方がやや発見能力が高くなっているが、これは $2lepton$ モードはバックグラウンドが少ないため、シグナルの増加による効果を受けやすいからである。

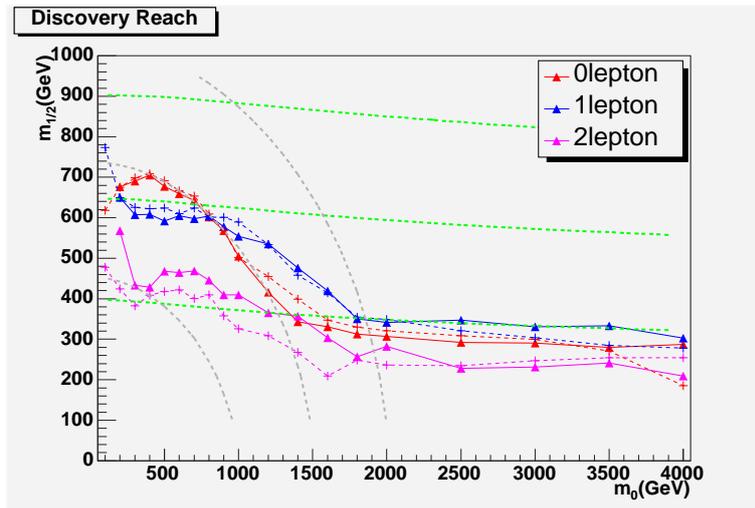


図 6.22: NUHM と mSUGRA の Discovery Reach(m_{E_T} Opt、実線が NUHM、破線が mSUGRA)

NUHM の m_{E_T} Opt のパフォーマンス

NUHM では、 m_{E_T} Opt のパフォーマンスについても、mSUGRA と同様の結果になる。実際、図 6.23 は NUHM の各ポイントにおいて求めた $Sig(m_{E_T})/Sig(Full)$ を 0,1lepton モードについて示したものであるが、これと、前節の図 6.9 を比較して見ると、mSUGRA と同様の結果が得られていることが分かる。このような結果になる理由は、 \tilde{q}, \tilde{g} の質量の関係が、mSUGRA と NUHM で同じであるからであり、前節で述べたことがそのまま当てはまるからである。

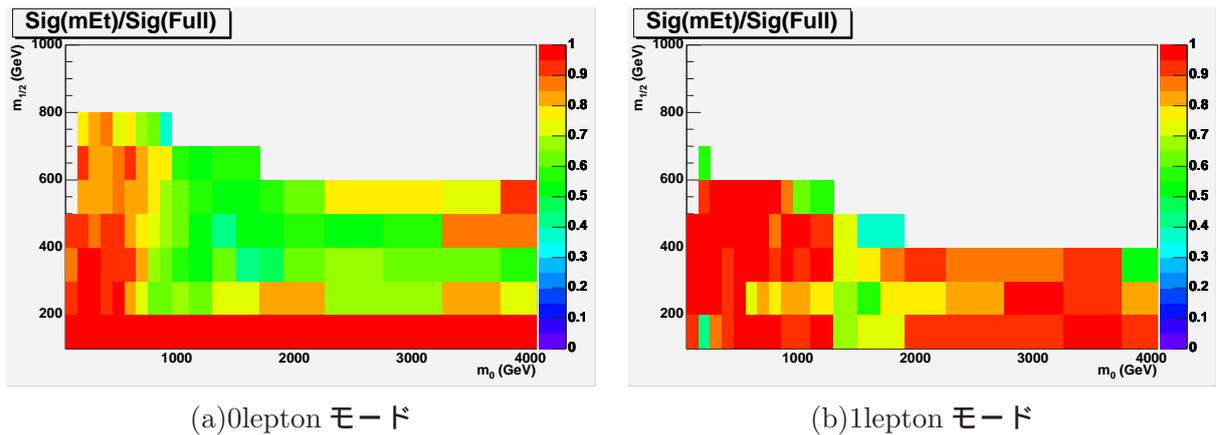


図 6.23: NUHM の m_{E_T} Opt のパフォーマンス

6.3.3 GMSB

mSUGRA と GMSB の比較

先に述べたように、今回解析した slepton が NLSP である GMSB モデルは、mSUGRA にはない次のような特徴をもっている。

(1) LSP は \tilde{G} で、NLSP は \tilde{l} である。また、 \tilde{G} と \tilde{l} の結合は強く、 \tilde{l} は短時間で崩壊する。これより、以下のような崩壊プロセスが高頻度で発生する。

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &\rightarrow \tilde{l} \rightarrow \tilde{G}l^\pm l^\mp \\ \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{l}^\pm \nu \rightarrow \tilde{G}l^\pm \nu\end{aligned}$$

(その分、崩壊の段数は mSUGRA よりも多くなる。)

(2) \tilde{l} だけでなく、 \tilde{q} も mSUGRA と比較して軽い。例えば、質量を決めるパラメーター (Λ や $\tan\beta$) に依らず、 $m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$ が常に成り立つ。

これらの特徴を踏まえた上で、同程度の生成断面積と同じ $m(\tilde{q}), m(\tilde{g})$ 間の大小関係をもつ mSUGRA ($m_0 = 200\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) と GMSB ($\Lambda = 30\text{TeV}, \tan\beta = 10$) の N_{lepton} 分布、 $1stlepton P_T$ 分布[‡]、 $1stjet P_T$ 分布、 $4thjet P_T$ 分布、 N_{jet} 分布、 mE_T 分布を比較したのが、図 6.24 ~ 6.26 である。また、表 6.9 にこれらのモデルの主な SUSY 粒子の質量を示す。(これらの分布は、 \tilde{q}, \tilde{g} 生成イベントのみの比較である。表 6.9 の中の生成断面積の値も同様である。)

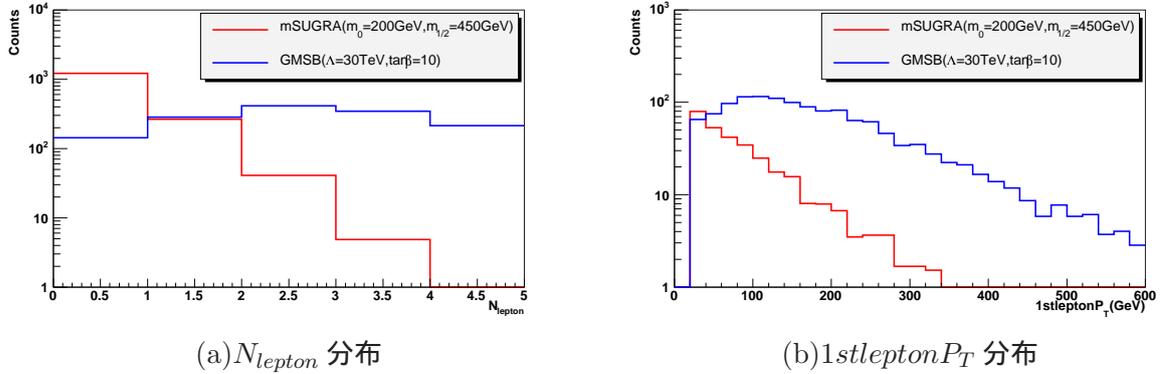


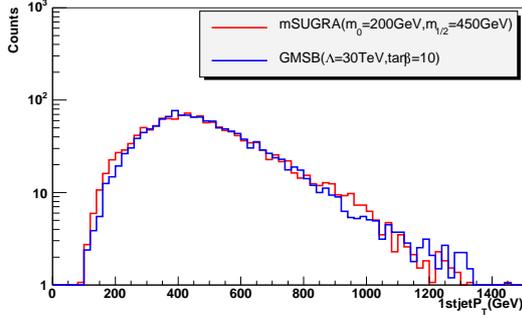
図 6.24: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 200\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$), GMSB ($\Lambda = 30\text{TeV}, \tan\beta = 10$) の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stlepton P_T$ 分布

表 6.9: mSUGRA, GMSB の主な SUSY 粒子の質量 (GeV)

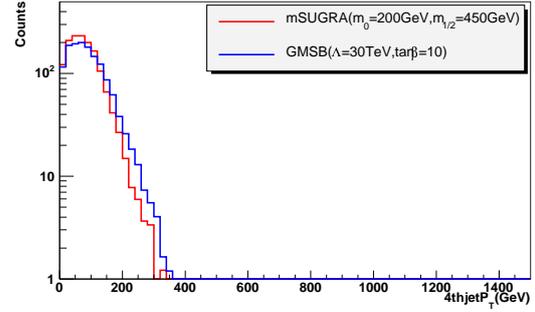
	\tilde{g}	\tilde{u}_R	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	\tilde{e}_R	$\tilde{\tau}_1$	cross section
mSUGRA ($m_0 = 200, m_{1/2} = 450$)	1048	942	184	346	263	259	1.52pb
GMSB ($\Lambda = 30000, \tan\beta = 10$)	1094	924	197	332	131	132	1.49pb

まず、最大の相違点は、図 6.24 に見られるように、slepton が NLP のこの GMSB では大量の lepton が観測されるということである。これは上記 (1) で述べたように、GMSB では mSUGRA にはない余分な崩壊が生じ、そこで頻繁に lepton を放出するからに他ならない。一

[‡]最もハードな lepton の P_T を $1stlepton P_T$ と呼ぶことにする。

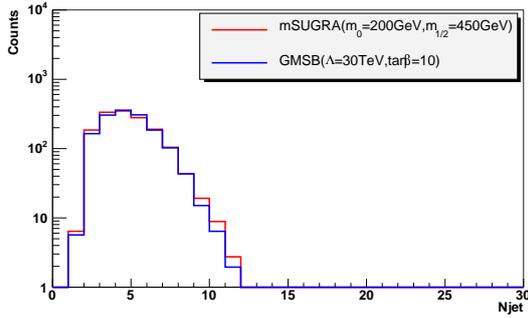


(a) $1stjetP_T$ 分布

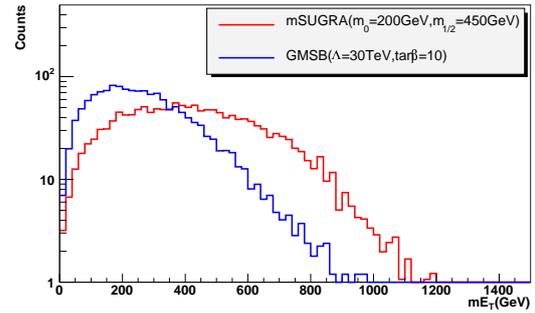


(b) $4thjetP_T$ 分布

図 6.25: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 200GeV, m_{1/2} = 450GeV$), GMSB ($\Lambda = 30TeV, \tan\beta = 10$) の (a) $1stjetP_T$ 分布、(b) $4thjetP_T$ 分布



(a) N_{jet} 分布



(b) mE_T 分布

図 6.26: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 200GeV, m_{1/2} = 450GeV$), GMSB ($\Lambda = 30TeV, \tan\beta = 10$) の (a) N_{jet} 分布、(b) mE_T 分布

方、図 6.25, 図 6.26(a) によると、GMSB と mSUGRA では、 $jetP_T$ や N_{jet} にはほとんど違いは見られない。これは、これらの GMSB と mSUGRA では、 \tilde{q}, \tilde{g} と $\tilde{\chi}_1^0$ 間の質量差が同程度であるからである。(放出される $jetP_T$ は、 M_{susy} と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差でほとんど決まってしまう。これに関しては、次章で詳しく述べる。) もう一つ、図 6.26(b) に示すように、GMSB の mE_T は mSUGRA の mE_T に比べてかなり小さい。これは、今回解析した GMSB では、図 6.24(b) に示すように、ハードな lepton が大量に放出されるため、結果的に LSP がブーストされにくいからである。これらを SUSY の発見の容易さという観点からまとめると、GMSB はバックグラウンドの少ない 1,2lepton モードのシグナルが多いという点で (mSUGRA より) 有利だが、 mE_T が小さいという点で不利であると言える。

以上のような特徴をもつ GMSB の Discovery Reach は結果的に図 6.27 のようになる。図 6.27 は mE_T Opt で評価した Sig から導出した Discovery Reach ライン (縦軸 Λ 、横軸 $\tan\beta$) であり、ラインより Λ が下の領域で GMSB が発見可能であることを示している。(実線が mE_T Opt、破線が Full Opt、グレー及びブリーンの等高線は、それぞれ \tilde{q}, \tilde{g} の 1, 1.5, 2TeV の質量等高線を表している。)

この結果によると GMSB では、1,2lepton モードの発見能力が高く、 \tilde{g} の質量が 1.5TeV 程度までであれば、SUSY が発見可能であることが分かる。(つまり、結果的に、mSUGRA, NUHM

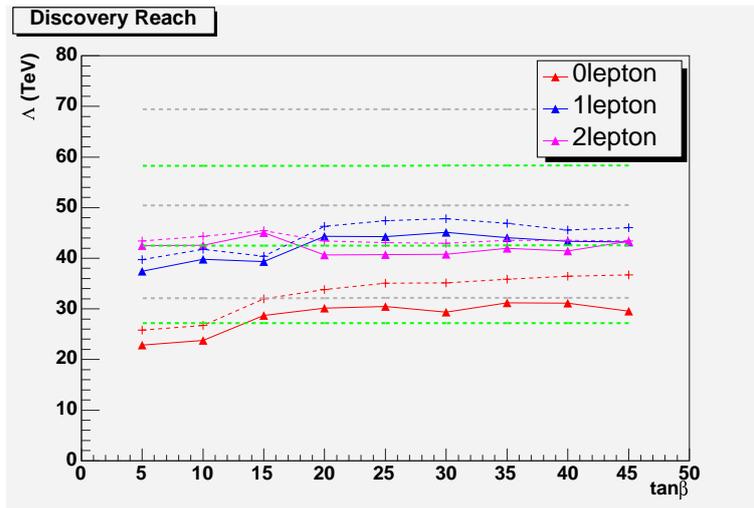
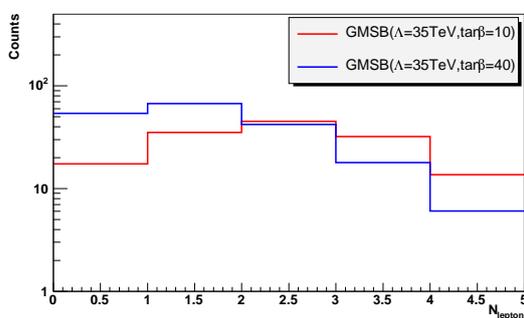


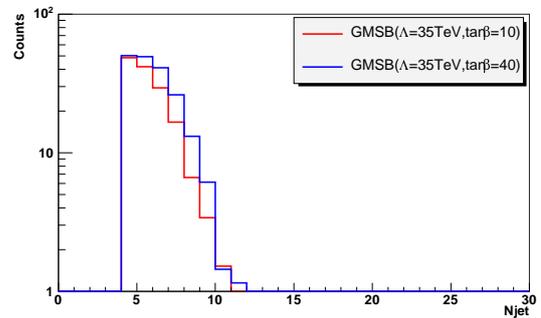
図 6.27: GMSB の Discovery Reach (実線が mE_T Opt、破線が Full Opt)

と GMSB の発見能力は同程度になる。このようになる理由は、SUSY の発見能力を決定する最大の要因が、 \tilde{q}, \tilde{g} の生成断面積であるからである。第 2 章で述べたように、この生成断面積は、 \tilde{q}, \tilde{g} の質量によって決まり、他の SUSY パラメーターには依らない。))

2lepton モードの発見能力が高く、0lepton モードの発見能力が低いという結果は、mSUGRA や NUHM と大きく異なる結果であるが、これは上で述べたように、今回解析した GMSB では、lepton が大量生成するからである。また、0,1lepton モードでは、 $\tan\beta > 20$ のところで、発見能力がやや良くなっているが、これは $\tan\beta$ が大きい場合は $\tilde{\tau}$ が軽くなるため、 $\tilde{\chi} \rightarrow \tilde{\tau}\tau \rightarrow \tilde{G}\tau\tau$ という崩壊が増え、 τ のハドロニック崩壊が起こり、lepton (electron や muon) が減少するからである。図 6.28 は、 $\Lambda = 35\text{TeV}, \tan\beta = 10, 40$ であるポイントの TDR カット後の N_{lepton} 分布、 N_{jet} 分布である。図 6.28(a) によると、 $\tan\beta$ が大きくなるにつれ、lepton の数が減っていることが分かる。また、TDR カット後の N_{jet} 分布 (図 6.28(b)) には、はっきりと jet 数の増加が見られる。



