修士学位論文

ATLAS実験におけるブラックホール探索の研究

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 小林研究室

兼田 充

2007年1月5日

概 要

余剰次元の存在は、現在の素粒子物理学の大きな問題の一つである階層性問題を解く可能性 をもつ。重力が実は他の力(電弱相互作用、強い相互作用)と同程度の強さであるが、重力だけ が余剰次元にも伝わるため、我々の3+1次元では小さく見えている可能性がある。従って、今 我々の感じている3+1次元では10¹⁹GeV程度の大きさを持つプランクスケールがn個の余剰 次元も含めたd(=n+4)次元で見れば10³GeV(=1TeV)程度の可能性があり、この時、2007 年実験開始予定の大型陽子陽子衝突加速器(LHC)において、TeV程度の質量を持つプラック ホールが作られる可能性がある。

LHC は現在、スイス、ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構(CERN)において建設中 であり、陽子陽子衝突重心系 14TeV という世界最高エネルギーを達成する。LHC の衝突点の 1 つに ATLAS 検出器が設置されている。この ATLAS 検出器を用いた標準理論で唯一未発見 のヒッグス粒子や超対称性粒子の探索、ブラックホールの探索等の研究が進められている。

この論文では ATLAS 実験におけるブラックホール発見の可能性、また発見された場合の余 剰次元やプランクスケールの測定について論じる。

目 次

第1章	序論	1
1.1	標準理論....................................	1
1.2	超対称性理論	2
1.3	余剰次元	4
1.4	ブラックホール	5
1.5	現在までに余剰次元やプランクスケールに付けられている制限	7
第2章	LHC · ATLAS 実験	8
2.1	LHC 加速器	8
2.2	ATLAS 検出器	10
	2.2.1 マグネットシステム	11
	2.2.2 内部飛跡検出器	12
	2.2.3 カロリメーター	13
	2.2.4 ミューオン検出器	18
	2.2.5 トリガー	20
第3章	各粒子の再構成とイベントシミュレーション	22
3.1	各粒子の再構成方法と Full シミュレーションについて..........	22
	3.1.1 電子、光子の再構成	23
	3.1.2 ミューオンの再構成	24
	3.1.3 Isolation	24
	3.1.4 ジェットの再構成	24
	3.1.5 オーバーラップの削除	27
	3.1.6 消失横運動量	27
3.2	Fast シミュレーション	28
	3.2.1 電子、ミューオン、光子	28
	3.2.2 ジェット	29
	3.2.3 消失横運動量	30
第4章	イベントジェネレーター	31
4.1	ブラックホールのイベントジェネレーター(CHARYBDIS)	31
	4.1.1 主なインプットパラメーター	31
	4.1.2 ブラックホールの生成断面積	31
	4.1.3 ブラックホールの崩壊過程	32
4.2	バックグラウンド..................................	39
	4.2.1 Matrix Element	39
	4.2.2 Parton shower	39
	4.2.3 ALPGEN & HERWIG	39

	4.2.4 MLM matching
第5章	電子、ミューオン、光子の efficiency とジェット起源の fake
5.1	Efficiency
5.2	ジェット 起源の fake
第6章	ATLAS実験におけるブラックホールの発見能力
6.1	
	$6.1.1 \mathcal{J} = \mathcal{Y} \mathcal{J} \pi - \mathcal{V} \dots \dots$
	6.1.2 バックグラウンド
6.2	
	6.2.1 放射粒子の選択
	6.2.2 高い横運動量を持った粒子の放射数
	6.2.3 レプトンカット
	6.2.4 その他 (Sphericity 等)
	6.2.5 イベントセレクションのまとめ
6.3	発見能力....................................
第7章	ブラックホールの質量再構成
7.1	- 再構成方法
7.2	
7.3	再構成された質量分布(粒子選択と消失運動量のセレクションの効果)
7.4	ジェットエネルギースケールの効果
第8章	シェットキャリフレーション
8.1	
8.2	局横連動量ジェットのキャリブレーション用サンブル
8.3	サンブルのチェック
8.4	キャリブレーション結果
	8.4.1 η 依存性
	8.4.2 エネルギー分解能依存性
	8.4.3 ジェットキャリブレーションのまとめ
8.5	ブラックホールの質量の不定性...............................
第9章	ホーキング温度
9.1	ホーキング温度とプランクスケール、余剰次元との関係
9.2	時間発展、grey-body factor、検出器等の効果
	9.2.1 電子の efficiency の効果
	9.2.2 電子の分解能、ブラックホールの再構成の不定性の効果
	923 イベントセレクションによる効果
	9.2.4 top 粒子やW 粒子からの崩壊物の効果
0.3	3.2.1 ^{3.2} ····································
0.0	

第 10 章 プランクスケールの測定	81
10.1 ブラックホールの生成断面積のプランクスケールへの依存	. 81
10.2 セレクション後のイベント数と誤差	. 81
10.3 プランクスケールの測定	. 84

86

第 11 章 まとめ

図目次

1.1	標準理論で出てくる粒子と超対称性粒子・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	1
1.2	超対称性理論による力の統一	3
1.3	余剰次元に伝わる重力子	4
1.4	ブラックホールイベント (Atlantis)	6
2.1	LHC の航空写真	8
2.2	LHC 加速器	9
2.3	LHC 加速システム	10
2.4	ATLAS 検出器	11
2.5	ATLAS のマグネットシステム..............................	12
2.6	内部飛跡検出器	13
2.7	ATLAS 検出器のカロリメーター	14
2.8	電磁カロリメーターの一部	14
2.9	電磁カロリメーター(バレル部)	15
2.10	タイルカロリメーター(ハドロンバレル部).....................	16
2.11	ハドロンエンドキャップカロリメーター.............................	17
2.12	ハドロンエンドキャップカロリメーターの模式図...............	17
2.13	フォワードカロリメーターのスケッチ図	17
2.14	ミューオン検出器・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	18
2.15	ミューオン検出器(R-Z 断面図)	18
2.16	ミューオン検出器による運動量分解能・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	19
3.1	ATLAS におけるイベントシミュレーションの流れ............	22
3.2	ジェットの再構成	25
3.3	ジェットの merge と split	26
3.4	Cone と K_T によるジェットのイメージ	26
4.1	ブラックホールの牛成断面積................................	32
4.2	ホーキング温度	33
4.3	ブラックホールの重心系における、ホーキング輻射による放射粒子のエネルギー	
1.0	スペクトル	34
4.4	プラックホールから放出される粒子の $PDG ID 分布$	34
4.5	grev-body factor for scalor field	35
4.6	grev-body factor for felmion	36
4.7	grev-body factor for gauge boson	36
4.8	光子のエネルギースペクトル	37
4.9	電子のエネルギースペクトル	37
4.10	Remnantの崩壊数による光子のエネルギースペクトルの違い	38

4.11	Matrix Element \succeq Parton shower
5.1	電子、ミューオン、光子の efficiency 42
5.2	シェット起源の fake レノトノ 44
6.1	選択された粒子の数の分布 4
6.2	4番目に大きい P_T を持つ粒子の P_T 分布
6.3	Fox-Wolfram 運動量 51
6.4	Transverse Sphericity 51
6.5	ブラックホールとバックグラウンドの質量分布(Linear)54
6.6	ブラックホールとバックグラウンドの質量分布(Log Scale)54
6.7	必要最小積分ルミノシティー54
7.1	消失横運動量
7.2	再構成されたブラックホールの質量分布
7.3	ブラックホールの質量の分解能 55
7.4	全セレクション後のブラックホールの質量分布5
7.5	ジェットエネルギースケールの効果(ブラックホールの質量分布) 58
7.6	ジェットエネルギースケールの効果(ブラックホールの質量の分解能) 59
8.1	キャリブレーション用イベントのイベントトポロジー
8.2	ϕ 平面でのバランス · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
8.3	leading P_T vs $(\sum P_{\text{low}P_T \text{jet}})_T$
8.4	$\left(\left(\sum P_{\text{low}P_T \text{jet}}\right)_T - \text{leading}P_T\right)/\text{leading}P_T \dots \dots$
8.5	キャリブレーションの η 依存性 64
8.6	ジェットの分解能
8.7	分解能を倍にした場合の結果66
8.8	ブラックホールの質量分布(ジェットエネルギースケールエラー 1%) 67
8.9	ブラックホールの質量の分解能(ジェットエネルギースケールエラー 1%) 68
9.1	Truth 電子のエネルギー分布
9.2	T_H vs. $M_{\rm BH}$ (Truth 電子を使用、 $M_P = 1$ TeV、 $n=2$)
9.3	T_H vs. $M_{\rm BH}$ (Truth 電子を使用、 $M_P = 2 \text{TeV}$ 、n=4)
9.4	Truth 電子のエネルギー分布(時間発展、grey-body factor=on) 71
9.5	T_H vs. $M_{ m BH}$ (時間発展、grey-body factor on のものと Atlfast を用いたシミュ
	レーション後の分布)
9.6	T_H vs. $M_{\rm BH}$ (再構成された電子と対応のついた Truth 電子のみ使用) 73
9.7	T_H vs. $M_{ m BH}$ (再構成された電子と対応のついた ${ m Truth}$ 電子のみ使用、電子の
	efficiencyの効果を補正)
9.8	T_H vs. $M_{ m BH}$ (Truth電子と対応した再構成された電子のみ使用、電子の $ m efficiency$
	の効果を補正)
9.9	T_H vs. $M_{ m BH}$ (Truth電子と対応した再構成された電子のみ使用、電子の $ m efficiency$
	の効果を補正、ブラックホールの4元運動量や質量はTruthを使用) 75
9.10	T_H vs. $M_{ m BH}$ (Truth電子と対応した再構成された電子のみ使用、電子の $ m efficiency$
	の効果を補正、イベントセレクション後) ??
9.11	T_H vs. $M_{\rm BH}$ (電子のセレクションの閾値による違い)

9.12	再構成された電子のうち、ブラックホールから直接放射されたものとそうでな	
	いもののエネルギー分布(イベントセレクション前)...........	77
9.13	再構成された電子のうち、ブラックホールから直接放射されたものとそうでな	
	いもののエネルギー分布(イベントセレクション後)...........	77
9.14	T_H vs. $M_{ m BH}$ (全ての再構成された電子、電子の $ m efficiency$ の効果を補正) \ldots	78
9.15	T_H vs. $M_{\rm BH}$ (光子、Atlfast のプロットについて efficiency 補正前)	79
9.16	T_H vs. $M_{ m BH}$ (光子、Atlfast の緑のプロットについて efficiency 補正後)	79
9.17	T_H vs. $M_{ m BH}$ (光子、光子の efficiency 補正後、 $100 { m fb}^{-1}$)	80
10.1	ブラックホール生成断面積のプランクスケール依存性	81
10.2	$1{ m fb}^{-1}$ における全てのセレクション後のイベント数のプランクスケール依存性.	83
10.3	プランクスケールの制限	
	$(M_P=1\text{TeV}, n=2, 1\text{fb}^{-1})$	84
10.4	プランクスケールの制限	
	$(M_P=1\text{TeV}, n=4, 1\text{fb}^{-1})$	84
10.5	プランクスケールの制限	
	$(M_P=2\text{TeV}, n=2, 1\text{fb}^{-1})$	84
10.6	プランクスケールの制限	
	$(M_P=2\text{TeV}, n=4, 1\text{fb}^{-1})$	84
10.7	プランクスケールの制限	
	($M_P=1$ TeV, n=2, 1fb ⁻¹)	
	(JES 不定性:1%)	85
10.8	プランクスケールの制限	
	($M_P = 1 \text{TeV}$, $n = 4$, 1fb^{-1})	
	(JES 不定性:1%)	85
10.9	プランクスケールの制限	
	($M_P=2\text{TeV}, n=2, 1\text{fb}^{-1}$)	
	(JES 不定性:1%)	85
10.10	〕プランクスケールの制限	
	($M_P=2\text{TeV}, n=4, 1\text{fb}^{-1}$)	
	(JES 不定性:1%)	85