(a) N_{lepton} 分布



(b) N_{jet} 分布

図 6.28: TDR カットにおける GMSB($\Lambda = 35\text{TeV}, \tan\beta = 10, 40$) の (a) N_{lepton} 分布、(b) N_{jet} 分布

GMSB の m_{E_T} Optimization のパフォーマンス

次に、GMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンスについて述べる。図 6.29 は GMSB の各ポイントにおいて求めた $Sig(m_{E_T})/Sig(Full)$ を 0,1lepton モードについて示したものである。

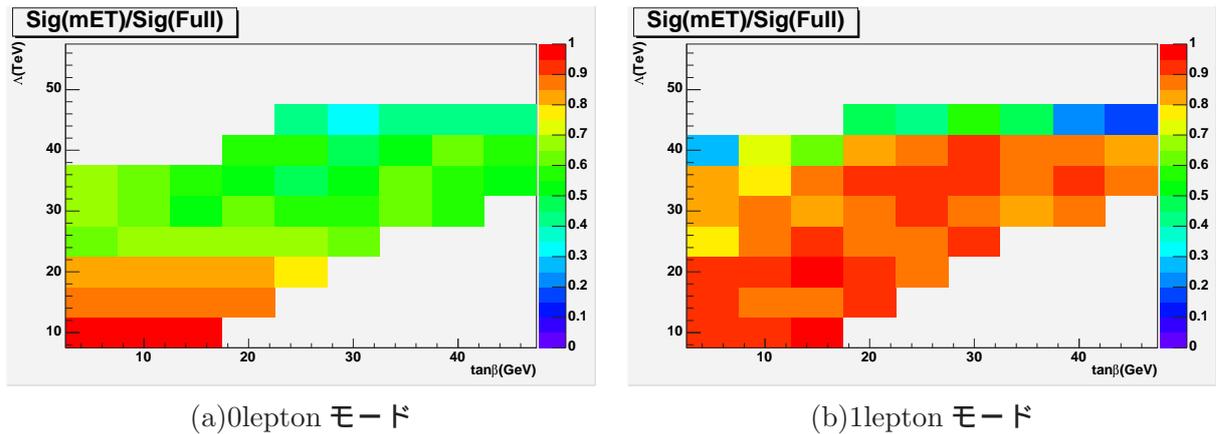


図 6.29: GMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンス

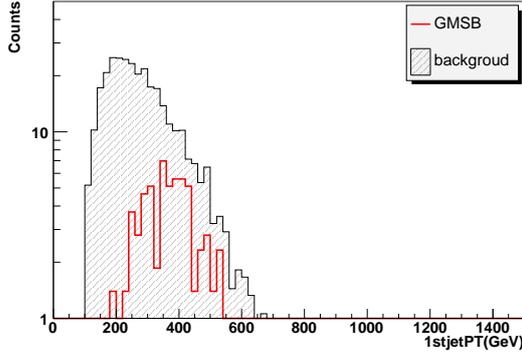
この結果によると、1lepton モードでは、広い領域で m_{E_T} Opt パフォーマンスが高いが、0lepton モードでは、 $\Lambda > 25 TeV$ 以上のところで、パフォーマンスが 50%程度と悪くなっている。この $\Lambda \sim 25 TeV$ という領域は、 $m(\tilde{q}) \sim 800 GeV, m(\tilde{g}) \sim 900 GeV$ 程度の領域であり、mSUGRA の $m_{E_T} Opt$ のパフォーマンス (図 6.9(a) の $m_0 < 900 GeV$ ($m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$) の領域) と比較して悪い。(mSUGRA の $m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$ である領域は、 $1.5 TeV$ 程度のスケールでも、 m_{E_T} Opt のパフォーマンスは十分高い。)

図 6.30 は、0lepton モードの GMSB ($\Lambda = 25 TeV, \tan \beta = 10$) の $1st jet P_T$ 分布で、(a) は m_{E_T} Opt した結果、(b) Full Opt した結果である。また、表 6.10 はそれぞれの場合のカットと残るイベント数を示したものである。これを見ると、Full Opt では、高い $1st jet P_T$ カットをかけることで大幅にバックグラウンドを減らしていることが分かるが、これは、GMSB では m_{E_T} がやや小さく、あまり大きな m_{E_T} がかけられない分、ハードな jet のバックグラウンドが多いため、 $jet P_T$ カットを強くする必要であるからである。(従って、GMSB の 0lepton モードで、 m_{E_T} Opt のパフォーマンスは悪い。)

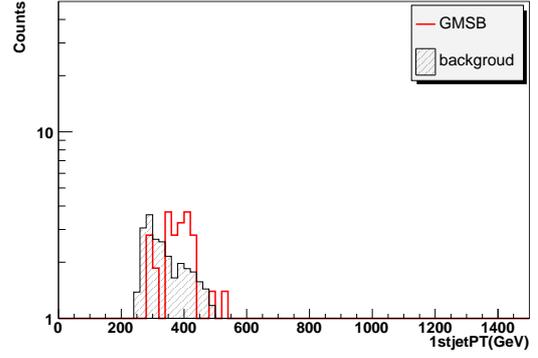
表 6.10: 最適なカット (m_{E_T} Opt と Full Opt) (GMSB ($\Lambda = 25 TeV, \tan \beta = 10$), 0lepton モード)

	m_{E_T}	$1st jet P_T$	$4th jet P_T$	St	Sig	s/b	s	b
最適なカット (m_{E_T} Opt)	300 GeV	100 GeV	50 GeV	0.2	3.9	0.2	69	322
最適なカット (Full Opt)	300 GeV	250 GeV	100 GeV	0.3	5.5	1.0	31	31

一方、図 6.31 は、1lepton モードの GMSB ($\Lambda = 25 TeV, \tan \beta = 10$) の $1st jet P_T$ 分布で、(a) m_{E_T} Opt した結果、(b) Full Opt した結果である。また、表 6.11 はそれぞれの場合のカットと残るイベント数を示したものである。これを見ると、1lepton モードでは、 m_{E_T} の高いバックグラウンドが少なく、 m_{E_T} カットだけで十分にバックグラウンドを落とせるため、強い $jet P_T$ カットが不必要であり、それ故、1lepton モードでは m_{E_T} Opt のパフォーマンスが高いのである。(なお、極端にパフォーマンスが悪いポイントが何点か見られるが、それは、それらのポイ



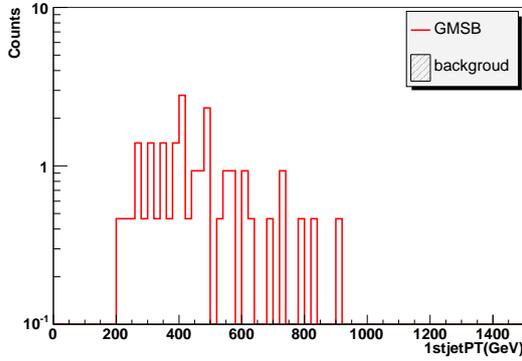
(a) mE_T Opt で最適化したカット



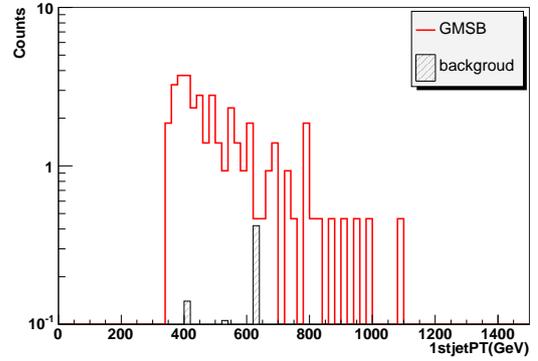
(b) Full Opt で最適化したカット

図 6.30: GMSB($\Lambda = 25TeV, \tan\beta = 10$) の $1stjetP_T$ 分布 (0lepton モード) (a) mE_T Opt で最適化したカット、(b) Full Opt で最適化したカット

ントではシグナル数 s が少なく ($s \sim 10$)、 $s > 10, Sig > 5$ を満たすためにより丁寧にカットの値を決めなければならないため、Full Opt が有利であるからである。)



(a) mE_T Opt で最適化したカット



(b) Full Opt で最適化したカット

図 6.31: GMSB($\Lambda = 25TeV, \tan\beta = 10$) の $1stjetP_T$ 分布 (1lepton モード) (a) mE_T Opt で最適化したカット、(b) Full Opt で最適化したカット

表 6.11: 最適なカット (mE_T Opt と Full Opt) (GMSB($\Lambda = 25TeV, \tan\beta = 10$), 1lepton モード)

	mEt	$1stjetPt$	$4thjetPt$	St	Sig	s/b	s	b
最適なカット (mE_T Opt)	450GeV	100GeV	50GeV	0.2	26	31	22	0.7
最適なカット (Full Opt)	400GeV	350GeV	50GeV	0.2	29	20	40	2

6.3.4 AMSB

mSUGRA と AMSB の比較

第2章で述べたように、AMSB と mSUGRA では SUSY 粒子の質量スペクトルが基本的に異なるため、観測量の分布も一般には一致しない。そこで、ここではまず、そのことにより生じる両モデルの観測量の分布の違いを、以下の2つの場合それぞれに対し、典型的なポイントを例に示す。

- (1) \tilde{q} と \tilde{g} が共に生成する場合 ($m_0 < 1100\text{GeV}$ のとき)
- (2) \tilde{g} が主に生成する場合 ($m_0 > 1100\text{GeV}$ のとき)

まず、(1)の場合の例として、mSUGRA ($m_0 = 700\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$) と AMSB ($m_0 = 700\text{GeV}, m_{3/2} = 45\text{TeV}$) の比較を行った。表 6.12 にこれらのモデルの主な SUSY 粒子の質量を示す。(表 6.12 に示してある断面積は $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{g}$ 対生成のみの断面積である。)

表 6.12: mSUGRA, AMSB の主な SUSY 粒子の質量 (GeV) (1)

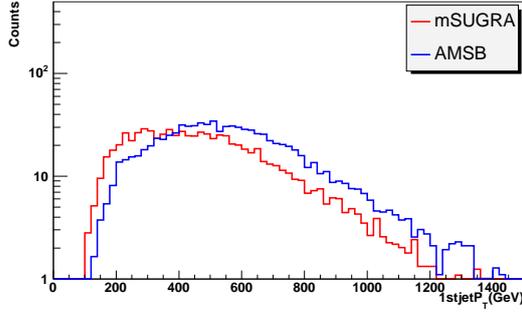
	\tilde{g}	\tilde{u}_R	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	\tilde{e}_R	\tilde{t}_1	cross section
mSUGRA ($m_0 = 700, m_{1/2} = 450$)	1077	1153	186	350	598	720	834	0.778pb
AMSB ($m_0 = 700, m_{3/2} = 45000$)	1026	1169	134	410	793	672	792	0.915pb

表 6.12 に示すように、このポイントでは、 $m(\tilde{q}) > m(\tilde{g})$ ではあるが、その質量差は小さいため、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}q$ よりも、主に \tilde{q}_L は $\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{W}q$ と崩壊、 \tilde{q}_R は $\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{B}q$ と崩壊する。(AMSB と mSUGRA で異なる点は、第2章で述べたように \tilde{B} と \tilde{W} の質量比が mSUGRA では、1:2 で与えられるのに対し、AMSB では、3:1 で与えられるということである。従って、mSUGRA では、 $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}, \tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{W}^0$ となるが、AMSB では、 $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{W}^0, \tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{B}$ となる。また、AMSB の方が $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ 間の質量差が大きい。) 一方、 \tilde{g} は主に $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ と崩壊する。ただし、その先の崩壊パターンはモデルにより異なり、mSUGRA では、 $m(\tilde{t}_1) > m(\tilde{\chi}_4^0)$ であるため、 \tilde{t}_1 は重い $\tilde{\chi}$ に崩壊可能だが、AMSB では、 $m(\tilde{t}_1) < m(\tilde{\chi}_4^0)$ であるため、 \tilde{t}_1 は重い $\tilde{\chi}$ には崩壊不可能である。

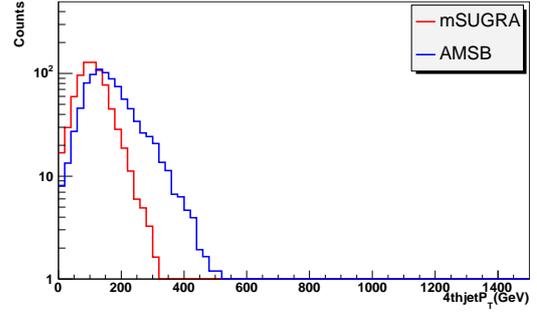
これらの点を踏まえた上で、カットをかける前の両モデルの $1stjet P_T$ 分布、 $4thjet P_T$ 分布、 mE_T 分布、 N_{lepton} 分布を比較したのが、図 6.32, 6.33 である。(なお、この節ではより正確な比較を行うため、AMSB のみならず、mSUGRA シグナルの方でも $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{g}$ 対生成に限定したシグナルを用いている。)

まず、図 6.32 によると、 $1stjet P_T, 4thjet P_T$ の両方について、AMSB の方がよりハードな分布の形になっていることが分かる。(モデル間の規格化の統一は行っていないが、分布の形からして AMSB の方がハードである。) これは、上に述べたように、両モデルの質量スペクトルと崩壊パターンが異なるからであり、例えば、 $1stjet$ は \tilde{q} と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が大きい方がハードになると考えられ、 $4thjet$ は $\tilde{\chi}_2^0$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が大きい方がハードになると考えられからである。この視点のもとで、表 6.12 から、崩壊の際、親子関係にある粒子の質量差を計算してみると、AMSB の方が大きな質量差をもっている場合が多く、それが、AMSB の方がよりハードな jet が放出される原因である。結果的に、図 6.33(b) のように、AMSB の方が mE_T もハードになっている。

なお、図 6.33(b) によると、この領域では lepton の分布は mSUGRA, AMSB で非常に良く似ていることが分かる。

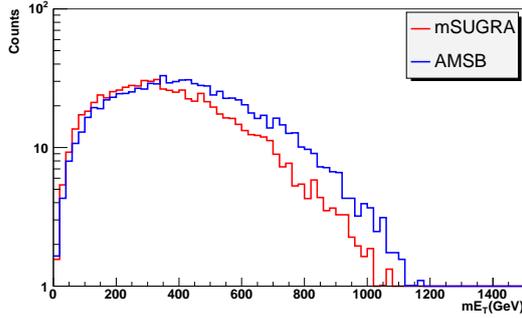


(a) 1stjet P_T 分布

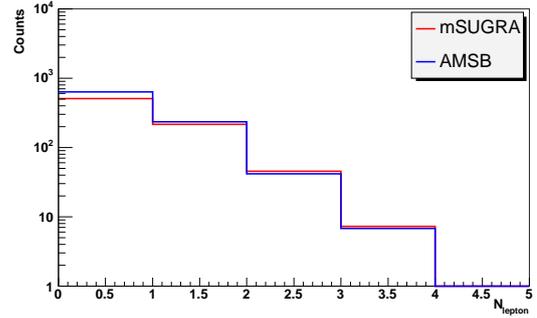


(b) 4thjet P_T 分布

図 6.32: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 700\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$), AMSB ($m_0 = 700\text{GeV}, m_{3/2} = 45\text{TeV}$) の (a) 1stjet P_T 分布、(b) 4thjet P_T 分布



(a) mE_T 分布



(b) N_{lepton} 分布

図 6.33: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 700\text{GeV}, m_{1/2} = 450\text{GeV}$), AMSB ($m_0 = 700\text{GeV}, m_{3/2} = 45\text{TeV}$) の (a) mE_T 分布、(b) N_{lepton} 分布

次に、(2) の場合の例として、mSUGRA ($m_0 = 1400\text{GeV}, m_{1/2} = 350\text{GeV}$) と AMSB ($m_0 = 1500\text{GeV}, m_{3/2} = 35\text{TeV}$) の比較を行った。表 6.13 にこれらのモデルの主な SUSY 粒子の質量を示す。

表 6.13: mSUGRA, AMSB の主な SUSY 粒子の質量 (GeV) (2)

	\tilde{g}	\tilde{u}_R	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	\tilde{e}_R	\tilde{t}_1	cross section
mSUGRA ($m_0 = 1400, m_{1/2} = 350$)	904	1560	145	274	506	1405	986	0.630pb
AMSB ($m_0 = 1500, m_{3/2} = 35000$)	862	1654	107	321	633	1491	1016	0.641pb

表 6.13 に示すように、このポイントでは第 1 世代の \tilde{q} の質量が大きいため、主に \tilde{g} が生成する。また、 $m(\tilde{t}_1) > m(\tilde{g})$ でもあるため、 \tilde{g} は \tilde{t}_1 には崩壊できず、主に $\tilde{g} \rightarrow \tilde{W}qq$ と崩壊する (分岐比で言うと、mSUGRA でおおよそ 60%、AMSB でおおよそ 90% がこのように崩壊する)。その先の崩壊でパターンは、mSUGRA では、 \tilde{W} が $\tilde{W}^0 \rightarrow \tilde{B}Z$ や $\tilde{W}^\pm \rightarrow \tilde{B}W$ のように崩壊

できる、一方、AMSB では、 \tilde{W}^\pm が $\tilde{W}^\pm \rightarrow \tilde{W}^0 \pi^\pm$ と崩壊するのみである。(後者の場合は、 $m(\tilde{W}^\pm) - m(\tilde{W}^0)$ が 170MeV であるため、放出される π は非常にソフトで見えない。)

これらの点を踏まえた上で、カットをかける前の両モデルの $1stjetP_T$ 分布、 $4thjetP_T$ 分布、 mE_T 分布、 N_{lepton} 分布を比較したのが、図 6.34,6.35 である。

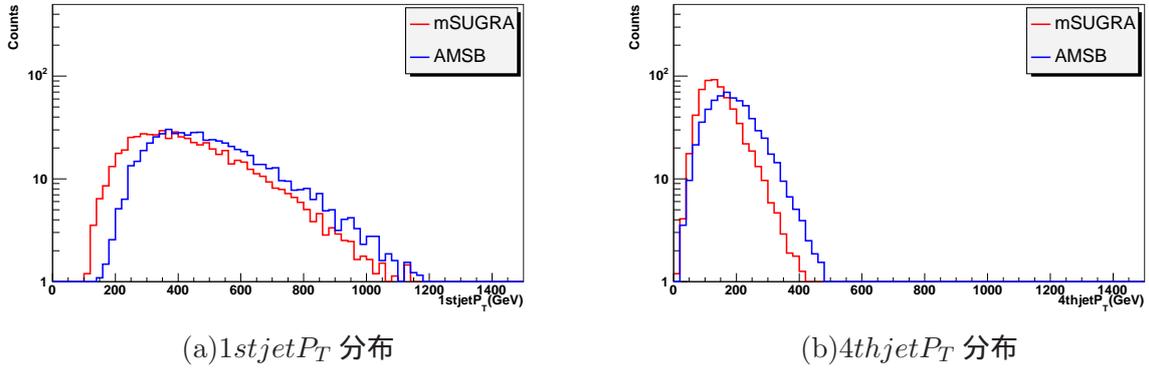


図 6.34: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 1400GeV, m_{1/2} = 350GeV$), AMSB ($m_0 = 1500GeV, m_{3/2} = 35TeV$) の (a) $1stjetP_T$ 分布、(b) $4thjetP_T$ 分布

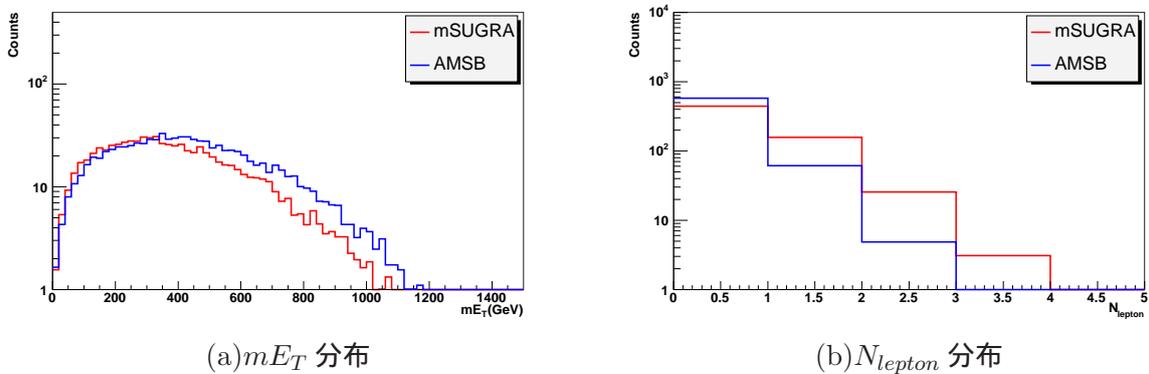


図 6.35: カットかける前の mSUGRA ($m_0 = 1400GeV, m_{1/2} = 350GeV$), AMSB ($m_0 = 1500GeV, m_{3/2} = 35TeV$) の (a) mE_T 分布、(b) N_{lepton} 分布

まず、図 6.34 によると、先に取り上げたポイントと同じく $1stjetP_T, 4thjetP_T$ の両方について、AMSB の方がよりハードな分布の形になっていることが分かる。これは、AMSB の方が \tilde{g} と \tilde{W} の質量差が大きく、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{W}qq$ と崩壊する際によりハードな jet が放出されるためである。従って、図 6.35(a) に示すように、この場合の AMSB でも mE_T がより大きくなる。

なお、図 6.35(b) によると、この AMSB では lepton が非常に少ない。これは、この領域の AMSB において、圧倒的に頻度の高い $\tilde{g} \rightarrow \tilde{W}qq$ という崩壊プロセスにおいては、ハードな lepton が一切放出されないからである。

以上のような特徴をもつ AMSB の Discovery Reach(0,1lepton モード) は結果的に図 6.36 のようになる。図 6.36 は、横軸に m_0 、縦軸に $m_{3/2}$ をとった AMSB の Discovery Reach ラインであり、ラインより $m_{3/2}$ が下の領域で AMSB が発見可能であることを示している。(実線が

mE_T Opt、破線が Full Opt、グレーの等高線は、 \tilde{q} の 1, 1.5, 2TeV の質量等高線を、グリーン
の等高線は、 \tilde{g} の 1, 1.5TeV の質量等高線を表している。）

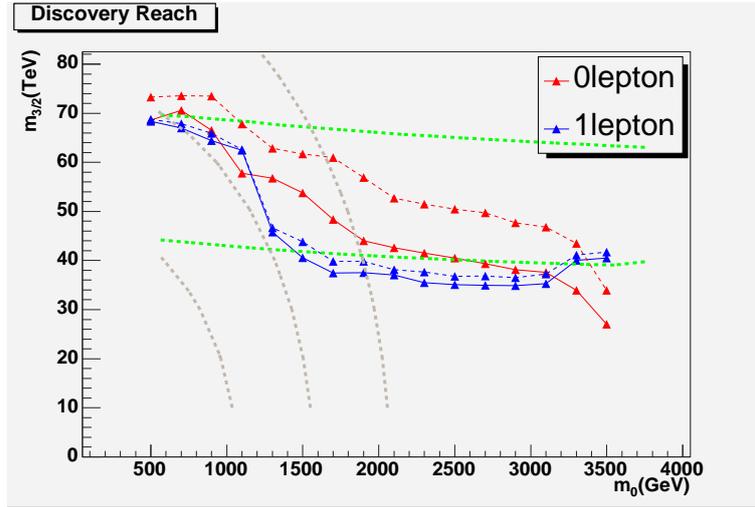


図 6.36: AMSB の Discovery Reach (実線が mE_T Opt、破線が Full Opt)

図 6.36 によると、AMSB では 0, 1lepton モードの発見能力が高く、 mE_T Opt の結果で、1.5TeV 程度までの SUSY が発見可能であることが分かるが、この結果は mSUGRA の発見能力 (図 6.10) に比べて、同程度となっている。このようになる理由は、同程度の M_{susy} である mSUGRA と AMSB のシグナルを比較したとき、先に示したように、 mE_T 分布の形状が非常に近くなるからである。

また、1lepton モードについては、 $m_0 \sim 1100 GeV$ のところを境に 0lepton モードと比較して、急激に悪くなっていることが分かるが、これは先に述べたように、この領域の AMSB では、 \tilde{g} が主に、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{W}qq$ と崩壊し、この場合は一切 lepton を放出しないからである。

なお、 $m_0 > 3000 GeV$ では第 1, 2 世代の \tilde{q} が非常に重くなるため、 \tilde{g} の三体崩壊の中間状態としての \tilde{t} の割合が増え、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{H}^{\pm}tb$ という崩壊が頻発し、lepton が増える。したがって、この領域で 1lepton モードの発見能力が上昇している。

AMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンス

次に、AMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンスについて述べる。図 6.37 は AMSB の各ポイントにおいて求めた $Sig(m_{E_T})/Sig(Full)$ を 0,1lepton モードについて示したものである。

この結果によると、AMSB では、0,1lepton モード共に、広い領域で m_{E_T} Opt のパフォーマンスが悪くなっている。(例えば、0lepton モードでは、 $m_{3/2} > 40TeV$ の広い領域で m_{E_T} Opt のパフォーマンスが 30%程度と悪い。) これは、先に示したように、一般に AMSB では、やや高い $4thjetP_T$ カットが必要であるからである。図 6.38 は AMSB における最適 $4thjetP_T$ カットを示す。(特に、0lepton モードで、高いカットを要求する必要があるのは、ハードな jet をもったバックグラウンドが多く、 m_{E_T} カットだけでは、バックグラウンドが十分に落ちないからである。) なお、図 6.36 において、 $m_0 < 1300GeV$ における 1lepton モードの m_{E_T} Opt のパフォーマンスが、あまり落ちて見えないのは、1lepton モードでは、Discovery Reach が $Sig > 5$ の条件でなく、 $s > 10$ の条件で決まっているからである。(つまり、 $m_0 < 1100GeV$ におけるラインは $s = 10$ のラインを示している。この領域では、バックグラウンドがほぼ 0 なので、 s が少し変化するだけで、 Sig の値が大きく変化する。)

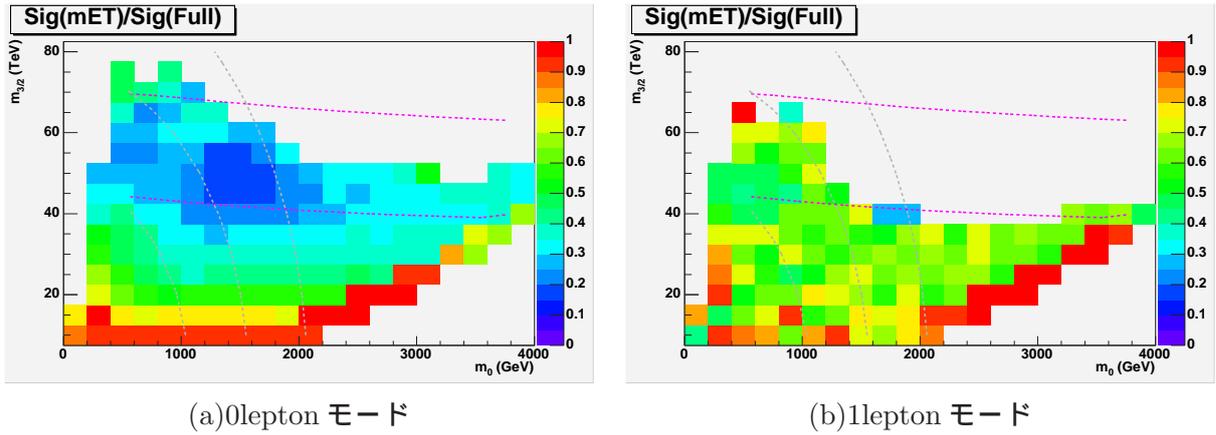


図 6.37: AMSB の m_{E_T} Opt のパフォーマンス (a)0lepton モード、(b)1lepton モード

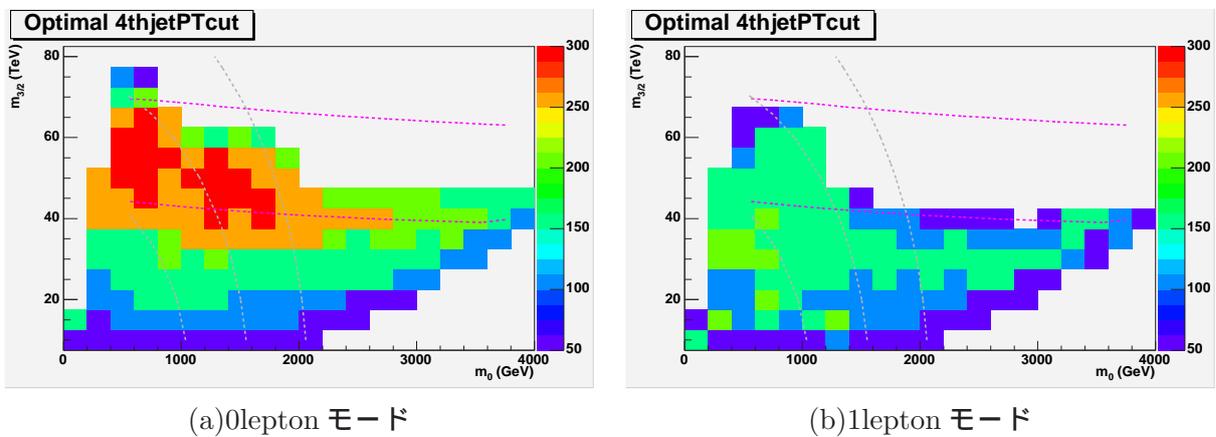


図 6.38: AMSB の最適 $4thjetP_T$ カット (a)0lepton モード、(b)1lepton モード

第7章 SUSY 粒子の質量スペクトルとSUSY の発見能力

前章で示したのは、主に m_{E_T} カットによって、mSUGRA, NUHM, GMSB, AMSB が同程度の質量スケール ($1fb^{-1}$ で $1.5TeV$ 程度) まで発見可能である、ということである。しかし、前章までに述べたように、モデルにより SUSY 粒子の質量スペクトルは異なり、それ故、崩壊パターンも異なる。従って、前章で示したことは、SUSY の発見能力が粒子の崩壊パターンに依らないことを示唆している。そこで、本章では、もう少し一般的なモデル*を使って質量スペクトルの違いが、どの様にして、どの程度発見能力に影響するかを調べ、一般的に、いかなる SUSY モデルなら ATLAS で発見可能かを述べる。

7.1 SUSY 粒子の崩壊経路が発見能力に与える影響

生成した \tilde{g}, \tilde{q} は、次々と崩壊しながら最終的に LSP まで崩壊する。そこで、ここではまず、LSP を $\tilde{\chi}_1^0$ 、 $m(\tilde{q}) \sim m(\tilde{g}) \sim 1TeV$ 、 $m(\tilde{\chi}_1^0) \sim 200GeV$ とし、崩壊経路を変化させることで、観測量がいかに変化し、どの程度発見能力が変化するかを述べる。

7.1.1 \tilde{W} の質量が発見能力に与える影響

$200GeV < m(\tilde{W}) < 1000GeV$ の場合は、 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ が崩壊プロセスに登場する。そこで、まず、崩壊経路に $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ しか関与しないモデルを作り、 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ の質量を変化させることで、観測量及び *Sig* にどのような影響が出るかを調べた。(他の SUSY 粒子の質量は $1000GeV$ とし、崩壊経路に現れないようにした。) 今回生成したのは、以下の $m(\tilde{W})$ の値をもつ 5 つのシグナルである。(なお、 $m(\tilde{B}) < m(\tilde{W}) < \mu$ と決め、生成した全てのシグナルにおいて、 $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}$ 、 $\tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{W}^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^\pm \sim \tilde{W}^\pm$ 、 $m(\tilde{W}) \sim m(\tilde{\chi}_2^0) \sim m(\tilde{\chi}_1^\pm)$ となるようにした。) また、図 7.1 にその概念図を示す。

$$m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990GeV$$

これらのシグナルにおいて、 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ は、

$$\begin{aligned} \tilde{q} &\rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q \\ \tilde{g} &\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm qq \\ \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z \\ \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm \end{aligned}$$