表目次

$2.1 \\ 2.2$	LHC 加速器の主なパラメーター	9 20
2.3	ATLAS でのハイレベルトリガーメニュー(低ルミノシティー時)	21
3.1		23
3.2	電磁カロリメーター第2層目での広がりの閾値(E_{37}/E_{77})	23
3.3	電磁カロリメーター第2層目での広がりの閾値($w_{\eta 2}$)	23
3.4	Atlfast のバラメーター (for e, μ, γ)	28
3.5	isolation CL3 efficiency	28
3.6	各パートンの種類に対するジェットの efficiency	29
4.1	各過程の生成崩壊断面積	39
6.1	生成されたブラックホールイベント.............................	44
6.2	バックグラウンドのジェネレーターレベル(ALPGEN)での cut	45
6.3	バックグラウンドの生成断面積と生成量(QCD)............	45
6.4	バックグラウンドの生成断面積と生成量($tar{t}$)	46
6.5	バックグラウンドの生成断面積と生成量(W)................	46
6.6	バックグラウンドの生成断面積と生成量(Z)	47
6.7	バックグラウンドの生成断面積と生成量(γ)	47
6.8	レプトンカットの前後の $1 { m fb}^{-1}$ におけるイベント数 $\dots \dots \dots \dots \dots$	50
6.9	全てのセレクション後のイベント数($1 { m fb}^{-1}$) $\dots \dots \dots \dots \dots \dots$	53
7.1	ブラックホールの分解能に対するジェットエネルギースケール不定性の効果..	59
8.1	高横運動量ジェットのキャリブレーション用サンプル	61
8.2	ブラックホールの分解能に対するジェットエネルギースケール不定性の効果(JES	
	1%, 2%)	67
9.1	(光子のエネルギーから求めたホーキング温度)vs.(ブラックホールの質量の 分布)から求めたプランクスケール、余剰次元の値	80
10.1	消失横運動量のセレクションを含む全てのセレクション通過後のイベント数	
	(1fb ⁻¹)	82

第1章 序論

1.1 標準理論

20世紀における素粒子物理学の中で、最も大きな成功は標準理論の確立である。

物質間に働く力は重力、電磁気力、弱い力、強い力の4種類あることが知られている。これ らの力のうち、重力を除く3つの力は $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ の対称性を持つゲージ理論 により説明できる。 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ が電磁気力と弱い力を統一した電弱相互作用のゲージ対 称性であり、SU(3)が強い力のゲージ対称性である。

ゲージ対称性のもとでは質量項が許されないが、これは、対称性の自発的破れにより質量が 発生する、というヒッグス機構を取り入れることで問題を解決することが出来る。電弱相互作 用は、このヒッグス機構によって自発的に対称性を破る。電磁気力は質量ゼロの光子を媒介す るため、電磁相互作用の部分は厳密にゲージ対称性が成立しているが、弱い力では大きい質量 を持った W[±] ボソン、Z⁰ ボソンというゲージボソンを媒介する粒子としてもち、電磁気力に 比べて非常に短い距離だけに伝わる力になっている。

また、強い力も非常に短い距離でしか伝わらないが、これはカラー電荷の閉じ込め*が起って いるためであり、強い力でも厳密にゲージ対称性が成立している。

これらにより、重力以外の3つの力が説明できるようになり、標準理論が確立された(図1.1)。



図 1.1: 標準理論で出てくる粒子と超対称性粒子。標準理論の粒子はヒッグス粒子のみが未発見である。また、超対称性粒子には標準理論に出て来る粒子にそれぞれ対応する粒子がある。

現在までの実験結果を標準理論によって非常に良く説明することが出来ている[1]。しかし、 標準理論には不完全な点もいくつかある。

まず、1つは上記のヒッグス粒子が未だに未発見であることで、このヒッグス粒子の発見が ATLAS 実験の大きなモチベーションの一つとなっている。

もう1つの大きな問題は電磁気力と弱い力の統一されるスケールが $\sim 10^2 \text{GeV}$ 程度であるの

^{*}強い力の媒介粒子であるグルーオンには自己相互作用があり、これによって距離が大きくなればなるほど大き くなるポテンシャルが生じ、これにより強い力に従うクォークやグルーオンを単体では取り出すことが出来ない。

に対し、重力の典型的なエネルギースケールを表すプランクスケール M_{Pl} が $\sim 10^{19} \text{GeV}$ [†]と 非常に大きく、この間に 17 桁もの差があることである(自然さ問題)。

これに関連して、ヒッグス粒子の質量が輻射補正のために発散(自己エネルギーによる2次 発散)する問題を避けるため、カットオフエネルギー Λ が導入されているが、この Λ の大きさ がもう1つの問題である。ヒッグス粒子の質量 M_H は Λ を用いて

$$M_H^2 \sim M_{H(tree)}^2 - O(\Lambda^2) \tag{1.1}$$

となる。左辺のヒッグス粒子の質量は電弱統一スケール程度であり、 $\sim 10^2 \text{GeV}$ である。ここで、 右辺の Λ がプランクスケール程度であるとすると、tree level でのヒッグス粒子の質量 $M_{H(tree)}$ もプランクスケール程度である必要があり、数十桁同士の引き算によって数桁の数字が出てく るということになる。自然がこの様な非常に微細なバランスの上に成り立っている、というこ とも考えられなくは無いが、これはあまりに不自然な現象だともいえる。

これらは階層性問題と呼ばれ、標準理論を超えた物理の存在を示していると考えられている。 標準理論で自然に解決出来ない問題を解決するために現在、超対称性理論や余剰次元の存在が 提唱されている。

1.2 超対称性理論

超対称性(Supersymmetry, SUSY)[2]とはフェルミオンとボソンの対称性であり、標準理論に出て来る全ての粒子に対してスーパーパートナー(スピンが1/2だけことなり、他の内部量子数が等しい粒子)が存在することを予言する。

このスーパーパートナーの存在により、それぞれのスーパーパートナー同士が輻射補正に対 する寄与を打ち消しあい、上記の2次発散を起こさないようになり、ヒッグス場が安定するよ うになる。実際には、超対称性は破れているが、この破れのスケールはヒッグス場を安定なも のとするためにヒッグス粒子の質量に比べて、せいぜい10倍程度((10³GeV(=~TeV))で ある必要があり、TeV スケールに超対称性粒子が存在する可能性が高い。

また、超対称性理論は電弱相互作用と強い力を統一する、大統一理論においても非常に魅力 的な点を持つ。標準理論では、繰り込み群を用いて重力以外の相互作用の結合定数を走らせる ことにより、非常に高いエネルギースケール(~10¹⁶GeV)で一致させようとする。しかし、 標準理論と現在までの観測結果を用いると、3つの結合定数はこの統一スケールでも一致して いない。これに対し、超対称性粒子が1TeV 程度の所にあるとすれば、図1.2の様に非常に良 く3つの結合定数が一致する[3]。

この他にも、宇宙の暗黒物質(Dark Matter,DM)の問題も解決する可能性がある。超対称 性粒子のうち、最も軽い粒子(Lightest Susy Particle,LSP)は安定であり、これがDMの良い 候補とされている [4]。

[†]プランクスケールは、粒子のコンプトン波長とシュワルツシルト半径が等しくなるエネルギースケールであり、このエネルギースケールでは量子重力の効果を考慮しなくては済まされなくなる。また、重力定数 G とは $G = 1/M_{Pl}^2$ の関係にある。



図 1.2: 超対称性理論による力の統一。標準理論(青線)では、3つの線がほとんど一致していないが、超対称性を導入すると(赤線)統一スケールで3つの結合定数が非常に良く一致する。

1.3 余剰次元

標準理論における自然さ問題を解決するものとして、もう1つ上げられるのが余剰次元の存在である。紐理論では最大で7つの余剰次元が 10^{-32} m程度の大きさで存在しているとされている。この余剰次元の考えを元に、 \sim 1mm程度まで大きい余剰次元(Large Extra Dimensions, LED) [5, 6]が存在するという理論が提唱されていおり、これによって標準理論の自然さ問題が解決される可能性がある。以下で余剰次元と言う場合には特に明記しない限りこのLEDを示していることとする。

超対称性理論により、ヒッグス場の輻射補正の問題は自然に解決できるように見えるが、一 方で、超対称性が見せた ~ 10¹⁶GeV での大統一は、電弱統一スケールとの大きな隔たりを示 している。従ってこのスケールの階層性問題は超対称性理論では解決されない。

これに対し、余剰次元の取り組みは、自然界にあるエネルギーの基本的なスケールは~10³GeV 程度であり、重力も含めて、自然界にある4つの力をこのエネルギーのスケール領域で統一し てしまう、というものである。

重力が他の力に比べて非常に弱いのは重力 のみが余剰次元に伝播し、他の力は伝播しな いからと考える(図1.3)。すると、重力ポテン シャルは3次元空間では良く知られているよう に距離rにおいては、重力定数 $G(=1/M_{Pl}^2)$ を用いて

$$V(r) \sim G \frac{1}{r} \tag{1.2}$$

と表せるが、余剰次元の大きさ*R*より小さな 距離*r*では、空間3次元以外のn個の余剰次 元にも伝播するため、

$$V(r) \sim G_{(n)} \frac{1}{r^{n+1}}$$
 (1.3)

と表され、距離が小さくになるにつれ、急速 に大きくなる様に振舞う。ここで $G_{(n)}$ はn個 の余剰次元を空間3次元+時間1次元に加えた n+4次元における重力結合定数である。ここ で、巨視的な重力の振る舞いと、余剰次元よ リも小さな距離での重力の振る舞いが、 $r \sim R$ において一致すると仮定する。すると、n+4 次元におけるプランクスケール M_P と4次元 におけるプランクスケール M_P と4次元 におけるプランクスケール M_{Pl} との関係は、 上の2式と $G = 1/M_{Pl}^2$ ($G_{(n)} = 1/M_P^2$)であ ることを用い、



図 1.3: 標準理論の粒子は(3+1)次元の時空内 にしか存在していない。一方、重力を伝える重 力子(G)は余剰次元(他のn次元)も伝播す ることが出来る。

$$M_{Pl}^2 \sim M_P^{n+2} R^n \tag{1.4}$$

となることが分かる。

余剰次元の大きさ R は、プランクスケールが TeV 程度であれば、余剰次元の数 n を用いて

$$R \sim 10^{30/n-17} \mathrm{cm}$$
 (1.5)