のようにして崩壊プロセスに関与し、 $m(\tilde{W})$ によって、 $jetP_T$ などの観測量は異なる。表 7.1

*general MSSM と呼ばれる各 SUSY 粒子の質量を自由に設定できるモデルのイベントを pythia[10] を使って生成した。

は、これら 5 つのシグナルに対して、カットをかける前の各観測量の平均値を示したものである。また、図 7.2~7.4 は、各観測量の分布図である。

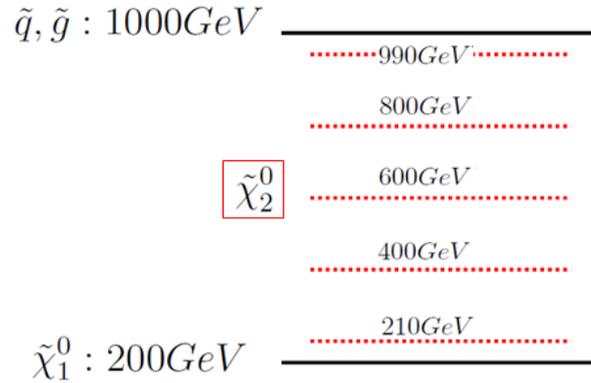
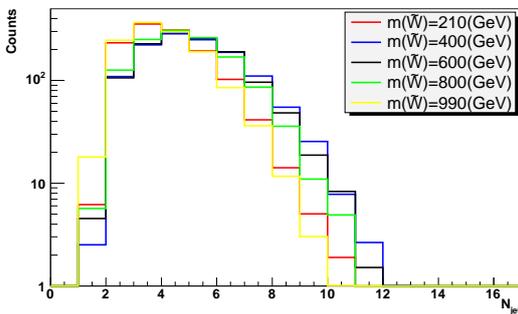


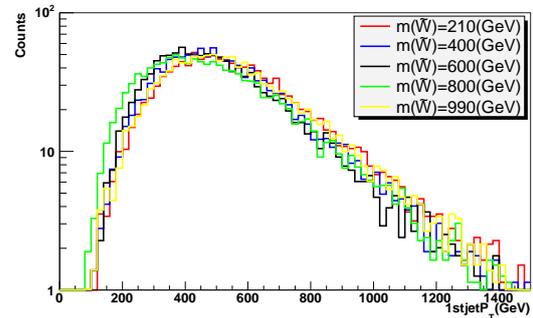
図 7.1: $m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990 \text{ GeV}$ の場合の概念図

表 7.1: カットをかける前の各観測量の平均値 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させた場合)

$m(\tilde{W})$	210 GeV	400 GeV	600 GeV	800 GeV	990 GeV
N_{jet}	3.8	4.7	4.6	4.4	3.7
$1stjet P_T$	575 GeV	546 GeV	524 GeV	517 GeV	569 GeV
$4thjet P_T$	71 GeV	98 GeV	101 GeV	90 GeV	69 GeV
$m E_T$	528 GeV	456 GeV	462 GeV	487 GeV	540 GeV
N_{lepton}	0.03	0.1	0.16	0.14	0.02
$1stlepton P_T$	70 GeV	70 GeV	92 GeV	102 GeV	193 GeV



(a) N_{jet} 分布



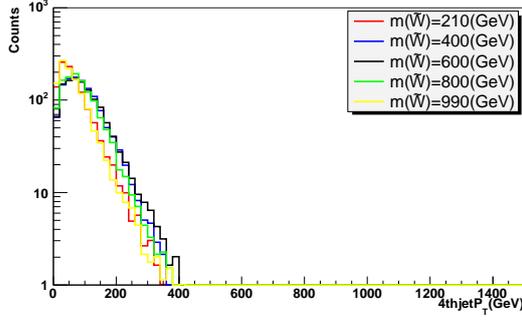
(b) $1stjet P_T$ 分布

図 7.2: カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjet P_T$ 分布 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させた場合)

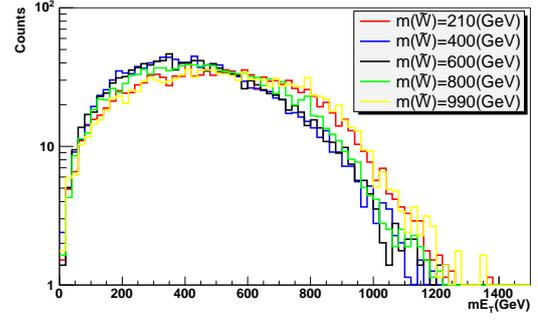
以下で、各観測量の変化について説明する。

- N_{jet} について

N_{jet} (50 GeV 以上のハードな jet の数) は、 $m(\tilde{W}) = 210, 990 \text{ GeV}$ において小さくなっている。この理由は、 $m(\tilde{W}) = 210 \text{ GeV}$ の場合、 $\tilde{\chi}_2^0$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量の差が小さく、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ff$

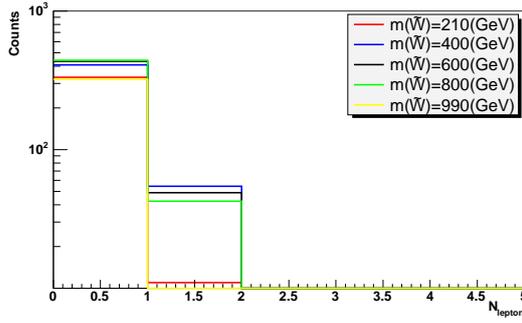


(a) $4thjet P_T$ 分布

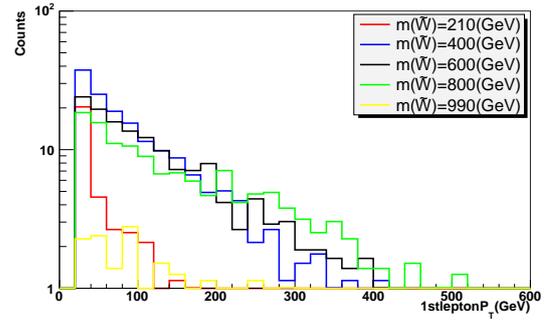


(b) $m E_T$ 分布

図 7.3: カットをかける前の (a) $4thjet P_T$ 分布、(b) $m E_T$ 分布 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させた場合)



(a) N_{lepton} 分布



(b) $1stlepton P_T$ 分布

図 7.4: カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stlepton P_T$ 分布 ($m(\tilde{W})$ の値を変化させた場合)

により放出される jet がソフトになってしまうからであり、 $m(\tilde{W}) = 990 GeV$ の場合、 M_{susy} と $\tilde{\chi}_2^0$ の質量の差が小さく、 \tilde{q}, \tilde{g} がほとんど $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ に崩壊せずに、直接 $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊してしまうからである。表 7.2 に、各々のシグナルの \tilde{u}_L の崩壊分岐比を示す。

表 7.2: \tilde{u}_L の崩壊分岐比 ($m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990 GeV$ の場合)

$m(\tilde{W})$	210GeV	400GeV	600GeV	800GeV	990GeV
$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^0$	3%	3%	3%	7%	82%
$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0(\tilde{\chi}_1^\pm)$	97%	97%	97%	93%	18%

- $1stjet P_T$ について

$1stjet P_T$ は、 $m(\tilde{W}) = 210, 990 GeV$ において大きくなっている。この理由は、 $m(\tilde{W}) = 210 GeV$ の場合、 M_{susy} と $\tilde{\chi}_2^0$ の質量の差が大きく、 $\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q$ などにより放出される jet がハードになるからであり、 $m(\tilde{W}) = 990 GeV$ の場合、 M_{susy} と $\tilde{\chi}_2^0$ の質量の差が小さく、 \tilde{q}, \tilde{g} がほとんど $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ に崩壊せずに、直接、質量差の大きい $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊してしまうからである。

- $4thjetP_T$ について
 $4thjetP_T$ は、 $m(\tilde{W}) = 210, 990GeV$ において小さくなっている。理由は、 N_{jet} が小さくなる理由と同様である。
- mE_T について
 mE_T は、 $\tilde{\chi}_1^0$ がどれくらいブーストされやすいか、によって決まってくるが、今回解析したシグナルにおいては、 $m(\tilde{W}) = 400, 600, 800GeV$ の場合の方が、 mE_T が小さくなっている。これは、これらの $\tilde{\chi}_1^0$ のブーストは、 $\tilde{\chi}_2^0$ を経て崩壊する場合、 $\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q, \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ のように2回大きくブーストされるが、この2回のブーストの向きは一般に異なるからである。
- N_{lepton} について
 N_{lepton} は、 $m(\tilde{W}) = 210, 990GeV$ において小さくなっている。この理由は、 $m(\tilde{W}) = 210GeV$ の場合、 $\tilde{\chi}_2^0$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量の差が小さく、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ll$ などにより放出される lepton がソフトになってしまうからであり、 $m(\tilde{W}) = 990GeV$ の場合、 M_{susy} と $\tilde{\chi}_2^0$ の質量の差が小さく、 \tilde{q}, \tilde{g} がほとんど $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ に崩壊せずに、直接、 $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊してしまうからである。
- $1stleptonP_T$ について
 $1stleptonP_T$ は、 $m(\tilde{W})$ が大きいほど大きくなっている。これは、 $m(\tilde{W})$ が大きいほど、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ などにより放出される lepton がハードになるからである。

これらの考察を踏まえた上で、表 7.3 に各シグナルの TDR カットにおける Sig 、 mE_T Opt における Sig を 0,1lepton モードについてまとめた。(表 7.3 には参考値として、mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, M_{susy} \sim 1TeV$) の Sig を示してある。本章では、単に mSUGRA と言ったらこのポイントをさすものとする。)

表 7.3: TDR カット、及び mE_T Opt における 0,1lepton モードの Significance ($m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990GeV$ の場合)

$m(\tilde{W})$	210GeV	400GeV	600GeV	800GeV	990GeV	mSUGRA
$Sig(TDR, 0lepton)$	4.3	5.1	5.5	5.6	4.2	4.5
$Sig(mE_T, 0lepton)$	38	32	36	42	39	23
$Sig(TDR, 1lepton)$	0	2.6	2.6	2.5	0	4.2
$Sig(mE_T, 1lepton)$	0	27	24	19	0	30

これらの結果より、以下のことが分かる。

- 0lepton モードについて
TDR カット、 mE_T Opt 共に、全てのシグナルの Sig は $\pm 20\%$ の範囲に収まり、 $m(\tilde{W})$ の値が 0lepton モードの発見能力に与える影響は小さい。(このようになる理由は、図 7.3(b) に示したように、 mE_T 分布の形がシグナルによりほとんど変わらないからである。) また、mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, M_{susy} \sim 1TeV$) と比較しても、違いは 50% 以内に収まる。(mSUGRA の方がやや低い Sig が得られているのは、mSUGRA の方が lepton 数が多い(平均値で 0.23) からである。なお、この mSUGRA($m_0 = 400GeV, m_{1/2} = 450GeV, M_{susy} \sim 1TeV$) では、 $m(\tilde{\chi}_1^0) < m(\tilde{\chi}_2^0) < m(\tilde{l})$ である。)

- 1lepton モードについて

TDR カット, mE_T Opt 共に、 $m(\tilde{W}) = 210, 990\text{GeV}$ において $Sig = 0$ である。つまり、1lepton モードでの発見を目指すには、 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ の値は親（子）粒子の質量と縮退してはならない。これはこれらのポイントでは、ハードな lepton がほとんど観測されないからである。一方、 $m(\tilde{W}) = 400, 600, 800\text{GeV}$ については、 Sig は $\pm 20\%$ 程度の範囲に収まる。つまり、 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ の値が親（子）粒子の質量と縮退するという極端な場合を除いては、 $m(\tilde{W})$ の値が 1lepton モードの発見能力に与える影響は小さいと言える。

まとめると、 $m(\tilde{W})$ の値を変化させても発見能力が大きく落ちることはない。 $m(\tilde{W}) = 210, 990\text{GeV}$ の場合、1lepton モードでの発見能力がなくなるが、その場合も 0lepton モードで発見可能であるからである。

7.1.2 \tilde{l} の質量が発見能力に与える影響

$m(\tilde{W}) = 400\text{GeV}$ の場合

まず、 $m(\tilde{W}) = 400\text{GeV}$ の場合を考える。このとき、 $200\text{GeV} < m(\tilde{l}) < 400\text{GeV}$ である場合は、 \tilde{l} は次のように崩壊プロセスに関与する。

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \\ \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{l} \nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \nu \end{aligned}$$

ここでは、 $m(\tilde{l})$ を変化させたとき、観測量や Sig がどのように変化するかについて述べる。今回は、以下の条件でシグナルを生成した。また、図 7.5 はその概念図である。

$$m(\tilde{l}) = 210, 250, 300, 350, 390, 600\text{GeV}$$

表 7.4 は、上に述べた、 $m(\tilde{l}) = 600\text{GeV}$ を除く 5 つのシグナルに対して、カットをかける前の各観測量の平均値を示したものである。また、図 7.6 ~ 7.8 は、各観測量の分布図である。

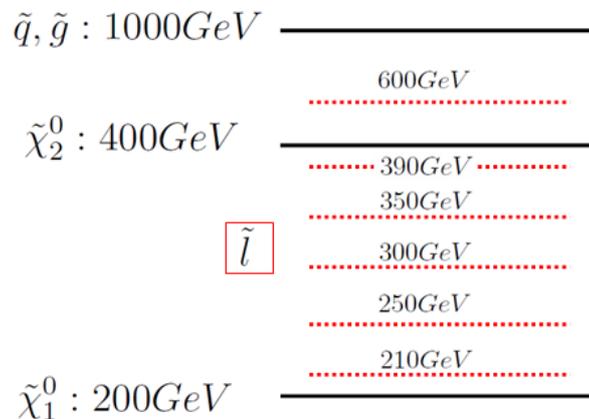
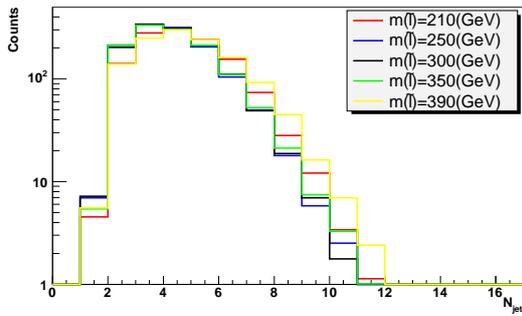


図 7.5: $m(\tilde{W}) = 210, 400, 600, 800, 990\text{GeV}$ の場合の概念図

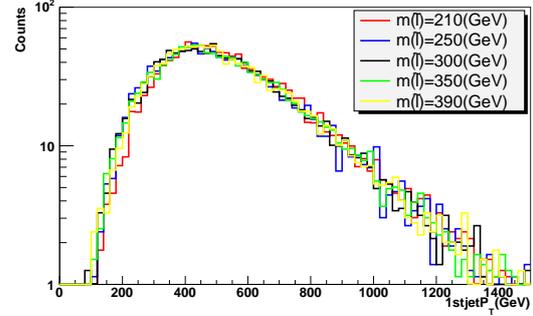
以下で、各観測量の変化について説明する。

表 7.4: カットをかける前の各観測量の平均値 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた場合 1)

$m(\tilde{l})$	210GeV	250GeV	300GeV	350GeV	390GeV	600GeV
N_{jet}	4.3	3.9	3.9	4.0	4.5	4.7
$1stjetP_T$	562GeV	544GeV	544GeV	548GeV	547GeV	548GeV
$4thjetP_T$	99GeV	75GeV	76GeV	77GeV	91GeV	98GeV
mE_T	458GeV	476GeV	480GeV	483GeV	470GeV	458GeV
N_{lepton}	0.39	0.50	0.51	0.46	0.14	0.13
$1stleptonP_T$	151GeV	136GeV	129GeV	117GeV	98GeV	110GeV

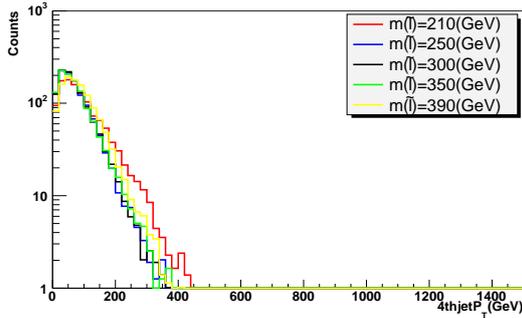


(a) N_{jet} 分布

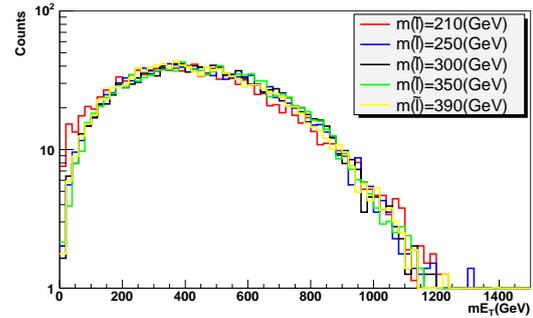


(b) $1stjetP_T$ 分布

図 7.6: カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた場合 1)



(a) $4thjetP_T$ 分布



(b) mE_T 分布

図 7.7: カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) mE_T 分布 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた場合 1)

- N_{jet} について

N_{jet} は、 $m(\tilde{l}) = 390, 600\text{GeV}$ において特に大きくなっている。この理由は、 $m(\tilde{l}) = 390\text{GeV}$ の場合、 $\tilde{\chi}_2^0$ と \tilde{l} の質量の差が小さく、 $\tilde{\chi}_2^0$ がほとんど \tilde{l} に崩壊せずに (分岐比 $\sim 0\%$)、直接 $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊してしまうからである。(\tilde{l} を経由して崩壊する場合は jet をほとんど放出しないため、経由しない方が jet 数が多い。) また、 $m(\tilde{l}) = 600\text{GeV}$ の場合、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ll$ のような lepton を放出する崩壊が起こりえないため、 $\tilde{\chi}_2^0$ が、直接 $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊してしまうからである。

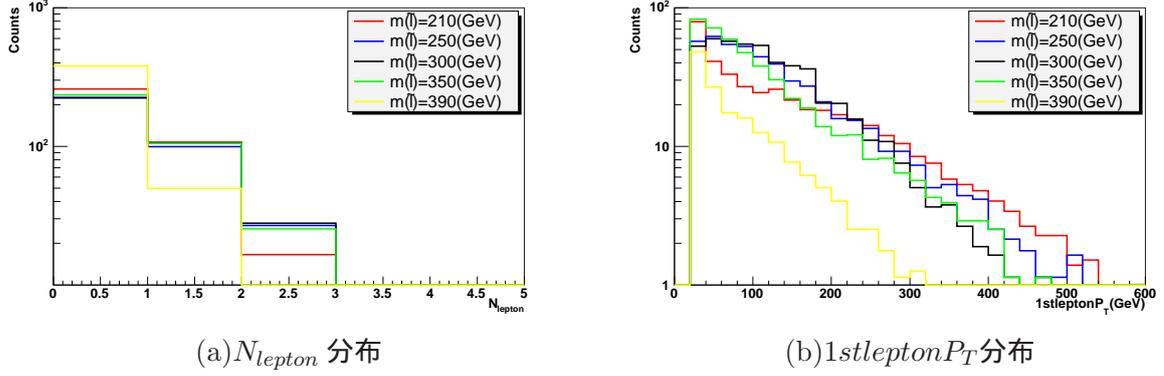


図 7.8: カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stlepton P_T$ 分布 ($m(\tilde{l})$ の値を変化させた場合 1)

- $1stjet P_T$ について
 $1stjet P_T$ は、全てのシグナルに対して同程度である。 $1stjet P_T$ は、主に \tilde{q}, \tilde{g} と $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ 間の質量の差で決まるため、 $m(\tilde{l})$ には依らないからである。
- $4thjet P_T$ について
 $4thjet P_T$ は、 $m(\tilde{l}) = 210, 390, 600 GeV$ において僅かであるが大きくなっている。理由は、 N_{jet} が増える理由と同様である。
- mE_T について
 mE_T は、全てのシグナルにおいて同程度である。これは結果的に、 $\tilde{\chi}_1^0$ のブーストが全てのシグナルにおいて同程度であるからである。
- N_{lepton} について
 N_{lepton} は、 $m(\tilde{l}) = 390 GeV$ において最も小さくなっている。この理由は、 $\tilde{\chi}_2^0$ と \tilde{l} の質量の差が小さく、 $\tilde{\chi}_2^0$ がほとんど \tilde{l} に崩壊せずに、直接、 $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊するからである。一方、 $m(\tilde{l}) = 210 GeV$ の場合もやや N_{lepton} が小さい。これは、この場合、 \tilde{l} と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量の差が小さく、 $\tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l$ などにより放出される lepton がソフトになるからである。
- $1stlepton P_T$ について
 $1stlepton P_T$ は、 $m(\tilde{l}) = 600 GeV$ の場合を除き、 $m(\tilde{l})$ が小さいほど大きくなっている。これは、 $m(\tilde{l})$ が小さいほど、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}$ などにより放出される lepton がハードになるからである。(なお、 $m(\tilde{l}) = 600 GeV$ の場合に、 $m(\tilde{l}) = 390 GeV$ よりも大きな $1stlepton P_T$ が観測されるのは、直接生成により生じた僅かな \tilde{l} が、 $\tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l$ のように崩壊するためである。)

これらの考察を踏まえた上で、表 7.5 に各シグナルの TDR カットにおける Sig 、 mE_T Opt における Sig を 0,1lepton モードについてまとめた。

表 7.5 により、以下のことが分かる。

- 0lepton モードについて
TDR カット、 mE_T Opt 共に、 $m(\tilde{l}) = 210, 250, 300, 350 GeV$ において Sig が小さくなっている。これは、これらのシグナルでは lepton が多く発生し、その分 0lepton モードのシグ

表 7.5: TDR カット、及び m_{E_T} Opt における 0,1lepton モードの Significance ($m(\tilde{l}) = 210, 250, 300, 350, 390, 600\text{GeV}$ の場合)

$m(\tilde{l})$	210GeV	250GeV	300GeV	350GeV	390GeV	600GeV	mSUGRA
$Sig(TDR, 0lepton)$	3.3	2.9	2.9	3.0	4.9	5.2	4.5
$Sig(m_{E_T}, 0lepton)$	25	22	23	22	32	32	23
$Sig(TDR, 1lepton)$	5.4	5.4	5.7	5.3	2.4	2.6	4.2
$Sig(m_{E_T}, 1lepton)$	65	68	68	66	21	27	30

ナルが少なくなるからである。結果的には、 $200\text{GeV} < m(\tilde{l}) < 400\text{GeV}$ である場合は、 $m(\tilde{\chi}_2^0)$ と $m(\tilde{l})$ が縮退するという極端な場合を除くこれらのシグナルの Sig は全て $\pm 5\%$ の範囲に収まり、 $m(\tilde{l})$ の値が 0lepton モードの発見能力に与える影響は小さいと言える。

- 1lepton モードについて

TDR カット, m_{E_T} Opt 共に、 $m(\tilde{l}) = 210, 250, 300, 350\text{GeV}$ において Sig が大きくなっている。これは、これらのシグナルでは lepton が多く発生し、その分 1lepton モードのシグナルが多くなるからである。結果的には、 $200\text{GeV} < m(\tilde{l}) < 400\text{GeV}$ である場合は、 $m(\tilde{\chi}_2^0)$ と $m(\tilde{l})$ が縮退するという極端な場合を除くこれらのシグナルの Sig は全て $\pm 5\%$ の範囲に収まり、 $m(\tilde{l})$ の値が 1lepton モードの発見能力に与える影響は小さいと言える。

まとめると、1lepton モードは、 $m(\tilde{\chi}_1^0) < m(\tilde{l}) < m(\tilde{\chi}_2^0)$ の場合、lepton が大量生成するため、発見能力が高くなる。一方、0lepton モードは $m(\tilde{l})$ の値に関わらず安定した発見能力を有する。

7.1.3 μ の値が発見能力に与える影響

次に、 $\mu < 1000\text{GeV}$ にして、 $\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ が崩壊経路に関与しうるような場合を考える。ここでも、 $m(\tilde{B}) = 200\text{GeV}, m(\tilde{W}) = 400\text{GeV}, M_{susy} = 1000\text{GeV}$ と固定して、以下の場合のシグナルを作成した。

$$\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}$$

$\mu = 500, 700, 900\text{GeV}$ の場合は、 $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}, \tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{W}^0, \tilde{\chi}_1^\pm \sim \tilde{W}^\pm, \tilde{\chi}_{3,4}^0 \sim \tilde{H}_{1,2}^0, \tilde{\chi}_2^\pm \sim \tilde{H}^\pm$ であるが、 $\mu = 300\text{GeV}$ の場合は、 $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}$ 、他の $\tilde{\chi}$ は \tilde{W}, \tilde{H} 成分の混合した状態となる[†]。

$m(\tilde{t}) = m(\tilde{b}) = 1000\text{GeV}$ の場合

$m(\tilde{t}) = m(\tilde{b}) = 1000\text{GeV}$ のときは、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$ などの反応は生じない。

表 7.6 は各シグナルの \tilde{u}_L の崩壊分岐比を示したものである。この通り、 $\mu = 300\text{GeV}$ の場合を除き、第 1,2 世代の \tilde{q} が $\tilde{\chi}_4^0$ に崩壊することはない。表 7.7 にカットをかける前の各観測量の平均値を、図 7.9~7.11 に、上記の各シグナルの観測量の分布図を示す。

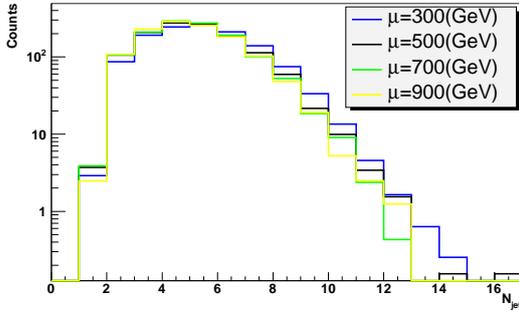
[†] $\mu = 300\text{GeV}$ の場合の各粒子のおよその質量は以下の通り。
 $m(\tilde{\chi}_2^0) = 280\text{GeV}, m(\tilde{\chi}_3^0) = 310\text{GeV}, m(\tilde{\chi}_4^0) = 430\text{GeV}, m(\tilde{\chi}_1^\pm) = 270\text{GeV}, m(\tilde{\chi}_2^\pm) = 430\text{GeV}$

表 7.6: \tilde{u}_L の崩壊分岐比 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}, m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ の場合)

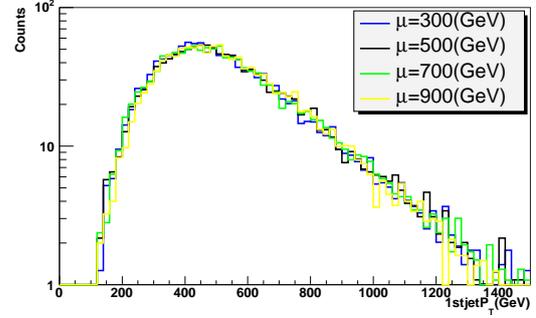
$m(\tilde{W})$	300GeV	500GeV	700GeV	900GeV
$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0$	9.6%	32%	34%	33%
$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_4^0$	24%	0%	0%	0%
$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm$	20%	66%	65%	66%
$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm$	46%	0%	0%	0%

表 7.7: カットをかける前の各観測量の平均値 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}, m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ の場合)

μ	300GeV	500GeV	700GeV	900GeV
N_{jet}	5.1	4.8	4.7	4.6
$1stjetP_T$	535GeV	551GeV	550GeV	552GeV
$4thjetP_T$	100GeV	99GeV	99GeV	97GeV
mE_T	434GeV	453GeV	455GeV	462GeV
N_{lepton}	0.22	0.15	0.13	0.13
$1stleptonP_T$	86GeV	102GeV	115GeV	113GeV



(a) N_{jet} 分布

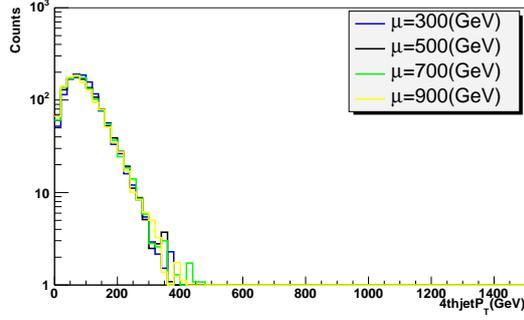


(b) $1stjetP_T$ 分布

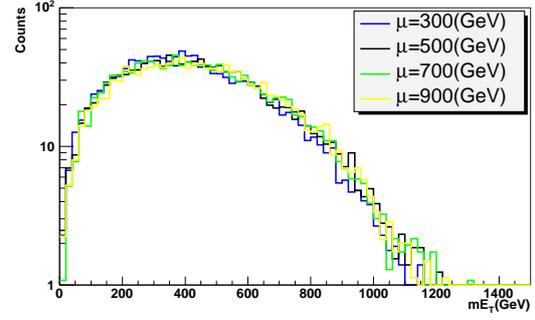
図 7.9: カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ で μ の値を変化させた場合)

これらの結果によると、まず基本的に、 $\mu = 500, 700, 900\text{GeV}$ の場合のシグナルは、全ての観測量の分布、値とも有意な差はないと言える。このようになる理由は、これらの場合の $\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ は、Higgsino-like であるため、主に \tilde{t}, \tilde{b} の崩壊により生成するが、これらのシグナルでは、第 3 世代の \tilde{q} の質量も、第 1,2 世代の \tilde{q} の質量と同じ 1000GeV にしているため、 \tilde{t}, \tilde{b} 自体がほとんど生成しないからである。(つまり、 $\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ 自体があまり生成しないので、これらの質量を変化させても観測量に変化はない。) 一方、 $\mu = 300\text{GeV}$ の場合は、各観測量に僅かな違いが見られる。これは、 \tilde{W}, \tilde{H} 成分が混合して、 $\tilde{\chi}_{3,4}^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ が崩壊経路に登場し、先に述べたような崩壊経路が崩壊プロセスに登場するからである。

結果的には、0,1lepton モードでの各シグナルの TDR カットにおける Sig, mE_T Opt における Sig は、表 7.8 のようになる。このように、0,1lepton モードとも、各シグナルの Sig は

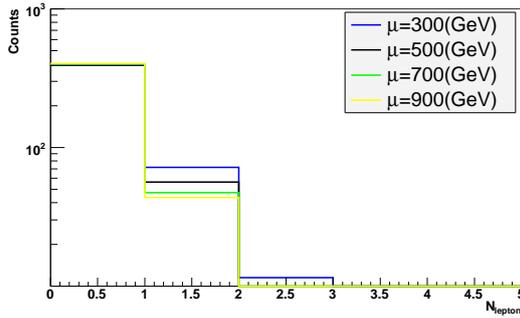


(a) $4thjetP_T$ 分布

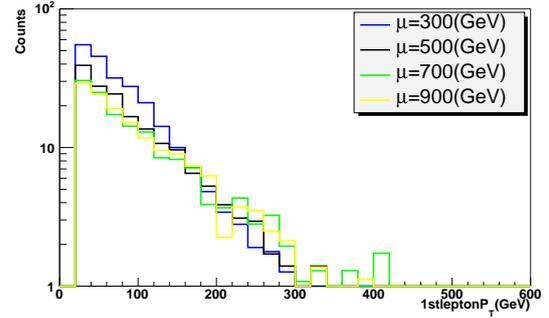


(b) mE_T 分布

図 7.10: カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) mE_T 分布 ($m(\tilde{t}) = 1000 GeV$ で μ の値を変化させた場合)



(a) N_{lepton} 分布



(b) $1stleptonP_T$ 分布

図 7.11: カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 1000 GeV$ で μ の値を変化させた場合)