と表さる。もし、余剰次元が1つしかないのであれば、 $R \sim 10^{13} \text{cm}$ になり、太陽系程度の距離でも余剰次元の寄与による現象が見られるはずであることを意味するが、この様な現象は観測されていないため、n=1は否定されている。

しかし、 $n\geq 2$ の場合は実験からは完全には否定されていない。n=2の場合ですら、 $R\sim 100\mu m$ 程度となり、重力をこの様な近距離で正確に計測されることは未だに出来ていないため、十分 可能性がある。

この様な余剰次元を考えることにより、実際の(n+4次元における)プランクスケールがTeV 程度であることを可能にし、他のエネルギースケールとの大きなスケールの違いを無くすこと が出来る。

また、本論文中の研究では考慮していないが、余剰次元を用いた大統一の可能性も考えられている。1つとしては、上記の様な重力のみが伝わる余剰次元に加えて、さらに標準理論の力も伝播する余剰次元を仮定する。この余剰次元が10⁻¹⁷cm 程度(~TeV に相当する大きさ)だとすれば、TeV を超えるエネルギー領域で重力以外の力も急速に大きくなることになり、TeVより少し上ですぐに結合定数が統一される可能性がある[7]。

1.4 ブラックホール

余剰次元が存在し、プランクスケールが TeV 程度であるとすると、TeV スケールの質量を 持つブラックホールが生成される可能性がある [8]。

ブラックホールの質量を $M_{\rm BH}$ とすると、 $M_{\rm BH} \gg M_P$ のとき、シュワルツシルト半径 r_H は、

$$r_H = \frac{1}{\sqrt{\pi}M_P} \left[\frac{M_{\rm BH}}{M_P} \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right]^{\frac{1}{n+1}}$$
(1.6)

と表さる。($M_{
m BH} \sim M_P$ の場合には量子重力の効果を考慮しなくてはいけなくなり、非常に複雑になる)。

ここで、二つの粒子が重心系エネルギー $\sqrt{\hat{s}} = M_{\rm BH} (\gg M_P)$ で衝突することを考える。もし衝突係数がシュワルツシルト半径より小さいとき、質量 $M_{\rm BH}$ のブラックホールが生成される。生成断面積は古典的にな考察により

$$\sigma(M_{\rm BH}) \sim \pi r_H^2 = \frac{1}{M_P^2} \left[\frac{M_{\rm BH}}{M_P} \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right]^{\frac{2}{n+1}}$$
 (1.7)

と表すことが出来る。

式 1.7 より、 $M_{\rm BH} \sim {
m TeV}$ であれば、

$$\sigma \sim \frac{1}{M_P^2} \sim \text{TeV}^{-2} \sim 10^{-34} \text{cm}^2 \,(=100 \text{pb})$$
 (1.8)

となり、非常に大きな生成断面積を持つことになる。

この理論に従えば、例えば非常に高エネルギーの宇宙線が大気中の粒子と反応してブラック ホールを作る可能性も大いにあるが、この様な小さなブラックホールは瞬時に粒子を放出して 崩壊(蒸発)してしまい、発見するのは非常に困難である。

しかし、後に説明するLHCでは、この様な高エネルギーの粒子の衝突を人工的に起こし、数 多くのブラックホールが生成されることになり、発見される可能性が高い(図1.4)。

LHC におけるブラックホールの生成、崩壊については 4.1 節で詳しく述べる。



図 1.4: ATLAS のイベントディスプレイツール(Atlantis)によるブラックホール事象のイベ ントディスプレイ。左上図の中心の赤い線は内部検出器で捕らえられた粒子の軌跡を表してい る。その周りの赤い円周の上にある黄色いボックスはカロリメーターで検出したエネルギーを 表している。また、下図における黄色い線、またその延長上にある赤、黄色の点は捕らえられ たミューオンの軌跡を表している。この図の様に、ブラックホールが発生すると大量の粒子が 放出されるため、標準理論によるバックグラウンドと良く区別することが出来る。

1.5 現在までに余剰次元やプランクスケールに付けられている制限

現在までに、粒子衝突型実験や宇宙物理実験によって余剰次元やプランクスケールにはある 程度の制限が付けられている。

まず、電子陽電子衝突型実験である LEP で、 $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z + G$ の様に、光子または Z 粒子 と重力子 G が放出される反応を探索することにより、プランクスケールに対して制限を付けて いる。重力子が放出される断面積が

$$\sigma \propto \frac{1}{M_P^{2+n}} \tag{1.9}$$

で表される様にプランクスケールと余剰次元に関係している形をしているため、この様なイベントが見つからなければプランクスケールの下限に制限を付けることが出来る。LEPの実験の1つである OPAL の結果では、n=2の場合で $M_P > 1.09$ TeV、n=7の場合で $M_P > 0.47$ TeVの制限を付けている [9]。LEP における他の実験でもほぼ同程度の制限が付けられている [10]。

陽子反陽子衝突型実験である Tevatron では dielectron や diphoton 系の不変質量や散乱角を 用いた研究も行われている [11][12]。これ以外の方法として、ジェットと重力子が放出される イベントでの研究も行われている [13]。[13] では n=2 の場合で $M_P > 1.18$ TeV、n=6 の場合で $M_P > 0.83$ TeV の制限を付けている。

一方、宇宙物理実験では初期宇宙の観測や超新星爆発の観測からプランクスケール等の制限 を付けている。宇宙物理実験による結果は非常に強い(n=2の場合で $M_P > 10 \sim 1000$ TeV) が、超新星爆発における重力子の放出等に対して強い仮定等、様々な仮定があり、一概に上記 の粒子衝突型実験の結果とは比べられない[14]。

従って、粒子衝突型実験の結果だけを見ると、現在では、余剰次元が大きい場合を含めて、 *M_P* >800GeV 程度の制限が付けられているといえる。

第2章 LHC · ATLAS 実験

2.1 LHC 加速器

現在、スイス、ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究所(CERN)では、2007年の実験開始 に向けて大型陽子陽子衝突型加速器(LHC)の建設が進められている。LHC(Large Hadron Collider)は以前、電子陽電子衝突実験に用いられたLEP(Large Electron Positron Collider) の設置してあった、スイスとフランスをまたぐ様に地下100mのところに作られた円周27km のLEPトンネルに設置されている(図2.1、2.2)。このLHCの主なパラメータを表2.1に示す。



図 2.1: LHC の航空写真

ハドロンコライダーである LHC は、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が少ないた め高いエネルギーを得る事ができ、8.4T という非常に強力な超伝導磁石を用いて陽子を 7TeV、 陽子陽子重心系にして 14TeV のエネルギーを達成する。また、現在行われている Tevatron 実 験(陽子反陽子衝突実験)と比べ、陽子陽子衝突実験であるために 10³⁴cm⁻²sec⁻¹ という非常 に高いルミノシティーに達することができる。

陽子陽子衝突実験では、実際には陽子中のクォークやグルーオンの衝突実験とみなせるので、 実効的な衝突エネルギーは数 TeV 程度になり、これは現在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。この非常に高い衝突エネルギー とルミノシティーにより、ヒッグス粒子の探索や TeV 領域にあると思われる超対称性粒子や余 剰次元の直接探索が可能である。また、ボトムクォークやトップクォークといった粒子が LHC では大量に生成されるため、それらの精密測定が可能になる。



図 2.2: LHC 加速器

夜辺にしれいがのナなハノスニン	表 2.1:	LHC	加速器の主なパラメーター
-----------------	--------	-----	--------------

主リング周長	26658.883m
重心系エネルギー (陽子+陽子)	$7.0 \mathrm{TeV} + 7.0 \mathrm{TeV}$
入射エネルギー	$450 \mathrm{GeV}$
低ルミノシティー	$10^{33} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$
高ルミノシティー	$10^{34} {\rm cm}^{-2} {\rm sec}^{-1}$
ルミノシティー寿命	10 時間
衝突頻度	$40.08 \mathrm{MHz}$
バンチ間隔	24.95nsec
1 バンチあたりの陽子数	1.14×10^{11} 個
ビームサイズ	$16.7 \mu \mathrm{m}$
バンチの長さ	$75\mathrm{mm}$
バンチ数	2,835 個/ring
バンチ衝突当たりの陽子衝突数	23
衝突点のビーム半径	$16 \mu { m m}$
衝突角度	$200\mu rad$
シンクロトロン放射損失エネルギー	3.6kW/ring, 6.71keV/turn



図 2.3: LHC 加速システム

図 2.3 は LHC の加速システムを表した図である。まず LINAC (LINear ACcelator)、 PSB (Proton Synchrotron Booster)、 PS(Proton Synchrotron)、 SPS(Super Proton Synchrotron) という 5 つの加速器によって 450 GeV まで加速された陽子を LHC によって 7 TeV まで加速する。

LHCには図 2.2にある様に 4 つの衝突点があり、後に述べる ATLAS(A Toroidal LHC AparatuS)の他に、CMS(the Compact Muon Solenoid)、ALICE(A Large Ion Collider Experiments)、LHCb(the Large Hadron Collider beauty experiment)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、LHCbはB粒子 の精密測定のために特化した検出器である。

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC に設置される汎用検出器で、直径 22m、長さ 44m、総重量 7,000t に もなる非常に巨大な検出器である(図 2.4) [15][16]。

ATLAS ではビーム衝突点を原点とし、ビーム軸方向を z 軸にとるように座標系が組まれて いる。また、x 軸方向は水平方向に LHC リングの中心を向き、y 軸は上向きにとる。方位角 ϕ はビーム軸周りの角度、極角 θ はビーム軸からの角度として図 2.4 中にある様に定義されてい る。また、LHC の様な陽子を用いた衝突実験では、衝突粒子のビーム軸方向のローレンツブー ストを考慮して、擬ラピディティー η を $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ と定義して、通常 θ の代わりに用いる。



図 2.4: ATLAS 検出器

LHCにおいて新しい物理の発見や精密測定のために、検出器は以下の様な要請のもと作られた。

- 電磁カロリメーターによる電子や光子のエネルギーの高い精度での測定
- ハドロンカロリメーターによる正確なジェットや消失横運動量*の測定
- ミューオン検出器による高精度の運動量測定
- 飛跡検出器による運動量の高精度な測定、電子と光子の区別や ⁷ 粒子や b クォーク等の 粒子の同定、イベントの完全な再構成
- 大きな擬ラピディティー領域のカバーと全方位角のカバー
- 興味ある様々なイベントに対して高い検出効率を達成するための低い横運動量領域までの粒子の測定やトリガーシステム

ATLAS 検出器は内側から主に、内部飛跡検出器、電磁カロリメーター、ハドロンカロリメー ター、ミューオン検出器から構成されている。また、内部検出器を包むようにソレノイド磁石、 ミューオン検出器部にはトロイダル磁石がそれぞれ設置されている。

以下、ATLAS 検出器の各部位について説明する。

2.2.1 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ーの間にソレノイド磁石、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磁石が設置してある(図 2.5)。これらの磁石は全