$\pm 10\%$ の範囲に収まり、 μ の値が発見能力に与える影響は小さいと言える。

表 7.8: TDR カット、及び mE_T Opt における 0,1lepton モードの Significance ($\mu = 300, 500, 700, 900 GeV, m(\tilde{t}) = 1000 GeV$ の場合)

μ	300GeV	500GeV	700GeV	900GeV	mSUGRA
$Sig(TDR, 0lepton)$	4.9	5.0	5.2	5.2	4.5
$Sig(mE_T, 0lepton)$	29	31	33	35	23
$Sig(TDR, 1lepton)$	3.2	2.8	2.4	2.3	4.2
$Sig(mE_T, 1lepton)$	26	25	22	24	30

$m(\tilde{t}) = m(\tilde{b}) = 800 GeV$ の場合

$m(\tilde{t}) = m(\tilde{b}) = 800 GeV$ の場合は、 \tilde{t}, \tilde{b} は次のようにして崩壊プロセスに関与する。

$$\begin{aligned}\tilde{g} &\rightarrow \tilde{t}t \\ \tilde{g} &\rightarrow \tilde{b}b\end{aligned}$$

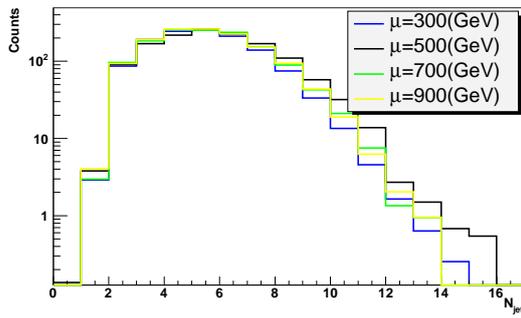
ここで、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$ の分岐比は 40%程度、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}b$ の分岐比は 26%程度である。 \tilde{t} の崩壊分岐比を表 7.9 に示す。

表 7.9: \tilde{t} の崩壊分岐比 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}, m(\tilde{t}) = 800\text{GeV}$ の場合)

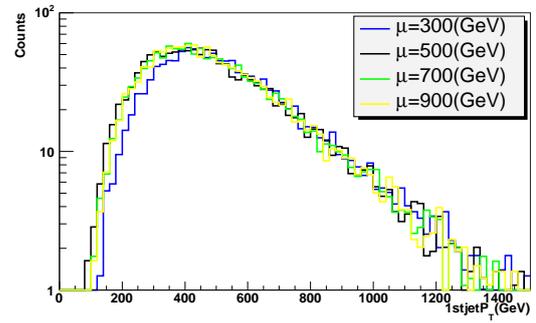
$m(\tilde{W})$	300GeV	500GeV	700GeV	900GeV
$\tilde{t} \rightarrow \tilde{\chi}_3^0$	22%	11%	0%	0%
$\tilde{t} \rightarrow \tilde{\chi}_4^0$	19%	31%	0%	0%
$\tilde{t} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm$	7.5%	6.2%	49%	55%
$\tilde{t} \rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm$	31%	39%	7%	0%

表 7.10: カットをかける前の各観測量の平均値 ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}, m(\tilde{t}) = 800\text{GeV}$ の場合)

μ	300GeV	500GeV	700GeV	900GeV
N_{jet}	5.1	5.4	5.2	5.1
$1stjetP_T$	545GeV	510GeV	515GeV	516GeV
$4thjetP_T$	100GeV	109GeV	107GeV	107GeV
mE_T	444GeV	406GeV	417GeV	421GeV
N_{lepton}	0.20	0.23	0.20	0.19
$1stleptonP_T$	85GeV	92GeV	100GeV	103GeV



(a) N_{jet} 分布

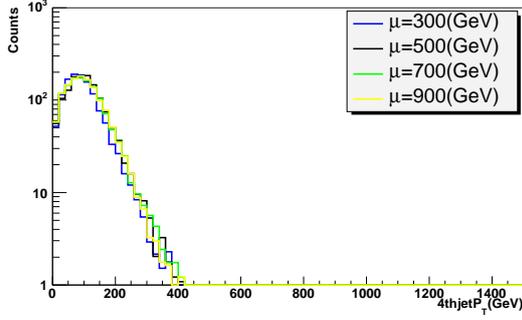


(b) $1stjetP_T$ 分布

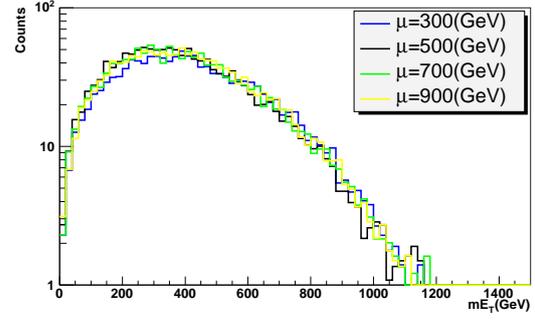
図 7.12: カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjetP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 800\text{GeV}$ で μ の値を変化させた場合)

表 7.10 にカットをかける前の各観測量の平均値を、図 7.12 ~ 7.14 に、上記の各シグナルの観測量の分布図を示す。ここでは、 $m(\tilde{t}) = 1000\text{GeV}$ の場合と $m(\tilde{t}) = 800\text{GeV}$ の場合の結果を比較しながら述べる。

- $\mu = 300\text{GeV}$ のとき

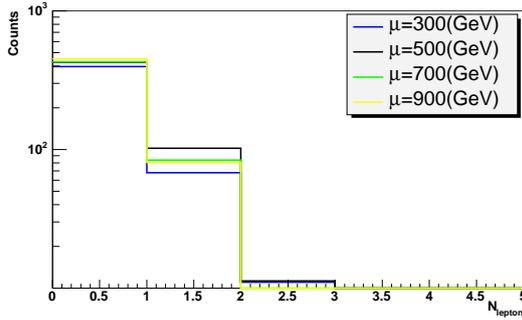


(a) $4thjetP_T$ 分布

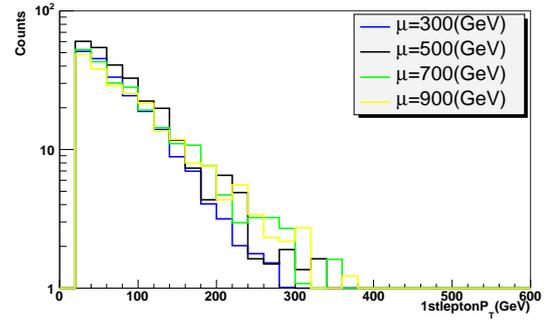


(b) mE_T 分布

図 7.13: カットをかける前の (a) $4thjetP_T$ 分布、(b) mE_T 分布 ($m(\tilde{t}) = 800 GeV$ で μ の値を変化させた場合)



(a) N_{lepton} 分布



(b) $1stleptonP_T$ 分布

図 7.14: カットをかける前の (a) N_{lepton} 分布、(b) $1stleptonP_T$ 分布 ($m(\tilde{t}) = 800 GeV$ で μ の値を変化させた場合)

$m(\tilde{t}) = 1000 GeV$ の場合と、 $m(\tilde{t}) = 800 GeV$ の場合とで、各観測量に有意な違いが見られない。これは、 $\mu = 300 GeV$ の場合は、 $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}$ 、他の $\tilde{\chi}$ は \tilde{W}, \tilde{H} 成分の混合した状態となり、 \tilde{t}, \tilde{b} の関与する場合の特徴である重い $\tilde{\chi}$ への崩壊の頻度が小さくなるからである。

- $\mu = 500, 700, 900 GeV$ のとき

$m(\tilde{t}) = 1000 GeV$ の場合と、 $m(\tilde{t}) = 800 GeV$ の場合とで、各観測量に特徴的な違いが見られる。すなわち、 $m(\tilde{t}) = 800 GeV$ の場合では、 $N_{jet}, 4thjetP_T, N_{lepton}$ が小さく、 $1stjetP_T, 1stleptonP_T$ が大きくなる。このようになる理由は、先に述べたように $m(\tilde{t}) = 800 GeV$ の場合は、 $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$ という崩壊が起こり、崩壊の段数が増えるからである。

結果的には、0,1lepton モードでの各シグナルの TDR カットにおける Sig, mE_T Opt における Sig は、表 7.11 のようになる。このように、0,1lepton モードとも、各シグナルの Sig は $\pm 10\%$ の範囲に収まり、 μ の値が発見能力に与える影響は小さいと言える。また、興味深いのは、0,1lepton モード共に、mSUGRA の場合に求められた Sig とこれらのシグナルの Sig が同程度になっている、ということである。これは、 $\mu < 1000 GeV, \tilde{t} < 1000 GeV$ にしたことにより、mSUGRA に近い質量スペクトルをもつシグナル（特に、 $\mu = 700 GeV$ の場合）が生成されたからである。（ N_{lepton} の平均値は mSUGRA の場合 0.23 とこれらの値に近い。）

表 7.11: TDR カット、及び mE_T Opt における 0,1lepton モードの Significance ($\mu = 300, 500, 700, 900\text{GeV}, m(\tilde{t}) = 800\text{GeV}$ の場合)

μ	300GeV	500GeV	700GeV	900GeV	mSUGRA
$Sig(TDR, 0lepton)$	4.9	4.9	5.0	5.2	4.5
$Sig(mE_T, 0lepton)$	29	24	26	29	23
$Sig(TDR, 1lepton)$	3.1	4.8	4.2	4.0	4.2
$Sig(mE_T, 1lepton)$	27	34	29	32	30

7.2 M_{susy} と LSP の質量の差と SUSY の発見能力

前節の結論をまとめると、 M_{susy} と LSP の質量の差 (Δm とする) が十分大きい場合 (前節の場合は $\Delta m = 800 GeV$) は、発見能力は崩壊経路には依らない、と言うことが出来る[‡]。しかし、前節での考察から容易に推測できるように、 Δm が小さくなればなるほど、 $jetP_T$ や mE_T は小さくなり、発見は困難になると思われる。そこで、本研究では、どの程度の M_{susy} に対して、どの程度の Δm があれば、発見が可能であるか調べた。本節では、そのことについて述べる。

7.2.1 発見能力の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)

まずは、 $M_{susy} = m(\tilde{q}) = m(\tilde{g}) = 1TeV$ の場合について、以下の条件でシグナルを生成し、それぞれの観測量、及び Sig の変化を調べた。(なお、崩壊経路としては $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ のみを想定した。)

$$m(\tilde{B}) = 100 \sim 900 GeV (100 GeV step)$$

$$m(\tilde{W}) = m(\tilde{B}) + 0.5\Delta m$$

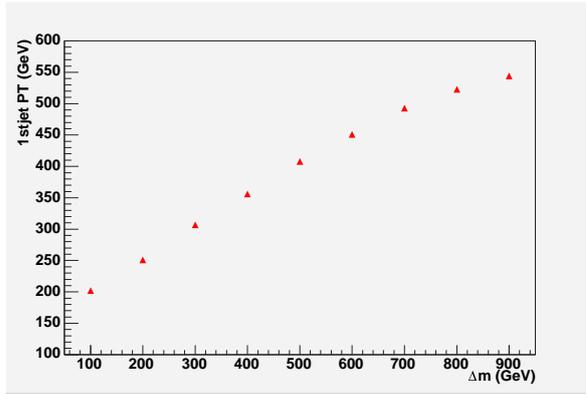
図 7.15, 7.16 は、カットをかける前の $1stjetP_T, 4thjetP_T, mE_T, 1stleptonP_T$ の平均値の Δm 依存性を示したものである。また、図 7.17, 7.18 に、 $\Delta m = 100, 300, 500, 700, 900 GeV$ の場合のこれらの分布図を示す。

図 7.15 によると、 Δm と $jetP_T$ には良い相関があり、 Δm が大きくなるにつれて、よりハードな jet が放出されていることが分かる。これは、 Δm が大きくなれば、崩壊の際に親子関係の粒子の質量差が大きくなるからであり、図 7.16(a) の lepton についても同様のことが言える。そして、これらの結果として、図 7.16(b) に示すように、 Δm が大きくなるにつれて大きな mE_T が生じている。

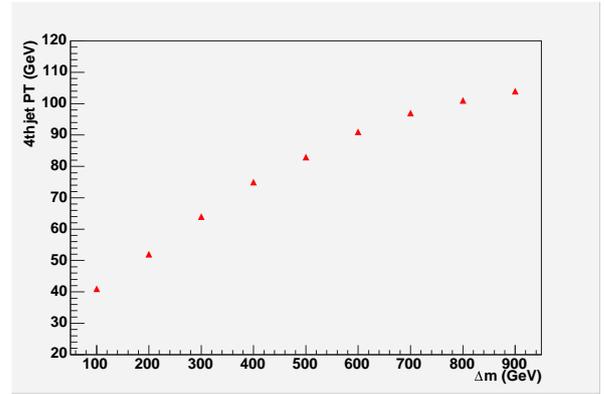
図 7.17, 7.18 によると、どの分布にも共通の特徴があることが分かる。それは、 Δm が小さい方に向かうにつれて、急激にバックグラウンド分布の形に近くなっていくということである。

図 7.19 は、Full Opt、及び mE_T Opt によってこれらのシグナルの Sig を 0, 1lepton モードについて示したものである。このように、 $M_{susy} = 1TeV$ の場合、0lepton モードについては、 Δm が 200GeV 程度以上あれば発見可能、1lepton モードについては、 Δm が 400GeV 程度以上あれば発見可能であることが分かる。

[‡]より正確には、最も重要な観測量である $jetP_T$ や mE_T の分布や大きさは崩壊経路にあまり依らない。解析の場合分けに用いる N_{lepton} は崩壊パターンに強く依存する。

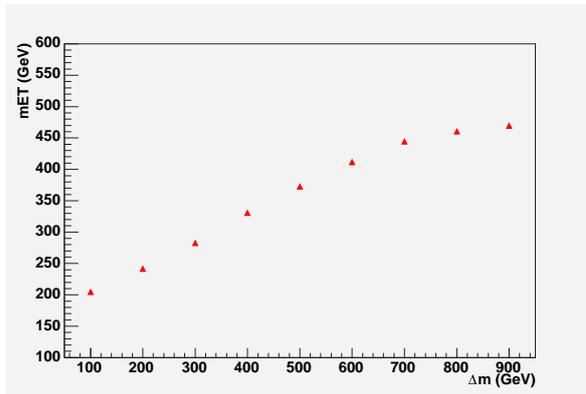


(a) $1stjet P_T$

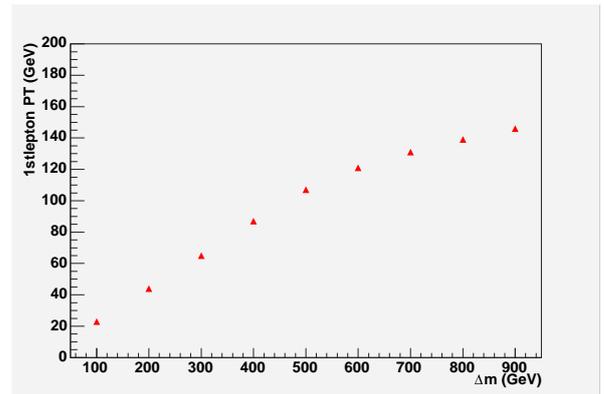


(b) $4thjet P_T$

図 7.15: $1stjet P_T, 4thjet P_T$ の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)

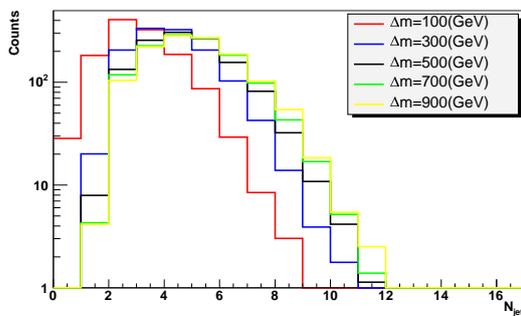


(a) mE_T

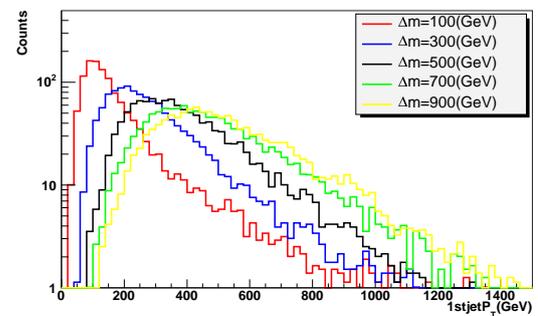


(b) $1stlepton P_T$

図 7.16: $1stlepton P_T, mE_T$ の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)