^{*}各粒子の運動量の z 軸と垂直な方向の成分を横運動量(P_T)と定義する。衝突した粒子は横運動量を持っていないとすると、検出した横運動量のベクトル和は検出されなかった粒子の横運動量のベクトル和と同じ大きさで反対方向を向いていると考えられる。これを消失横運動量(Missing E_T 、 \mathcal{F}_T)と呼ぶ。例えば、ニュートリノが1つしか放出されない様なイベントでは、消失横運動量がニュートリノの横運動量を表していると考えることが出来る。



図 2.5: ATLAS のマグネットシステム

て超伝導磁石である。

ソレノイド磁石は内部検出器のある場所に 2T のソレノイド磁場を作る。外側のトロイダル磁石は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。トロイダル磁石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。

2.2.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は 2T の磁場を作る超伝導ソレノイド磁石の内部にあり、ビームに最も近い 位置にある検出器で、荷電粒子の飛跡の曲率から、粒子の運動量や衝突点、二次崩壊点等を同 定する検出器である(図 2.6)。内部飛跡検出器はピクセル検出器(Pixel)、シリコンマイクロ ストリップ(SCT)、遷移放射トラッカー(TRT)から構成されており、 $|\eta| < 2.5$ までをカバー している。従って、内部飛跡検出器の情報を用いる必要のある、電子や b-jet の同定はこの範 囲まで行える。

ピクセル検出器は半導体検出器で、ビームパイプに最も近い位置に設置されている検出器で ある。衝突点に最も近い位置にあり、高い位置分解能を持ち、インパクトパラメーターの詳細 測定や b クォークの同定等を行える様になっている。

SCT (Semiconductor Tracker)はマイクロストリップ型の半導体検出器である。80µm 間隔 で768本のストリップを持ったものを、一つのモジュールの表と裏にそれぞれ2層ずつ、40mrad 傾けて装着する。このステレオ角を付けることにより、z方向の測定を可能にしている。

TRT (Transition Radiation Tracker)はストローチューブ型のドリフトチェンバーであり、 4mm 径のストロー型検出器を 72 層程度積層してある。チューブ内には遷移放射[†]された光子

[†]荷電粒子が誘電率の異なる媒質の境界面を通過する際には、媒質中に誘電分極が起こり、これが元に戻る時に 放射強度が γ に比例するような光子を放射する。



図 2.6: 内部飛跡検出器

を捕らえるために Xe ガスが含まれており、これを用いて電子を識別することが出来る。また、 分解能は内側のピクセル検出器や SCT よりも悪いが、72 層もの多層構造であるため、連続的 に飛跡測定が出来、トラックの再構成が出来る。

2.2.3 カロリメーター

カロリメーターは主に、粒子のエネルギーや角度の測定のための検出器である。ATLAS 検 出器のカロリメーターは大きく分けて、電磁カロリメーター($|\eta| < 3.2$)、ハドロンバレルカロ リメーター($|\eta| < 1.7$)、ハドロンエンドキャップカロリメーター($1.5 < |\eta| < 3.2$)、フォワー ドカロリメーター($3.1 < |\eta| < 4.9$)から成っている(図2.7)。この様に超前方までカバーす るような設計になっているため、ニュートリノ等による消失横運動量を測定することが出来る ようになっている。

電磁カロリメーター

電磁カロリメーターはバレル部($|\eta| < 1.475$)と2つのエンドキャップ部($1.375 < |\eta| < 3.2$)から成り、吸収体である鉛とCu電極をアコーディオン状にした、液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメーターである(図2.8)。アコーディオン状にすることにより、全て読み出しをカロリメーターの後方から行い、方位角方向に不感領域を作ることなく、一様な測定が行える。

電磁カロリメーターでは電子と光子のエネルギーの測定を主にしたものであるが、高エネル ギーの電子や光子を捕らえるために、シミュレーション [17] によりバレル部で 24X₀[‡]、エンド キャップ部で 26X₀ の物質量が必要であることが分かっており、実際にそれらを満たすような 設計になっている。

図2.9は電磁カロリメーターのバレル部の一部を示した図である。図にある様に、3層になっ

[†]高エネルギーの荷電粒子は、原子核のつくる電場により制動放射で光子を放出しエネルギーを指数関数的に失う。放射長(radiation length) X_0 は、電子がもとのエネルギーの 1/e になる長さを $1X_0$ と定義する。



図 2.7: ATLAS 検出器のカロリメーター



図 2.8: 電磁カロリメーターの一部。鉛がアコーディオン状に設計されている。



図 2.9: 電磁カロリメーター (バレル部)

ている。1層目はη方向に細かく分割されており、高い位置分解能を実現している。

また、 $|\eta| < 1.8$ の部分にはこれより内側にさらにプレサンプラーが設置されており、これは 電磁カロリメーターより内側の物質によるエネルギー損失を補正するために用いられる。

このカロリメーターの分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{200 \text{MeV}}{E} \oplus 0.7\%$$
(2.1)

で表さる(第1項は統計的によるサンプリング項、第2項はエレクトロニクスの雑音等による 雑音項、第3項はキャリブレーションの精度や温度依存による定数項)。また角度分解能は

$$\sigma_{\phi} = \frac{4 - 6 \text{mrad}}{\sqrt{E}} \tag{2.2}$$

$$\sigma_{\eta} = \frac{50 \text{mrad}}{\sqrt{E}} \tag{2.3}$$

となっている。

エネルギー範囲としては、20MeVから2TeV程度の電子や光子のエネルギー測定が可能である。

ハドロンバレルカロリメーター

ハドロンバレルカロリメーターは鉄を吸収体とし、タイル状のシンチレーターから成るサン プリングカロリメーターである(図 2.10)。



図 2.10: タイルカロリメーター(ハドロンバレル部)

タイルは動径方向に垂直になる様に設置されており、検出器の奥行き方向(r方向)の測定も 可能になっている。各シンチレータータイルの両側には波長変換ファイバーが付いており、そ れぞれ別の光電子増倍管につながっている。これにより、長期の使用時に片方が壊れた場合で も測定が出来るようになっている。また、物質量としてはタイルカロリメーター部までで11λ [§]ある。

このカロリメーターのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{53\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\% \oplus 14 \text{GeV}$$
(2.4)

となっている。

ハドロンエンドキャップカロリメーター

ハドロンカロリメーターのエンドキャップ部には液体アルゴンカロリメーターが用いられて いる(図2.11)。このカロリメーターは銅を吸収体としており、図2.12の様に、3層の電極を 銅の間に設置してあり、読み出しは中央から行っている。ハドロンエンドキャップ部の物質量 としてはこのカロリメーター部までで14*λ*である。

このカロリメーターのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{64\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \oplus 14 \text{GeV}$$
(2.5)

[§]ハドロンが原子核と強い相互作用をし、非弾性散乱を起こすまでの平均自由行程を衝突長 (interaction length) と言い 1λ と表す。





図 2.11: ハドロンエンドキャップカロリメーター の模式図

となっている。

フォワードカロリメーター

フォワードカロリメーターは $3.1 < |\eta| < 4.9$ という超前方に設置されており、これにより、 消失横運動量を精度良く測定できる。ビームパイプに近い部分にあるため、非常に放射能に強 い設計にする必要がある。このカロリメーターは全部で 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ーである。フォワードカロリメーターは図 2.13 の様に銅(タングス テン)のチューブ内に、ロッドを入れ、その間に液体アルゴンが入っている様な形状をとって いる。



図 2.13: フォワードカロリメーターのスケッチ図

このカロリメーターのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 8\% \oplus 6GeV \tag{2.6}$$

となっている。

2.2.4 ミューオン検出器

ミューオンは物質との相互作用が小さいため、電磁カロリメーターやハドロンカロリメーター でほとんどエネルギーを落とさずに抜けてくる。したがって、これらの検出器の外側にミュー オン検出器を置くことにより、ミューオンの綺麗な信号を得ることが出来る。

ミューオン検出システムは、MDT (Muon Drift Tube)、CSC (Cathorde Strip Chamber)と いう2種類の運動量の精密測定飛跡検出器と、RPC (Resistive Plate Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber)という2種類のトリガーチェンバーからなる(図 2.14、2.15)。



図 2.14: ミューオン検出器

図 2.16 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 2.16: ミューオン検出器による運動量分解能

2.2.5 トリガー

LHC において最高ルミノシティーでの運転時には、表 2.1 に示した様に 40MHz でバンチ同 士の衝突が起こり、毎回平均23個の陽子同士の衝突が起こるため。従って、陽子衝突レートと しては 1GHz 程度になる。ATLAS では、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。

レベル1トリガー

レベル1トリガーでは40MHzで起こるバンチ同士の衝突に対し、75kHzまでレートを落と すことを目的としている。ここではカロリメーターやミューオン検出器からのトリガー信号を 作り、各検出器に送られる。各検出器は 2.5µs 前のデータを保持しておけるようなパイプライ ンメモリを持っている。トリガー信号を 2µs 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。ATLAS におけるレベル1トリガーのメニューは表2.2の様になって いる。

表 2.2: ATLAS でのレベル1トリガーメニュー(低ルミノシティー時)。EM とは電磁カロリ メーターで作られる cluster のこと (3.1.1 節参照)。XE は消失横運動量を表している。また、 MU、J、Tau はそれぞれミューオン、ジェット、⁷ 粒子である。2EM25I は 25GeV 以上のエネ ルギーを持つ isolate された EM cluster が2つ以上あることを要請することを示している。

Trigger menu	Rate (kHz)
EM25I	12.0
2 EM 15 I	4.0
MU20	0.8
2MU6	0.2
J200	0.2
3J90	0.2
4J65	0.2
J60+XE60	0.4
TAU25I+XE30	2.0
MU10+EM15I	0.1
Others(prescaled, exclusive, monitor, calibration)	5.0
Total	$\sim \! 25.0$

ハイレベルトリガー

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、カロリメーター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。

ATLAS におけるイベントフィルターのメニューは表 2.3 の様になっている。

表 2.3: ATLAS でのハイレベルトリガーメニュー(低ルミノシティー時)。xE は消失横運動量 を表している。また、e、 γ 、 μ 、j、 τ はそれぞれ電子、光子、ミューオン、ジェット、 τ 粒子を 表している。2e15i は 15GeV 以上のエネルギーを持つ isolate された電子が 2 つ以上あることを 要請することを示している。

Trigger menu	Rate (Hz)
e25i	40
2e15ij1	
$\gamma 60 \mathrm{i}$	25
$2\gamma 20i$	2
$\mu 20i$	40
$2\mu 10$	10
j400	10
3j165	10
4j110	10
j70+xE70	20
au35i+xE45	5
2μ with vertex, decay-length and mass cuts(J/ Ψ , Ψ ',B)	10
Others(prescaled, exclusive, monitor, calibration)	20
Total	~ 200

トリガー効率

現在、トリガーに関するソフトウェアが完全に出来ていないため、本論文の研究においては トリガー効率の研究は行っていない。ただし、ブラックホールの事象は非常にエネルギーの高 い粒子が複数放出され、さらに高エネルギーのレプトンを要請する様なセレクションを行なう ため(第6章参照) 表 2.2、2.3の各メニューの閾値を大きく超えたイベントになる。また、複 数のトリガーにかかる可能性があるため、本論文の中では、トリガー効率に関しては 100% あ ると仮定して結果を出している。