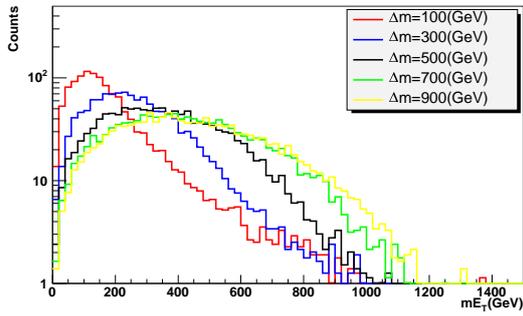


(a) N_{jet} 分布

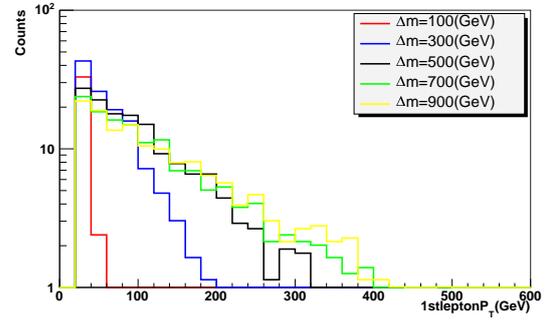


(b) $1stjet P_T$ 分布

図 7.17: カットをかける前の (a) N_{jet} 分布、(b) $1stjet P_T$ 分布 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)

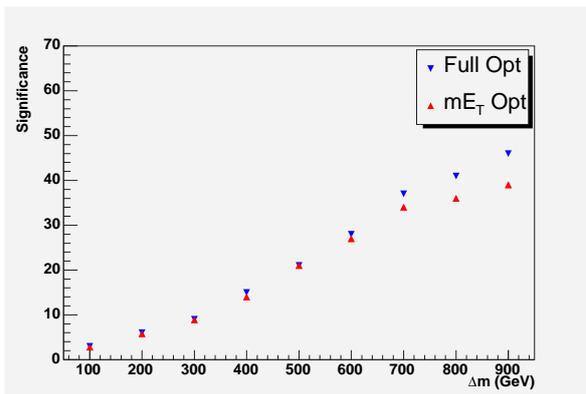


(a) mE_T 分布

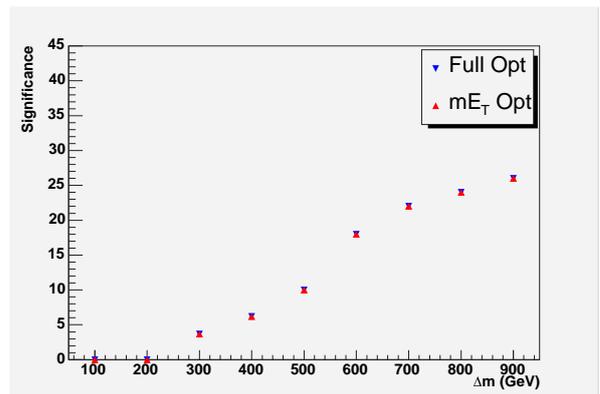


(b) 1stlepton P_T 分布

図 7.18: カットをかける前の (a) mE_T 分布、(b) 1stlepton P_T 分布 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合)



(a) 0lepton モード



(b) 1lepton モード

図 7.19: Sig の Δm 依存性 ($M_{susy} = 1TeV$ の場合) (a) 0lepton モード、(b) 1lepton モード

7.2.2 発見能力の $M_{susy}, \Delta m$ 依存性

$M_{susy} = 1TeV$ の場合に見たように、発見能力は Δm の値に強く依存し、その依存度は崩壊パターンの比ではない。また、自明なように、発見能力は M_{susy} の値に強く依存するため、発見の可否は M_{susy} と Δm によって決まると言っても過言ではない。(lepton がほとんど生成しない一部のモデルや一部のパラメーター領域において、1lepton モードの発見能力が低くなることはある。しかし、その場合は、0lepton モードでの発見能力が高くなっているため、総合的に見て大幅に発見能力が低くなることはない。ここで意図しているのは、 M_{susy} と Δm の値によって、発見の際、最も重要な観測量である $jetP_T$ や mE_T の大きさがほとんど決まってしまうということである。)

そこで、本研究では、いかなる条件を満たす $(M_{susy}, \Delta m)$ の組であれば、SUSY が発見可能であるかを以下の条件でシグナルを生成し調べた。

$$M_{susy} = m(\tilde{q}) = m(\tilde{g}) = 1000 \sim 1600 GeV (100 GeV step)$$

$$\Delta m = M_{susy} - m(\tilde{B}) = 100 \sim 1000 GeV (100 GeV step)$$

$$m(\tilde{W}) = m(\tilde{B}) + 0.5\Delta m$$

図 7.20 は、このシグナルの発見能力を、 $M_{susy} - \Delta m$ 平面上に示したものであり、ラインより M_{susy} が小さい領域で SUSY が発見可能であることを示している。この結果によると、 $\Delta m = 1000 GeV$ の場合、0lepton モードで、およそ $1.5TeV$ 程度の SUSY が発見可能であるが、 $\Delta m = 300 GeV$ の場合は、およそ $1.1TeV$ 程度の SUSY までしか発見できないことが分かる。

なお、このシグナルは lepton が (例えば mSUGRA と比較して) やや少ないシグナルであるため、0lepton モードの発見能力が高めに、1lepton モードの発見能力が低めに出ている。また、今回は $m(\tilde{q}) = m(\tilde{g})$ を仮定したが、一般にはそうではない。従って、図 7.20 はどのようなモデルにも成り立つ一般的なものではない。しかしながら、SUSY の発見能力が M_{susy} だけでなく、 Δm にも強く依存することを初めて定量的に示すものである。

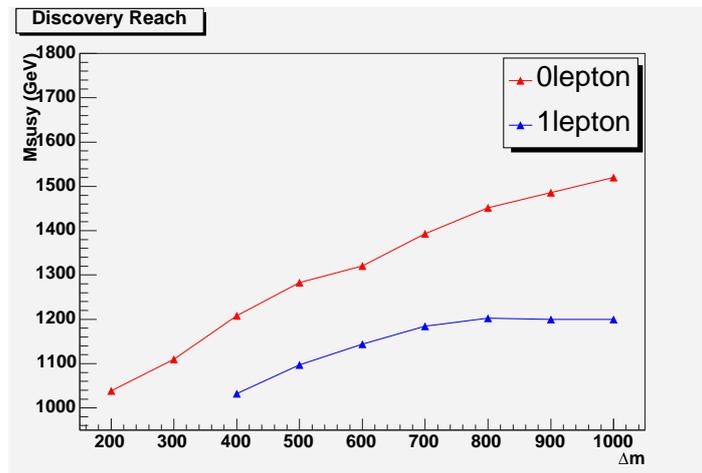


図 7.20: $M_{susy} - \Delta m$ 平面における SUSY の Discovery Reach (mE_T Opt)

第8章 まとめ

本論文では、ATLAS 実験における超対称性 (SUSY) 探索に関して、特に実験開始 1 年以内に到達可能なデータ量である $1fb^{-1}$ での SUSY の発見能力に関して研究した。その結果、以下のことが分かった。

1 . mE_T Optimization のパフォーマンスを mSUGRA, NUHM, GMSB, AMSB の 4 つのモデルにおいて、調査した結果、深刻な発見能力の低下はなかった。

2 . mE_T Optimization により、上記 4 つのモデルの発見能力を評価した結果、全てのモデルにおいて、 \tilde{q}, \tilde{g} の質量スケールにして、およそ 1.5TeV 程度までの SUSY が $1fb^{-1}$ のデータ量で発見可能であることが分かった。

3 . さらに一般的に、SUSY の発見可能性を探るため、本研究では、SUSY 粒子の質量スペクトルと SUSY の発見能力の関係を考察した。その結果、以下の 3 つの条件を満たす任意の SUSY モデルが ATLAS 実験で発見可能であることが分かった。

- LSP が安定で検出されないこと。(mE_T が検出されること。)
- M_{susy} と LSP の質量差が十分に大きいこと。
- M_{susy} が十分に小さいこと。

つまり、崩壊パターン (SUSY モデル) により発見可能性は依存しない。lepton が放出されない崩壊パターンはありえるが、その場合は 0lepton モードで発見可能であるからである。

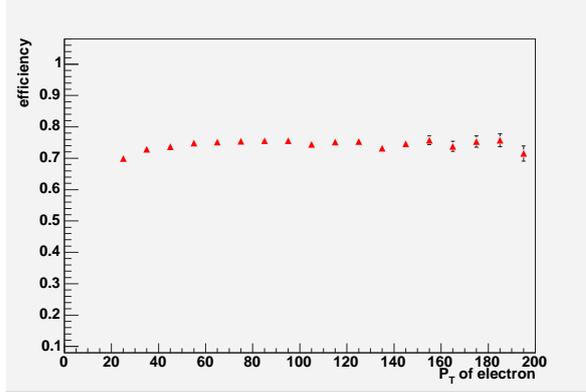
付録A Fullシミュレーションによる調査

Atlfast は、lepton,jet の efficiency や jet energy scale,resolution が正しく考慮されていないため、本研究では、Fullシミュレーションの結果を用いてこれらを調査した。

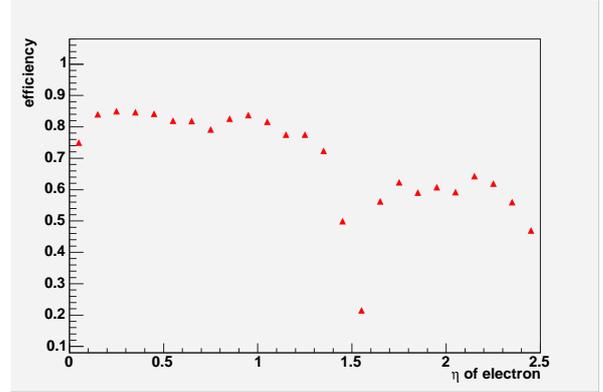
A.1 efficiency

Efficiency の導出は、Fullシミュレーションで再構成された粒子情報の中から、Truth 情報にマッチするものがあるか否かを調べることにより行った。Lepton のマッチングは $\Delta R < 0.02$ により行い、jet のマッチングは $\Delta R < 0.1$ により行った。(ここで、 $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ である。) 図 A.1 ~ A.3 は、electron,muon,jet それぞれに対し、次式で定義される efficiency(eff) を各 P_T 領域、各 η 領域ごとに求めたものである。(なお、横軸に用いた $P_{T,\eta}$ は Truth 情報の値を用いた。)

$$eff = \frac{\text{マッチした再構成粒子の数}}{\text{Truth 粒子の数}} \quad (\text{A.1})$$

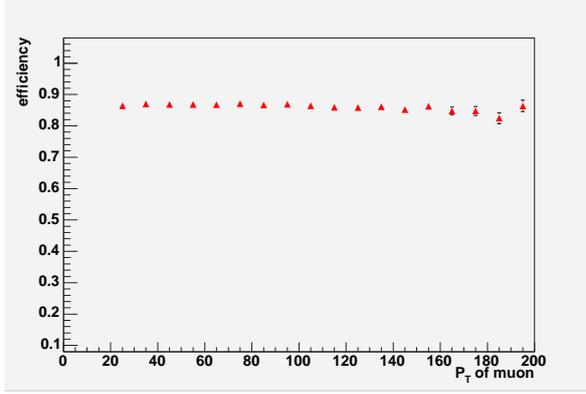


(a) P_T dependence

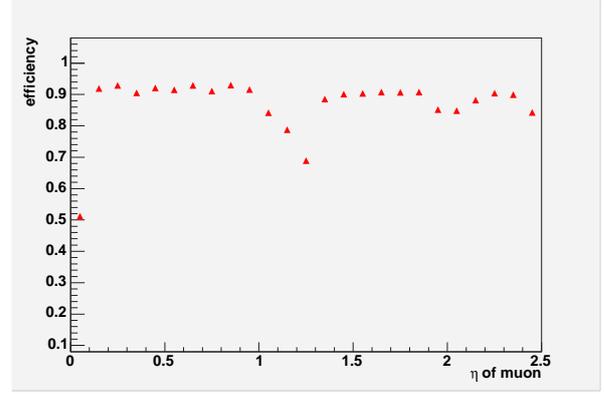


(b) η dependence

図 A.1: Electron efficiency (a) P_T dependence ,(b) η dependence

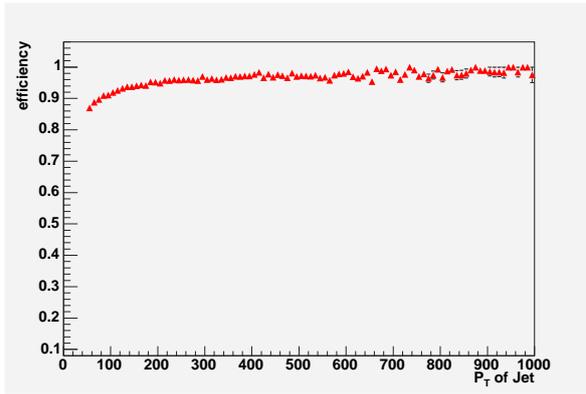


(a) P_T dependence

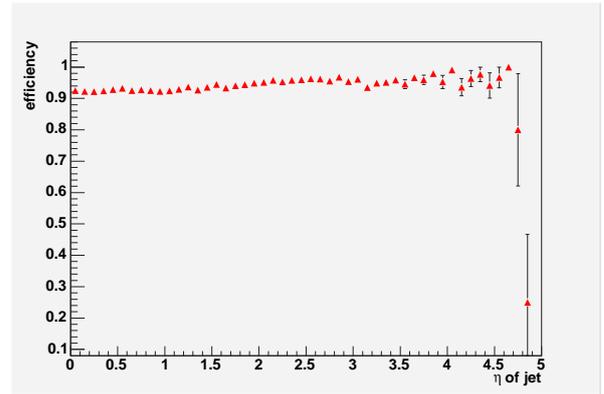


(b) η dependence

図 A.2: Muon efficiency (a) P_T dependence ,(b) η dependence



(a) P_T dependence



(b) η dependence

図 A.3: Jet efficiency (a) P_T dependence ,(b) η dependence

A.2 Energy scale と resolution

Jet energy scale (平均値のずれ) と resolution は、

$$P_X \text{ scale} = (\text{reconstructed } P_X) / (\text{Truth } P_X) \quad (\text{A.2})$$

をヒストグラムに Fill したものを、Gaussian でフィットすることにより行った。(Gaussian の Mean を scale、Sigma を resolution と定義した。)

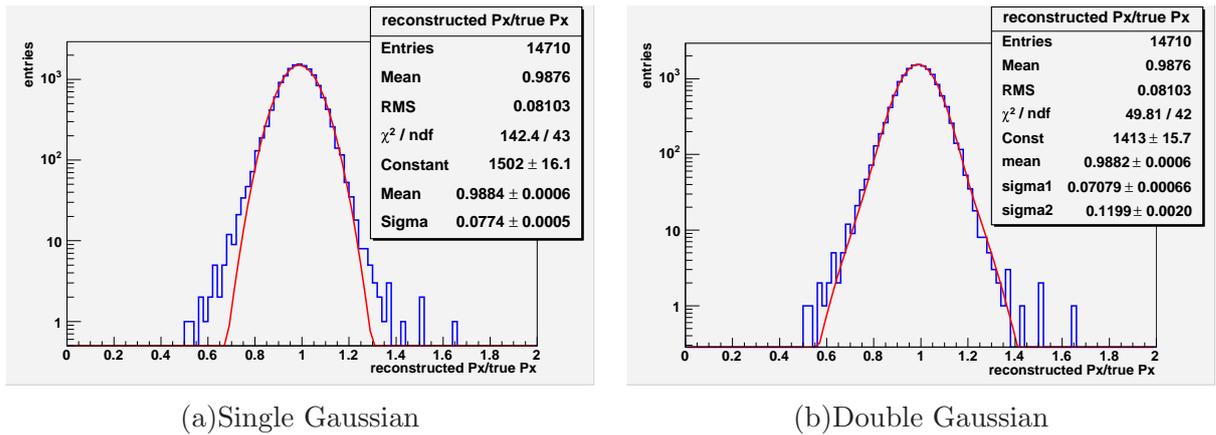
ヒストグラムの作成とフィッティングは、各 η 領域、 P_X 領域に分けて行った。(η の場合分けは、検出器の構造を考慮して、 $0 < \eta < 1.4$ (バレル領域)、 $1.4 < \eta < 1.7$ (クラック領域)、 $1.7 < \eta < 3.1$ (エンドキャップ領域)、 $3.1 < \eta < 5$ (フォワード領域) と場合分けした。また、 P_X の場合分けは、統計数が少なくならないように適切に場合分けした。) 図 A.4 は、 $0 < \eta < 1.4$, $70 \text{ GeV} < P_X < 80 \text{ GeV}$ における分布を (a) Single Gaussian, (b) Double Gaussian*