第3章 各粒子の再構成とイベントシミュレー ション

ATLAS 実験では、ATHENA という解析フレームワークを用いている。ここでは ATHENA に組み込まれているアルゴリズムを基に、各粒子の再構成方法とイベントシミュレーションに ついて説明する。

ATLAS のイベントシミュレーションは2種類ある。1つは、geant4[18]を用いて検出器や物 質量を正確に再現して行う Full シミュレーションである。しかし、LHC は非常にエネルギー が高いハドロンコライダーであるため、1回の衝突で出てくる粒子の数が多い。特にブラック ホールの様な大量の粒子を発生するイベントは、Full シミュレーションでは1イベントで約1 時間ほどかかってしまう。

従って大量のイベントを処理するために、Full シミュレーションの結果を用いて、ジェネレー ターからの情報を smearing を行なうことで検出器シミュレーションの代わりにするのが、もう 1つのイベントシミュレーション、Fast シミュレーション(ATLFAST[19])である(図 3.1)。



図 3.1: ATLAS におけるイベントシミュレーションの流れ

3.1 各粒子の再構成方法とFullシミュレーションについて

Full シミュレーションでは、4つの行程 (Event Genetation、Simulation、Digitization、Reconstruction)によって解析用のファイルを作る (図 3.1)。まず、イベントジェネレーターによって粒子情報を生成し (Event Generation)、それを Geant4 によって検出器でどの様な反応をするかをシミュレーションする (Simulation)。さらに、検出器に落とされたエネルギーの結果から、検出器での出力をシミュレーションする (Digitization)。そして、この検出器情報を元にジェットや電子などを再構成し、解析用のファイルを生成する (Reconstruction)。

次に、各粒子の再構成について述べる。

3.1.1 電子、光子の再構成

EM cluster

電子、光子の再構成では、まず、cell 単位*で $\Delta \eta \times \Delta \phi = 3 \times 7$ cells の EM cluster を作る。 この cluster の生成はトリガー時に行われる。また、この cluster のエネルギーを計算するとき には電磁カロリメーターのエネルギーのみを足し上げる。cluster の中から $E_T > 17$ GeV 以上の ものを選び出し、EM cluster の候補とする。

η	閾値
0-0.8	$3.5 \times (0.01046 - 0.0121 \eta + 0.002\eta^2)$
0.8-1.5	0.008
1.5-1.8	0.03
1.8-2.0	0.02
2.0-2.47	0.015

表 3.1: ハドロンカロリメーターへのリークの閾値

表 3.2: 電磁カロリメーター第2層目での広がり 表 3.3: 電磁カロリメーター第2層目での広がり の閾値(E_{37}/E_{77}) の閾値(w_{n2})

η	閾値
0-0.8	0.915
0.8-1.5	0.91
1.5-1.8	0.89
1.8 - 2.0	0.92
2.0 - 2.47	0.91

或但	($w_{\eta 2}$)	

η	閾値
0-0.8	0.012
0.8-1.5	0.012
1.5-1.8	0.012
1.8-2.0	0.0115
2.0-2.47	0.0125

この候補のうち、以下の様なセレクション方法で選び出す:

- ハドロンカロリメーターへの漏れ:電子、光子はほとんどのエネルギーを電磁カロリメー ターに落とすため、ハドロンカロリメーターへはほとんどエネルギーを落とさない(~2% 程度)。従って、cluster の後ろのハドロンカロリメーターの1層目へエネルギーをあまり 落とさないことを要請する。これは η の関数になっており、電磁カロリメーターのエネ ルギー E_{Tem} とハドロンカロリメーターの1層目のエネルギー E_{Thad} の比 E_{Thad}/E_{Tem} が表 3.1 の値を下まわるものを選ぶ。
- シャワーの広がり:電磁シャワーはハドロンシャワーに比べて細い。よりカロリメーターでの エネルギー密度の高いものを選ぶ。まず、clusterの周りで cell 単位で $\Delta\eta \times \Delta\phi = 7 \times 7$ cells、 3×7 cells の範囲の 2 層目の電磁カロリメーターのエネルギーをそれぞれ E_{77} 、 E_{37} とし、 E_{37}/E_{77} を計算する。この値が高ければより狭い部分にエネルギーが集中していること を意味し、表 3.2 の閾値よりも大きいことを要請する。

^{*}各カロリメーターは cell と呼ばれる単位で区切られている。ここでは電磁カロリメーターの 2 層目の cell の大きさを cell 単位とし、1cell= $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.025 \times 0.025$ である。

また、 $\Delta \eta \times \Delta \phi = 3 \times 5$ cells 内の cell を用いて、

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E \times \eta^2}{\sum E} - \left(\frac{\sum E \times \eta}{\sum E}\right)^2} \tag{3.1}$$

という量を計算する。これは、特にη方向への広がり度を表し、大きいほど広がりが大 きい。この値は、表 3.3 より小さいことを要請する。

さらに、電磁カロリメーターの1層目のストリップ毎のエネルギーを見ることによる広がりを調べ、最終的にシャワーの細い cluster のみを選択する。

電子、光子の振り分け

得られた EM cluster について、内部検出器で検出されたトラックで対応するものを探す。も し対応するトラックが存在すれば電子、存在しなければ光子とする。

電子に関しては、この様にして得られた候補に対し、さらにトラックのマッチングを行う。 トラックとのマッチングは cluster の十分近いところ[†]に *E/p* が4以下のトラックが存在することを要請することで行う。

3.1.2 ミューオンの再構成

ミューオンはカロリメーターでほとんどエネルギーを落とさずに通過する。従って、ミュー オン検出器によってトラックを再構成し、内部飛跡検出器で再構成されたトラックとのマッチ ングを行うことによりミューオンの候補とする。

3.1.3 Isolation

以上の様に得られた電子、ミューオン、光子について、さらにジェットと区別するために、各 粒子の周辺にエネルギーが少ないことを要請する。Isolation は、大きさ ΔR の cone を再構成 された粒子を中心に作り、この cone 内に、その粒子以外のエネルギーを見ることにより行わ れる。

3.1.4 ジェットの再構成

ジェットの再構成には、主に Clustering、ジェット再構成アルゴリズムの適用、ハドロンス ケールへのキャリプレーションの3段階の過程がある(図3.2)。

まず、カロリメーターの各 cell を集めて tower と呼ばれる cluster を作る。tower は、カロリ メーターを $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.1 \times 0.1$ の領域に区切り、全ての奥行き方向のカロリメーターの cell を足し合わせたものである。

この cluster に対してジェット再構成アルゴリズムを適用する。アルゴリズムは大きく分けて Cone アルゴリズムと K_T アルゴリズムの 2 つがある。

[†]具体的にはルーズなマッチングをした後に、さらに η, ϕ 方向で非対称な厳しい Cut を課すが、 $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ で大体 0.1 を要請している



図 3.2: ジェットの再構成

Cone アルゴリズム

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 cluster 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 cluster 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、図3.3の様にしてオーバーラップしているジェット対に対して結合(merge)もしくは分離(split)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、中心が近い方のジェットの1部として考 え、他方のジェットからは取り除かれる (split)。

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 (merge)。

[‡]ATLAS では、この様に cone の大きさを 0.4、0.7 の 2 種類を使っている。通常はジェットの、cone 外へのエ ネルギーの漏れを少なくするために 0.7 の cone を用いるが、ブラックホール等の非常に多くの粒子を放出する様 なイベントや高ルミノシティーの場合では、0.4 の cone を用いて他のジェットや粒子とのオーバーラップを少なく する必要がある。



図 3.3: ジェットの merge と split

K_Tアルゴリズム

 $K_{T}[20]$ は、seed を必要としないアルゴリズムである。まず、i番目の cluster に対して、

$$d_{ii} = P_{Ti}^2 \tag{3.2}$$

$$d_{ij} = min(P_{Ti}^2, P_{Tj}^2) \times \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}$$
 (3.3)

$$d_{min} = min(d_{ii}, d_{ij}) \tag{3.4}$$

という量を定義する。 ΔR は2つの cluster 間の距離であり、Dはデフォルトでは1を用いる。 ここで、もし $d_{min} = d_{ii}$ であるならその i 番目の cluster をジェットとする。一方、 $d_{min} = dij$ であるならば i, j 番目の cluster を結合させて新しい cluster を作る。

この一連の作業を繰り返すことによりジェットを作る。この作業から分かる様に、K_Tアルゴ リズムではオーバーラップしたジェットは最初から作られない。

K_Tはその特徴から、理論的側面で Cone よりも好まれるが、ジェットのサイズが毎回違うため、キャリブレーションが非常に難しい。また、上記の様な作業を繰り返すため、非常に時間がかかる。



図 3.4: Cone と K_T によるジェットのイメージ

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ーに入った際に 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 カロリメーターに入った時よりもエネルギー出力が小さくなる。また、カロリメーターより内 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のが最後の段階である。

補正はジェットに関連する各 cell 毎に

$$E_j^k = \sum_i w_i E_{i-cell} \tag{3.5}$$

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:

$$\chi^{2} = \sum_{j} \frac{\left(E_{j}^{k} - E_{jMC}^{k}\right)^{2}}{E_{jMC}^{k}}$$
(3.6)

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、10 GeV以上の E_T を持つことを最後に要請する。

3.1.5 オーバーラップの削除

以上によって得られた粒子の候補に対し、オーバーラップを取り除く。電子、光子、ミュー オン、ジェットの順に、それぞれ横運動量の高いものから調べていく。もし、先に調べられた 粒子との距離が決められた距離(Δ*R*)よりも近い場合には、オーバーラップとみなし、その 粒子は取り除く。

3.1.6 消失横運動量

消失横運動量(\mathcal{P}_T)の計算方法は、cell base で行われる。x 軸方向を \mathcal{P}_X 、y 軸方向を \mathcal{P}_Y とし、

の様に消失運動量は計算される。

式 3.7、3.8 の右辺の 3 項はそれぞれ、cell のエネルギー、cryostat の補正、ミューオンのエネ 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ーに届く前に 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、カロリメーター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。
3.2 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 smearing 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 はルミノシティーも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 であるので、Fast シミュレーションは非常に重要である。

3.2.1 電子、ミューオン、光子

電子、ミューオン、光子については、これらのジェネレーターからの情報をそのまま smearing 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(< $|\eta_{cut}|$)を選びだす。

次に、各粒子に対して、カロリメーター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 3.4 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 3.4: Atlfast	のバラメーター	(for e, μ, γ)

Particle	P_{Tcut}	η_{cut}	ΔR_{sep}	ΔR_{iso}	E_{Tiso}
e	$5 \mathrm{GeV}$	2.5	0.4	0.2	$10 \mathrm{GeV}$
μ	$10 \mathrm{GeV}$	2.5	0.4	0.2	$10 \mathrm{GeV}$
γ	$6 {\rm GeV}$	2.5	0.4	0.2	$10 \mathrm{GeV}$

kinematic の cut を通過した後の粒子に対する isolation による efficiency は、各サンプルプロ セスにより表 3.5 の様な結果を示している。

L 5.5. Isolation C & C enterency					
Particle	Process	efficiency			
e	$H \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$	95.3%			
μ	$H \to \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$	97.8%			
γ	$H \to \gamma \gamma$	97.5%			

表 3.5: isolation による efficiency

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 smearing を行う。

電子、光子の場合は、主にカロリメーターでエネルギーを測定するため、smearing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、電子、光子それぞれ、分解能を

$$\frac{\delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.245}{E_e^T} \oplus 0.007 \text{ for electron}$$
(3.10)

$$\frac{\delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} = \frac{0.10}{\sqrt{E_{\gamma}}} \oplus \frac{0.245}{E_{\gamma}^T} \oplus 0.007 \text{ for } \gamma$$
(3.11)

で与え、smearing を行っている。

一方、ミューオンについては、ミューオンシステムにおいて、トラック情報から運動量を求 めるため、運動量において smearing が行われる。ミューオンの smearing に用いられる関数は、 ミューオンの 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 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。このことに関しては第 5章で述べる。

3.2.2 ジェット

Cell

Atlfast ではジェネレーターから渡された粒子の情報を元に、カロリメーターの cell に落とす エネルギーを計算する。Atlfast における cell の大きさは擬ラピディティーによって決められて いて、 $\eta \times \phi$ 平面で $|\eta| < 3$ では 0.1×0.1 、 $3 < |\eta| < 5$ では 0.2×0.2 の大きさである。

cell のエネルギーは、具体的には、各 cell の範囲にある、ニュートリノ、ミューオン、超対称 性粒子の LSP \S 以外の粒子の E_T を合計する。

また、ソレノイドマグネットがある領域に関しては、その影響を入れるために、粒子のエネ ルギーに補正を加えてある。

Cluster

この得られた cell の中で、1.5GeV 以上のエネルギーを持つ cell を cluster の initiator とする。全領域で、initiator の中でエネルギーの大きいものから周辺 $\Delta R < 0.4$ の範囲の cell のエネルギーの合計し、これを cluster の候補とする。ここで、一旦 cluster の候補に入った cell は initiator から外される。

最終的に 10GeV 以上のエネルギーを持つ候補を cluster とする。

ジェットの生成

得られた cluster の中で、電子、ミューオン、光子に関係していないものだけを選び、エネル ギーに対し smearing を行う。そして最終的に $E_T > 15$ GeV の cluster をジェットとする。 ジェットの efficiency は表 3.6 の様な値を得ている。

パートンの種類	efficiency
u-quark	83%
b-quark	76%
gluon	74%

表	3.6:	各バー	トン	′の種類	に対す	゙るジェッ	トの	efficiency
---	------	-----	----	------	-----	-------	----	------------

⁸超対称性粒子の中で最も軽い粒子。超対称性粒子の持つ R パリティーを保存するため、最も軽い粒子は標準理論の粒子に崩壊することが出来ない。従って崩壊せずに検出器の外側へと抜ける。

ジェットの識別

b クォーク起源のジェットと τ 起源のジェットは、実際の実験の際には、内部飛跡検出器や カロリメーターの反応を使って識別するが、Atlfast ではこれらのジェットに関してジェネレー ターの情報を使って識別を行う。

ジェネレーターの情報を見て、もし、 $\Delta R < 0.2$ の範囲に $P_T > 5$ GeV 以上の b クォークがあ れば b-jet、 $\Delta R < 0.3$ の範囲に $P_T > 10$ GeV 以上のハドロンへ崩壊した τ があり、そのエネル ギーがジェットのエネルギーの 90% 以上のときは τ -jet とする。これらは、内部飛跡検出器の 使える $|\eta| < 2.5$ の時のみに行う。

これらによってジェットを生成した後に、ジェットのエネルギーの関数で smearing が行われ る。また、電子やジェットなど、どの粒子にも属さない cell のエネルギーについても、全ての 再構成が終わった後に smearing が行われる。

ジェットと cell の分解能は、

• $|\eta| < 3$ で cell が $\eta \times \phi = 0.1 \times 0.1$ のとき

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.03 \tag{3.12}$$

• $3 < |\eta| < 5$ で cell が $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ のとき

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{1.0}{\sqrt{E}} \oplus 0.07 \tag{3.13}$$

となっている。

3.2.3 消失横運動量

Atlfast における消失横運動量の計算は Full の場合と違い、再構成された粒子の情報をもと に計算される (object base)。

$$E_X = -\left(\sum_{X} E_X^{jet} + \sum_{X} E_X^{unusedcell} + \sum_{e,\mu,\gamma} E_{e,\mu,\gamma}^{muon}\right)$$
(3.14)

$$E_Y = -\left(\sum E_Y^{jet} + \sum E_Y^{unusedcell} + \sum E_{e,\mu,\gamma}^{muon}\right)$$
(3.15)

式 3.7、3.8 の右辺の 3 項はそれぞれ、ジェットのエネルギー、ジェットの再構成に用いられ ていない cell のエネルギー、電子、ミューオン、光子のエネルギーを表している。

これらのエネルギーは上記の様にそれぞれ smearing されているので、消失横運動量もこれ によって smearing されていることになる。

第4章 イベントジェネレーター

ここでは、本研究に用いたイベントジェネレーターについて、ブラックホールとバックグラウンドそれぞれについて説明する。

4.1 ブラックホールのイベントジェネレーター(CHARYBDIS)

ブラックホールのイベントジェネレーターとして、ATLAS 実験では現在 CHARYBDIS[21] と言うジェネレーターを採用している。CHARYBDIS はブラックホールの生成、崩壊部分の計 算を行い、それらの粒子を HERWIG[22] に渡して後の計算を行なう。以下、LHC 実験におけ るブラックホールの生成、崩壊について、CHARYBDIS で計算されることを中心に述べる。

4.1.1 主なインプットパラメーター

CHARYBDIS の主なインプットパラメーターは (d 次元での) プランクスケール M_P 、余剰 次元を合わせて全次元数 d (d=n+4)、ブラックホールの質量の最小値 (M_{BHmin})*である。

4.1.2 ブラックホールの生成断面積

LHC は 2.1 節でも述べたとおり、陽子陽子衝突実験であるので、実効的な衝突エネルギーは 陽子中のパートン同士の衝突エネルギーになる。従って、LHC におけるブラックホールの生成 断面積は、式 1.7 と、パートンルミノシティーを用いて、

$$\frac{d\sigma \left(pp \to \text{BH} + X\right)}{dM_{\text{BH}}} = \frac{dL}{dM_{\text{BH}}} \hat{\sigma} \left(ab \to \text{BH}\right)|_{\hat{s} = M_{\text{BH}}^2}$$
(4.1)

と書くことが出来る。ここで、a、bは陽子中のパートンを表している。パートンルミノシティー $dL/dM_{\rm BH}$ は、陽子中全てのパートンの和を取ったものであり、パートン分布関数(PDFs) $f_i(x_i)$ を用いて

$$\frac{dL}{dM_{\rm BH}} = \frac{2M_{\rm BH}}{s} \sum_{a,b} \int_{M_{\rm BH}^2/s}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_a\left(x_a\right) f_b\left(\frac{M_{\rm BH}^2}{sx_a}\right) \tag{4.2}$$

と表される。

式 1.7 を見ると、ブラックホールの質量が大きいほど生成断面積は大きくなるが、PDFs は エネルギーが高くなるにつれ急に小さくなるため、結果的に LHC におけるブラックホールの 生成断面積は質量の増加とともに急激に落ちる様な分布を取る(図 4.1)。

1.4 節でも書いた様に、 $M_{\rm BH} \sim M_P$ の場合には量子重力の効果が無視出来なくなり、上記の様な式は信頼できないものになる。従って、この後では $M_{\rm BH} \gg M_P$ の場合のみ考える。

 $^{^*}M_{\rm BH} \sim M_P$ 付近では理論面での不安定さがあり、生成されるブラックホールの最小値をプランクスケールから予測することは難しい。従って、CHARYBDIS では生成されるブラックホールの最小値をインプットパラメーターとして与えられる様になっている。また、最大値も与えられるが、通常は加速器で実現できる重心系の最大値(LHC で 14TeV)に設定する。



図 4.1: ブラックホールの生成断面積。生成断面積はブラックホールの質量が大きくなるにつれ 急激に小さくなる。また、余剰次元の数nには殆ど依らないが、プランクスケール *M*_P には強 く依存する。

4.1.3 ブラックホールの崩壊過程

LHC で生成する様な質量の小さなブラックホールはすぐに ($\sim 10^{-26}$ s)崩壊するが、主に3 つの過程で崩壊すると考えられている。まず、多重極モーメントを失い、質量、電荷、角運動 量以外を持たない状態 (balding phase)になる。次に、角運動量を失う (spin-down)。その後 にホーキング輻射を行いエネルギーをを失っていく。

ブラックホールは主にこのホーキング輻射によってエネルギーを失う。balding phase や spindown 過程によるエネルギー消失も無視出来るほど小さくはないが、これらの過程は理論的に 良く分かっていない部分が多く、CHARYBDIS では最初からホーキング輻射でエネルギーを 失っていく様になっている。

また、ブラックホールが重力子をバルク(余剰次元)へ放出することも考えられるがCHARYB-DIS内では全ての放出粒子が標準理論の粒子であり、brane(3+1次元)へ放出する様になっている。

ホーキング温度

ホーキング輻射(黒体輻射)により放出される粒子のエネルギースペクトルは

$$\frac{dN}{d\omega} \propto \frac{(\omega/T_H)^2}{\exp(\omega/T_H) + c} \left(c = -1 \text{ for bosons, } +1 \text{ for fermions}\right)$$
(4.3)

と表される。ここで、 ω は粒子のエネルギー、 T_H はホーキング温度であり、ブラックホールの 質量と

$$T_{H} = \frac{n+1}{4\pi r_{H}} = M_{P} \left[\frac{M_{P}}{M_{\text{BH}}} \frac{n+2}{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)} \right]^{\frac{1}{n+1}} \frac{n+1}{4\sqrt{\pi}}$$
(4.4)

で表される関係にある。



図 4.2: ホーキング温度の分布。横軸は余剰次元の数(n)を表し、縦軸がホーキング温度(T_H) を表している。赤、緑、青点はそれぞれ M_P =1TeV、2TeV、5TeVの場合を表しており、点の 形の違いはブラックホールの質量($M_{\rm BH}$)の違いを表している。

図 4.2 は各プランクスケールとブラックホールの質量におけるホーキング温度を余剰次元の 数の関数で表したものである。この図から見て取れるように、ブラックホールの質量が小さい ほどホーキング温度が高くなる。また、プランクスケールが大きく、余剰次元の数が大きいほ どホーキング温度が高くなる。

図 4.3 は、ホーキング温度の放射粒子のエネルギースペクトルの図である。各線は各ホーキン グ温度の違いを示している。ホーキング温度が高いほど放射粒子のエネルギーが高くなること が見て取れるが、これは、より少ない粒子によってブラックホールの全エネルギーを持ってい かれることを意味する。つまり、ホーキング温度が高いと、放射される粒子の量は少なくなる。