*ここでは、Double Gaussian を次式で定義した。

$$p_0 \exp \frac{(x - p_1)^2}{2p_2^2} + 0.1p_0 \exp \frac{(x - p_1)^2}{2p_3^2} \quad (\text{A.3})$$

このように 2 つの Constant の比を 0.1、Mean を共通の値であると仮定した。

でフィッティングしたものである。



(a)Single Gaussian

(b)Double Gaussian

図 A.4: P_X scale 分布 ($0 < \eta < 1.4, 70\text{GeV} < P_X < 80\text{GeV}$) (a)Single Gaussian ,(b)Double Gaussian

図 A.4 によると、Double Gaussian でのフィッティングの方が、Single Gaussian でのフィッティングより大幅に良い。(これは、この領域(バレル領域)の jet には、電磁カロリメータで測られた成分とハドロンカロリメータで測られた成分の両方が含まれているからである。ただし、クラック領域は電磁カロリメータがないため、Single Gaussian でフィッティングした。)

従って、Double Gaussian でフィッティングを行い、式 A.3 における p_1, p_2, p_3 を P_X の関数で表すことで、任意の P_X をもつ jet の energy scale と resolution の補正関数 (Mean, Sigma1, Sigma2 の P_X 依存性) を導出した。例えば、 $0 < \eta < 1.4$ における Sigma1(p_2) の P_X 依存性は図に示すようなフィッティングを行うことで導出した。

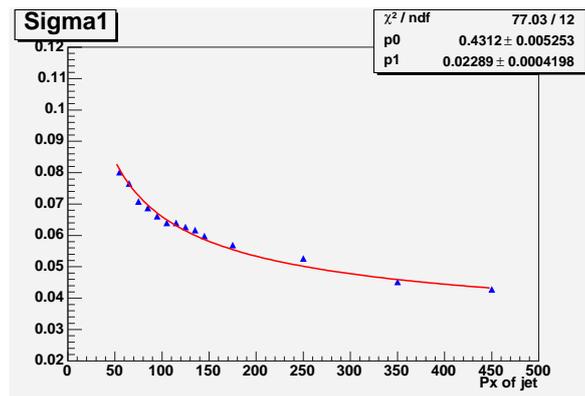


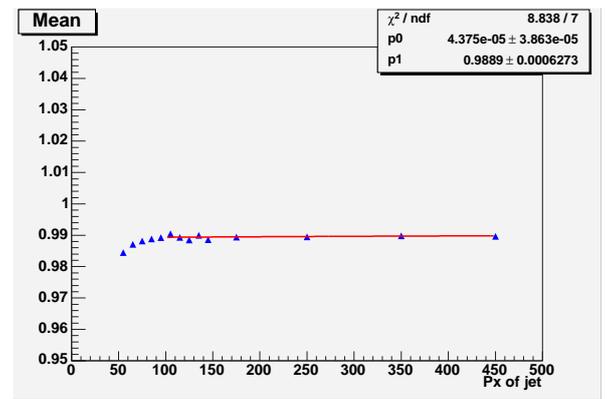
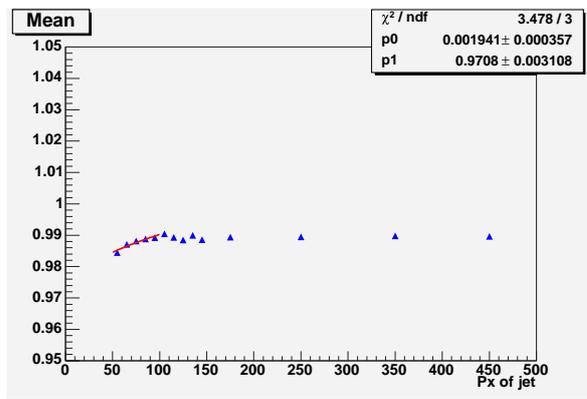
図 A.5: Sigma1 の P_X 依存性 ($0 < \eta < 1.4$)

ここで、Sigma1, Sigma2 のフィッティングに用いた関数は

$$\frac{p_0}{\sqrt{P_X}} + p_1 \quad (\text{A.4})$$

である。一方、Mean に関しては、

$$p_0 \sqrt{P_X} + p_1 \quad (\text{A.5})$$



(a) $50\text{GeV} < P_X < 100\text{GeV}$ 領域のフィッティング (b) $100\text{GeV} < P_X < 450\text{GeV}$ 領域のフィッティング

図 A.6: Mean の P_X 依存性 ($0 < \eta < 1.4$) (a) $50\text{GeV} < P_X < 100\text{GeV}$ 領域のフィッティング, (b) $100\text{GeV} < P_X < 450\text{GeV}$ 領域のフィッティング

を用いた。図 A.6 は $0 < \eta < 1.4$ 領域の $\text{Mean}(p_1)$ の P_X 依存性であるが、このように、一度にフィッティングするのが難しい場合は、フィッティング領域を分割した。

このようにして、各 η 領域の補正関数を導出した。

付録B Discovery Reachの導出法

図 B.1 は、Full Opt で評価した mSUGRA の Significance (Olepton モード) を各々のポイントについて、 $m_0 - m_{1/2}$ 平面上に示したものである。

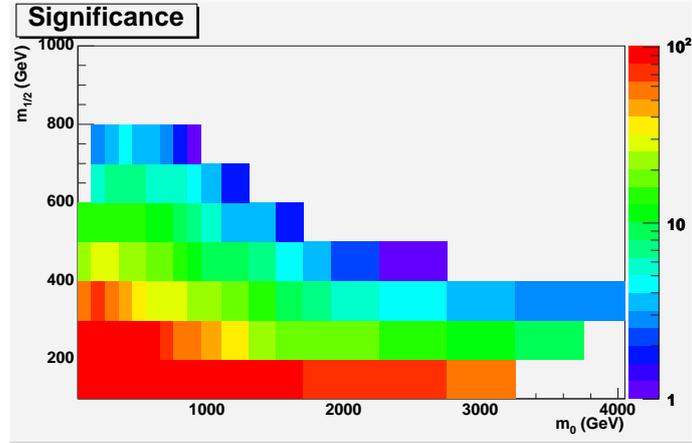


図 B.1: mSUGRA の Olepton モードの Significance(Full Opt)

このようなプロットから、Discovery Reach の導出は図 B.2 のように、 m_0 を固定して、横軸 $m_{1/2}$ 、縦軸 Sig の図を作り、それをフィッティングすることにより行う。フィッティング関数には $p_0 \log_{10} x + p_1$ を用い、 $Sig = 5$ となる $m_{1/2}$ を Discovery Reach ポイントとした。

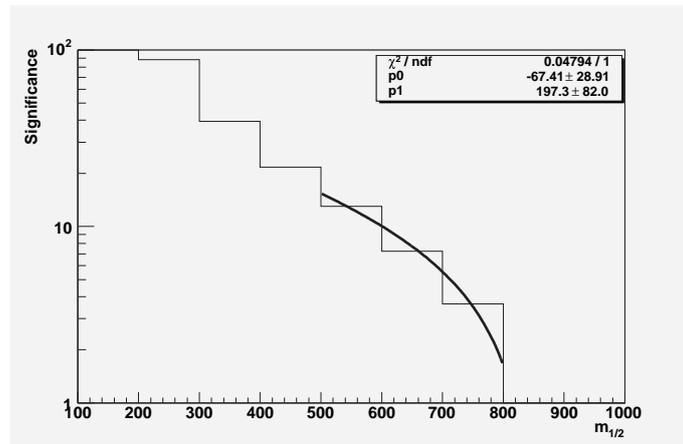


図 B.2: mSUGRA の Olepton モードの Significance($m_0 = 500\text{GeV}$ の場合、Full Opt)

付録C $0.1fb^{-1}, 10fb^{-1}$ のデータ量を用いた場合のSUSYの発見能力

ここでは、 $1fb^{-1}$ とは異なる積分ルミノシティにおける mSUGRA の発見能力について簡単に触れておく。図 C.1, C.2 はそれぞれの Discovery Reach ラインで表したものである。これらの結果によると、 $0.1fb^{-1}$ でおよそ 1TeV 程度、 $10fb^{-1}$ でおよそ 2TeV 程度までの \tilde{q}, \tilde{g} が発見可能である。

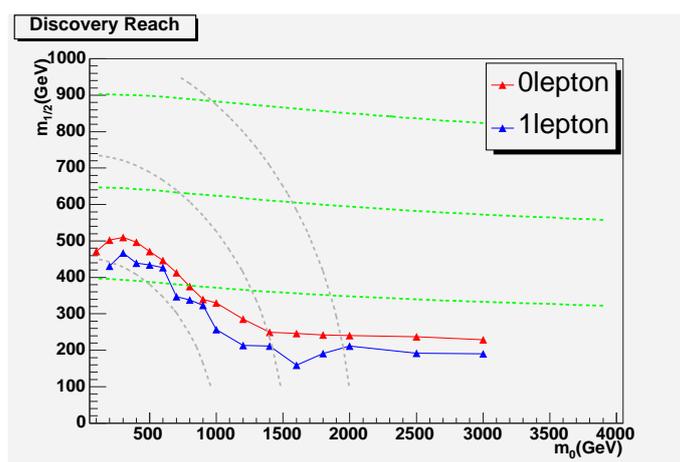


図 C.1: mSUGRA の Discovery Reach($0.1fb^{-1}$)

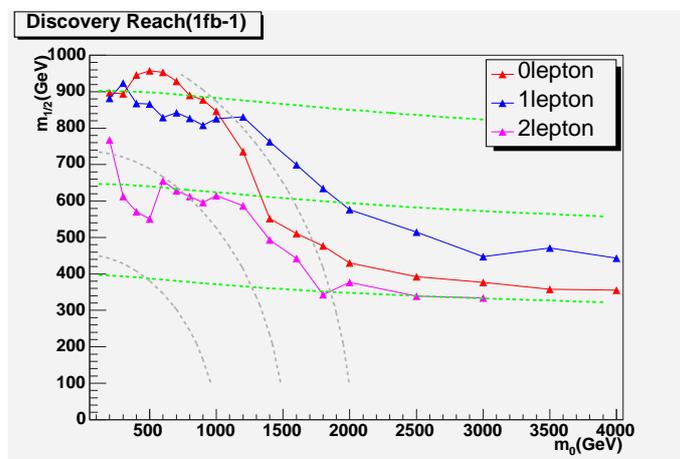


図 C.2: mSUGRA の Discovery Reach($10fb^{-1}$)

付録D 系統誤差を含めた場合のSUSYの発見能力

第5章で述べたように、バックグラウンドの生成にはFactorizationスケール、Renormalizationスケールの設定に依る不定性がある。また、その他にも、粒子のエネルギー測定の際のEnergyスケールのずれもあり、それらを系統誤差として見積もらなければならない。最近の研究によると、これら由来のバックグラウンド数の不定性はおよそ最大で以下のように見積もられている。

- 0lepton モードについて
 - QCD プロセスで、+100%
 - $t\bar{t}$ プロセスでは、+50%
 - Wプロセスで、+50%
 - Zプロセスで、+50%
- 1lepton モードについて
 - $t\bar{t}$ プロセスで、+70%
- 2lepton モードについて
 - $t\bar{t}$ プロセスで、+100%

図D.1は、これらのバックグラウンドの不定性を入れたmSUGRAのDiscovery Reachラインである。(実線が第6章で示した mE_T Optにより求めたmSUGRAのDiscovery Reach、破線がこれらの系統誤差を含めた場合のDiscovery Reachである。)

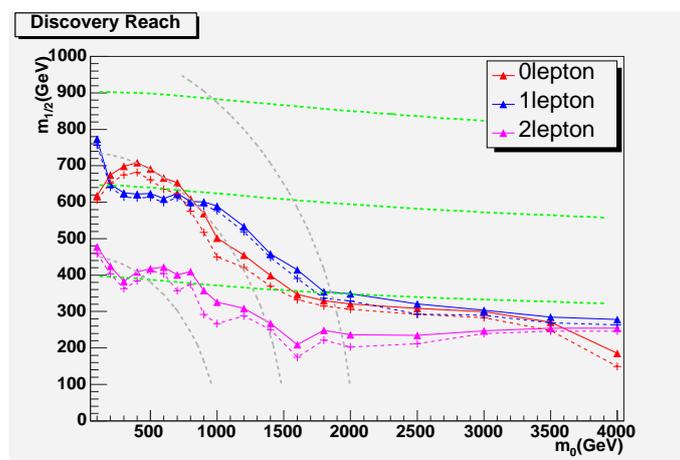


図 D.1: mSUGRA の Discovery Reach(バックグラウンドの系統誤差を含む)

このように、バックグラウンド系統誤差を含めた場合、発見能力には、 $m_{1/2}$ にして最大で50GeV程度の不定性があることが分かる。

謝辞

本研究を行うにあたり、様々な助言と指導をして下さった浅井祥仁准教授に心より感謝いたします。先生がして下さった数々の助言は、これからの長い自分の人生に必ずや活かしてまいりたいと考えています。本当にありがとうございました。また、小林富雄教授には、この様な素晴らしい研究テーマで研究する機会と助言を与えていただきましたことに、心より感謝しております。

金谷奈央子氏には、解析の基本から研究の細部に渡るまで、数々の助言と指導をしていただきました。この上なく感謝しております。本当にありがとうございました。また、片岡洋介氏には、入学当初から様々な貴重な助言をいただきました。大変深く感謝しております。

難波俊雄氏には、実験の基礎を始め、数多くの指導をしていただきましたことに、深く感謝しております。また、磯部忠昭氏にも、研究の終盤に大変貴重な指導をしていただきました。深く感謝しております。真下哲郎准教授、上田郁夫氏、田中純一氏には、研究を円滑に行う上での計算機の環境を整えていただきました。深く感謝しております。先輩である野本裕史氏、大川英希氏、麻植健太氏、兼田充氏には、数多くの貴重な助言をいただきました。生活面でもお世話にもなりました。深く感謝しております。また、後輩である秋元銀河氏、東裕也氏、鈴木拓也氏、山崎高幸氏にも様々なことをご教授いただきました。深く感謝しております。秘書の湯野栄子さん、安蒜律子さん、薬師ひろ子さん、塩田雅子さんにも、大変お世話になりました。深く感謝しております。

最後に、同期である、音野瑛俊氏、富島佑允氏、中村友哉氏、西原一幸氏、羽野仁志氏、依田博太郎氏のおかげで有意義な学生生活を送ることができました。また、精神面での支えにもなりました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] S.P.Martin , A SUPERSYMMETRY PRIMER, hep-ph/9709376
- [2] LHC homepage <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [3] Asai's lecture note <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/asai/Lecture/main.htm>
- [4] geant4 homepage <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [5] ISAJET homepage <http://www.hep.fsu.edu/~isajet/>
- [6] Jimmy homepage <http://projects.hepforge.org/jimmy/>
- [7] Alpgen homepage <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/>
- [8] ATLAS collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume1, CERN/LHCC/99-14 ATLAS TDR 15, 25 MAY 1999.
- [9] ATLAS collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume2, CERN/LHCC/99-15 ATLAS TDR 15, 25 MAY 1999.
- [10] Pythia homepage <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>