この図から分かる通り、ホーキング温度が高いとエネルギーの高い粒子を多く放出するよう になる。

放出粒子の種類と割合

放出される粒子の種類は、重い粒子(top、W、Z、ヒッグス)を含めるか否かを決めることが出来る。これは、特にホーキング温度がこれらの粒子の質量と同程度のとき、重い粒子を放出する際の計算があまり信頼できない可能性があるため、この様な設定が出来るようになって



図 4.3: ブラックホールの重心系における、ホーキング輻射による放射粒子のエネルギースペク トル。各線の違いはホーキング温度の違いを表している。

いる。また、上記にも書いたように、重力子を放出するモデルもあるが、CHARYBDIS には重 力子の効果は入っていない。



図 4.4: ブラックホールから放出される粒子の PDG ID 分布。プランクスケールが高く、余剰 次元が多い様な時はホーキング温度が高くなり、放出粒子数が少なくなる。これによって、放 出される粒子はクォークが多くなる。

各粒子の放出する確率はほとんどが粒子の自由度によって決まる。しかし、実際に放出され る粒子は、最初にブラックホール生成に用いられたパートンからの物理量を保存するためにそ の影響を受ける。ブラックホールの質量が大きい場合、衝突する粒子はエネルギーが大きいこ とを要請されるため、ほとんどが陽子中のバレンスクォークであり、uクォークが多くなる。図 4.4 は、ブラックホールの崩壊粒子の PDG ID[†]分布である。u クォーク同士の衝突が多いため、

[†]粒子の種類に付けられた番号。1-6 がクォーク (d, u, s, c, b, t)、11-16 がレプトン ($e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\tau, \tau^-, \nu_\tau$)、21-25 がそれぞれ (g, γ, Z^0, W^+, H) と割り当てられている。また、反粒子があるものはそれぞれマイナスが付い

電荷がプラスの粒子の方が比較的多く放出されていることが分かる。

また、余剰次元が多い場合やプランクスケールが高い場合、上記の様に放出粒子数が少なく なる。図 4.4 の右図はプランクスケールが高く、余剰次元が多い場合のサンプルを用いた放出 粒子の PDG ID 分布である。放出する粒子の数が少ないと u クォークからのカラー等の物理量 を保存するために放出する粒子も up-type クォークが多くなる。

grey-body factor

特にエネルギーの小さい粒子に関して、エネルギースペクトルがスピンによって黒体輻射からずれることが知られている。この黒体輻射からのずれを補正する吸収断面積gを灰体因子(grey-body factor)と呼び、

$$\frac{dN}{dE} \propto \frac{(\omega/T_H)^2 g}{\exp(\omega/T_H) + c} (c = -1 \text{ for bosons, } +1 \text{ for fermions})$$
(4.5)

の様にエネルギースペクトルに補正をかける。この補正項はエネルギーの大きい($\omega \gg T_H$)場 合には殆ど1であるが、エネルギーが小さい場合には放射を減らす様に働く。また、grey-body factor は余剰次元が0の場合でも補正を働く。

図 4.5、4.6、4.7 はそれぞれ、スピンが 0、1/2、1、の粒子に対応する grey-body factor で ある。



 \boxtimes 4.5: grey-body factor for scalor field

図 4.5 を見ると、 $\omega r_H \rightarrow 0$ の極限で $4\pi r_H^2$ になっているのが分かる。これは放射が完全に黒体輻射になることを意味する。従って、スカラー粒子の場合には、エネルギーが小さい極限では黒体輻射に近づく様に振舞う。このスカラー粒子の場合や、図 4.6 のフェルミオンの場合に

たもので表す。



 \boxtimes 4.6: grey-body factor for felmion



 \boxtimes 4.7: grey-body factor for gauge boson

は、余剰次元の数によって多少振る舞いを変えているが、n=0以外ではそれほど影響が大きくない。

一方、図 4.7 を見ると、 ωr_H が小さくなるにつれ、grey-body factor が 0 に近づくことが分かる。つまり、エネルギーの小さい領域ではほとんどボソンは放出されない。

この grey-body factor は CHARYBDIS には実装されており、ユーザーにより、on、off 出来 る様になっている。

ブラックホールの時間発展

TeV スケールのブラックホールの典型的な崩壊時間は~10⁻²⁶s であるが、この間にも粒子 を放出することにより、ブラックホールの質量は減少する。質量が減少すると、式4.4 により、 温度が高くなることが分かる。従って、放出する粒子のエネルギースペクトルも変わってくる。 しかし、ブラックホールが全ての粒子を放出するまでに非常にわずかな時間しかかからない ことから、最初に形成された時の温度が変わらないまま粒子を放出するという可能性もある。 これらは、ホーキング温度の測定の際に大きく影響してくる。CHARYBDIS は、この時間発展 を有無を変更できるようになっている。

grey-body factor と時間発展のエネルギースペクトルへの影響

図 4.8、4.9 はそれぞれ、 $M_{\rm BH} = 5 - 5.5 \text{TeV}$ のブラックホールからの放出された光子、電子のエネルギースペクトルであり、各線の違いは grey-body factor、時間発展の有無の違いである。



図 4.8: 光子のエネルギースペクトル

図 4.9: 電子のエネルギースペクトル

grey-body factor、時間発展共に、エネルギースペクトルをエネルギーの大きい方に変化さ せる効果があることが分かる。光子の場合には、スピン1であるため、上記の様に grey-body factor の影響が大きく出ていることが分かる。また、電子の場合には、grey-body factor の影 響は光子に比べると大きくはないが、時間発展の影響と合わせると、これらの効果により、エ ネルギースペクトルが大きく変化していることが分かる。

第6章等では、これらの効果の影響はその効果の有無を変えたサンプルを作り、系統誤差として見積もった。



図 4.10: Remnant の崩壊数による光子のエネルギースペクトルの違い。崩壊数が多い方が Remnant からの崩壊時にエネルギーが小さくなるため、エネルギーの小さい領域の割合が増 える。

Remnant

さらに、ブラックホールがエネルギーを失っていくと、今までの仮定 ($M_{\rm BH} \gg M_P$)を満 たさないようになる (Planck phase)。この様な場合には量子重力理論によって支配される物 理であり、非常に複雑である。実際に、ブラックホールがプランクスケール程度になったとき に(準)安定状態になるとか、プランクスケールより小さくなった後もホーキング輻射を続け る、などといくつかの議論がある。CHARYBDIS の中では、この様なブラックホールの残骸 (Remnant)を扱う際、複雑なケースを回避するために、ある条件になった場合にはブラック ホールを単に多体崩壊させる様にしている。

条件には2つのオプションがある。ホーキング輻射による粒子放出エネルギーを計算し、もし、そのエネルギーが運動学的に許されない($E > M_{\rm BH}/2$)場合に、そのエネルギーを捨てて、新たに計算しなおし、最終的にブラックホールの質量がプランクスケールより小さくなった所で多体崩壊させるのが1つ目のオプションである。2つ目のオプションは、 $E > M_{\rm BH}/2$ となった場合にすぐに多体崩壊へと進むオプションである。

また、多体崩壊時の数も2-5個の中でユーザーが決める様になっている。

これらから来る不定性についても、grey-body factor 等の影響と同様に、系統誤差として考慮した。

以上の様に、現在の CHARYBDIS には考慮されていない現象も、LHC でのブラックホール の研究には必要不可欠なものであり、将来的にはこれらの現象も考慮したイベントジェネレー ターの開発が必要である。しかし、特に早期発見の研究についてはこれらで十分な情報が得ら れると考えられる。 以後、特記しない限りは、デフォルトの値として、時間発展、grey-body factor の効果は両 方とも有、remnant の崩壊は2つ目のオプションで、かつ2体に崩壊するものを用いている。

4.2 バックグラウンド

ブラックホールのバックグラウンドは、基本的に大量の粒子を出す様なイベントである。本 研究では、表 4.1の様な過程について、バックグラウンドになり得るとして、シミュレーショ ンサンプルを生成し研究を行った。

過程	生成崩壊断面積 (pb)
ブラックホール (M_P =1TeV,n=2, M_{BHmin} =5TeV)	41
Multi jets (\geq 2jets, P_T of jet > 40GeV)	$\sim 10^7$
$t\bar{t} + jets$	$\sim 10^3$
W + jets	$\sim 10^5$
Z + jets	$\sim 10^4$
$\gamma + jets$	$\sim 10^5$
$\gamma\gamma$ + jets	$\sim 10^2$

表 4.1: 各過程の生成崩壊断面積

バックグラウンドは全て ALPGEN[23] と HERWIG[22] を用いて生成した。以下でこれらを 用いたイベントの生成方法を簡単に述べる。

4.2.1 Matrix Element

Matrix Element はファイマンダイアグラムから生成断面積を計算し、イベントを生成する 方法である。横運動量の大きい領域では下記の Parton shower では正確性に欠けるため Matrix Element による計算が必要である。

4.2.2 Parton shower

一方、横運動量の小さい領域や、2つのパートンが近い時、Matrix Element の計算は発散し、 予言能力が無くなる。そこで、この様な領域では Parton shower を用いる。Parton shower は、 Leading Log の予言まで含まれているため、この様な領域でも発散せず、正しい予言を与える。

この切り分けのスケールを factorization scale と呼び、このスケール以下では Parton shower を用いて parton を出せる(図 4.11)。

4.2.3 ALPGEN & HERWIG

以上の様な過程を ALPGEN と HERWIG で分けて計算してイベントを生成した。まず、ALP-GEN によって Matrix Element による粒子を生成し、これに HERWIG で collinear や soft な ジェットを Parton shower によって追加した。PDF には CTEQ6L を用いた。

また、これらによって生成された粒子は、HERWIG内で安定な粒子にまで崩壊させている。



 \boxtimes 4.11: Matrix Element \blacktriangleright Parton shower

4.2.4 MLM matching

イベントは ALPGEN においてパートン数を指定し生成している。この時に、Parton shower が Matrix Element によって生成されるべき領域のパートンを生成してしまうことがある。こ の double count は、MLM matching[24] という matching 方法を用いて取り除いている。

4.2.5 各 vertex でのスケール

QCD の結合定数 α_s は vertex のスケールによって大きく running する。Leading order の計算を用いて断面積を計算すると、このスケールの選び方の不定性がそのまま反映される。本研究では、 α_s のスケールについては、hard process の部分では s-channel、t-channel でそれぞれ \sqrt{s} 、 P_T と定義し、パートンを放出する部分については、その P_T で定義した。

第5章 電子、ミューオン、光子の efficiency と ジェット起源の fake

Atlfast には電子等の efficiency やジェットからの fake の寄与は含まれていない。従って、ここでは、Full シミュレーションを用いてレプトンと光子の efficiency とジェットからの fake によるレプトンへの寄与を述べ、この結果を Atlfast に適用し、後のブラックホールの発見能力を見積もる際に用いる。

5.1 Efficiency

efficiency を見積もるために、まず、ジェネレーターの Truth * 情報の中で、stable (それ以上 崩壊しない)な粒子を選び、さらに Atlfast の isolation の条件と同じ条件にするために、Truth の中で Atlfast と同じ条件の isolation をクリアできるものを MC Truth として選んだ。これら には、横運動量と擬ラピディティーの条件として、 $P_T > 10$ GeV、 $|\eta| < 2.5$ の条件を課している。

これに対して、Full シミュレーションによって、検出器シミュレーションを通った後の各粒 子に対し、3.1節で示したセレクションをかけたものを再構成粒子として選んだ。isolationの 条件は Atlfast に合わせている。

次に、全ての MC Truth に対応する再構成粒子を探し、もし存在した場合にはその MC Truth に対応付けをした。

全ての MC Truth について行った結果、再構成粒子がオーバーラップしている場合には、 ΔR でより近い方のみに対応付けをし、他のものからは外した。

この結果、対応の付いた MC Truth (Match) と元の MC Truth との数の比を見ることで efficiency を出した。

efficiency =
$$(Match)/(MCTruth)$$
 (5.1)

図 5.1 はブラックホール ($M_P = 1$ TeV、n=6、 $M_{BHmin}=5$ TeV)のサンプル中の電子、ミューオン、光子の efficiency の分布である。Full シミュレーションを通したサンプルで 20k イベント生成した。

この結果、電子は100GeV以下のものについては80%程度、光子は70%程度の efficiency が あることが分かった。一方、電子の100GeV以上のものに対しては500GeV程度で60%程度の efficiency になることが分かった。今解析では、Atlfast との兼ね合いから、横運動量に依らず、 全てにおいて同じ大きさの cone 内で、同じエネルギーの isolation カットをかけている。従っ て、電子や光子では、特に横運動量の高い領域ではこの isolation のカットで落ちてしまうもの が多く、efficiency が悪くなっている。

^{*}これ以下では、Geant4 による Fll シミュレーションや Atlfast を通す前の、ジェネレーターで生成された状態 の粒子を Truth (truth) と呼ぶこととする。さらに、この章で言う Truth とはジェネレーターの中で安定した粒 子にまで崩壊したもののみを指す。



図 5.1: 電子、ミューオン、光子の efficiency

一方、カロリメーターではほとんどエネルギーを落とさないミューオンは、横運動量が高い 領域でも高い (~90%)の efficiency を示していることが分かった。

バックグラウンドに関しても、セレクション方法によって同じ様な特徴を持つイベントを捕らえるため、発見能力を見積もる際には、全ての過程においてこの efficiency を適用した。

ここで、これらの efficiency は、Atlfast でシミュレートされた結果をさらに Full シミュレー ションの結果に近づけるために、Atlfast で再構成された粒子に対して見積もったものであり、 実際に、イベントで発生された全粒子に対する efficiency ではないことを注記しておく。

5.2 ジェット起源の fake

ジェットのエネルギーが全て電磁カロリメーターで落ちてしまい電子や光子と間違えてしまっ たり、π[±] がカロリメーターを通り抜けてしまい、ミューオン検出器によって検出されてしまっ たりして、ジェットがレプトンと間違えられることがある。

それ以外にも、bクォークが、semi-leptonic 崩壊をし、レプトン以外のエネルギーを捕らえ 切れなかった場合もレプトンとして検出され fake となる。

この fake は、Di-jets 過程のサンプルを用いて見積もっている。図 5.2 は電子とミューオンへの fake を横運動量の関数でプロットした図である。色の違う点は isolation の違いを示している。 また、b-jet 起源とそれ以外のもので分けて fake を見積もっている。この結果、特に 100GeV 程度のジェットに対しては fake でレプトンとして検出される確率は 10⁻⁴ 程度であることが分かった。

4.2 節で示した様に、バックグラウンドとして非常に生成断面積の大きい Multi jets がある。 この Multi jets イベントを抑えるために、横運動量の大きいレプトンが検出されたことを要請 するが、もし、ジェットがレプトンに見える fake 率が大きいと、Multi jets イベントが充分に 抑えられない可能性がある。従って、横運動量の大きい領域での fake は、発見能力の見積もり に対して、非常に重要になる。一方で、ブラックホールの再構成に際しては、ジェットとレプ



図 5.2: ジェット起源の fake レプトン。上の2つが電子への fake、下2つがミューオンへの fake である。また、右側は b-jet からの寄与、左側はそれ以外の寄与である。各図は横軸が粒子の 横運動量、縦軸が fake 率を表している。また各点の色の違いは isolation の違い。10GeV(赤 色)が Atlfast と同じのものである。

トンは同じ様に扱う(6.2.1節参照)。従って、本論文の研究に関しては、横運動量の小さい領域(<200GeV)における fake はあまり重要ではなく、特に大きい領域(>200GeV)での fake が重要になってくる。図 5.2 では 100GeV 程度のジェットまでしか fake を見積もっていないが、100GeV 以上のものに関しては、図 5.2 の様子から fake はさらに低くなると予想される。そこで、200GeV 以上のものに対しても 100GeV 程度のジェットと同じとし、 10^{-4} 程度の fake が見積もった。第6章で示す通り、この fake の効果は 10^{-4} 程度としえも、発見能力に際してはほとんど効果が無いほど小さいものであることが分かった。

第6章 ATLAS 実験におけるブラックホールの発見能力

ブラックホールは比較的生成断面積が大きく、また、大量のエネルギーの大きい粒子を放出 するという特徴から LHC において早期発見の可能性が高い。この章では、ブラックホールの発 見に関して、バックグラウンドとイベントセレクションについて説明し、発見能力について論 じる。この発見能力の研究は、Atlfast を用い、さらに第5章によって見積もられた efficiency と fake を適用して行った。

6.1 生成したイベント

6.1.1 ブラックホール

ブラックホールのイベントについては、 $M_P=1,2,5$ TeV、n=2-7、 $M_{BHmin}=2,5,8$ TeV(ただし、 $M_{BHmin} > M_P$ の場合のみ)の全 36 種類のパラメーター領域について生成した。また、全て 10k イベントずつ生成している。

表 6.1 は、代表的なポイントの生成断面積と 10k イベントに対応する積分ルミノシティーである。

パラメーター	生成断面積(fb)	$L\left(fb^{-1}\right)$
$M_P = 1 \text{TeV}, n=2, M_{\text{BHmin}} = 2 \text{TeV}$	2.39×10^{6}	4.18×10^{-3}
$M_P = 1$ TeV, n=2, $M_{\rm BHmin} = 5$ TeV	4.11×10^4	0.243
$M_P = 1$ TeV, n=7, $M_{\rm BHmin} = 5$ TeV	2.20×10^4	0.455
$M_P = 2$ TeV, n=2, $M_{\rm BHmin} = 5$ TeV	646	15.5
$M_P = 5 \text{TeV}, n=2, M_{\text{BHmin}} = 8 \text{TeV}$	4.66	2150

表 6.1: 生成されたブラックホールイベント

6.1.2 バックグラウンド

以下に本研究に用いたバックグラウンド生成時に用いたジェネレーターレベル(ALPGEN) での cut(表 6.2)と生成断面積、生成量(表 6.3、6.4、6.5、6.6、6.7)を載せる。

過程	Q_{fac}^2, Q_{ren}^2	その他		
Multi jets	$Q_{fac}^2 = \sum P_{T(jet)}^2$			
bb + jets	$Q_{fac}^2 = \sum P_{T(jet)}^2$	b quark:: $P_T > 40 \text{GeV}$		
		$ \eta < 6$		
$t\bar{t}(\rightarrow bbl\nu l\nu) + jets$	$Q_{fac}^2 = M_{top}^2 + \sum P_{T(jet,top)}^2$			
$t\bar{t}(\rightarrow bbl\nu qq)$ +jets	$Q_{fac}^2 = M_{top}^2 + \sum P_{T(jet,top)}^2$			
$t\bar{t}(\rightarrow bbqqq)$ +jets	$Q_{fac}^2 = M_{top}^2 + \sum P_{T(jet,top)}^2$			
$W(\rightarrow l\nu) + jets$	$Q_{fac}^2 = M_W^2 + \sum P_{T(W)}^2$	$E_T > 10 \text{GeV}$		
$W(\rightarrow qq) + jets$	$Q_{fac}^2 = M_W^2 + \sum P_{T(W)}^2$			
$Z(\rightarrow ee)$ +jets	$Q_{fac}^2 = M_Z^2 + \sum P_{T(Z)}^2$	$e::P_T > 5 GeV, \eta < 6$		
		$50 \text{GeV} < M_{ee} < 500 \text{GeV}$		
$Z(\rightarrow \mu\mu)$ +jets	$Q_{fac}^2 = M_Z^2 + \sum P_{T(Z)}^2$	$\mu :: P_T > 5 \text{GeV}, \eta < 6$		
		$50 \text{GeV} < M_{\mu\mu} < 500 \text{GeV}$		
$Z(\rightarrow \tau \tau)$ +jets	$Q_{fac}^2 = M_Z^2 + \sum P_{T(Z)}^2$	$\tau ::: P_T > 5 \text{GeV}, \eta < 6$		
		$50 \text{GeV} < M_{\tau\tau} < 500 \text{GeV}$		
$Z(\rightarrow \nu \nu) + jets$	$Q_{fac}^2 = M_Z^2 + \sum P_{T(Z)}^2$	$E_T > 10 \text{GeV}$		
γ +jets	$Q_{fac}^2 = \sum P_{T(jet,\gamma)}^2$	$\gamma ::: P_T > 20 \text{GeV}$		
		$ \eta < 2.7$		
$\gamma\gamma$ +jets	$Q_{fac}^2 = \sum P_{T(jet,\gamma)}^2$	$\gamma ::: P_T > 20 \text{GeV}$		
		$ \eta < 2.7$		
ジェットのkinematic	$P_T > 20 \text{GeV}, \eta < 6 \text{ for } \gamma(\gamma) + \text{jets}$			
	$P_T > 40 \text{GeV}, \eta $	<6 for others		

表 6.2: バックグラウンドのジェネレーターレベル (ALPGEN) での cut

表 6.3: バックグラウンドの生成断面積と生成量(QCD)

	過程	生成断面積(fb)	生成量	$L\left(\mathrm{fb}^{-1}\right)$
Multi jets	2partons	2.05×10^{10}	1.07×10^{7}	5.22×10^{-4}
	3partons	$9.99{ imes}10^8$	$5.68{ imes}10^7$	0.0569
	4partons	1.03×10^{8}	$1.54{ imes}10^7$	0.150
	5partons	1.92×10^{7}	$1.01{ imes}10^6$	0.0526
bb + jets	1parton	2.24×10^{7}	$2.93{ imes}10^7$	1.20
	2partons	4.16×10^{6}	$2.93{ imes}10^7$	7.04
	3partons	8.64×10^{5}	$2.93{ imes}10^7$	33.9

	過程	生成断面積(fb)	生成量	$L(\mathrm{fb}^{-1})$
$t\bar{t}(\rightarrow bbl\nu l\nu) + jets$	0parton	2.48×10^4	5.14×10^{6}	207
	1parton	1.36×10^{4}	$1.35{ imes}10^6$	99.7
	2partons	4.79×10^{3}	$5.63{ imes}10^5$	118
	3partons	2.41×10^{3}	$2.77{ imes}10^{5}$	115
$t\bar{t}(\rightarrow bbl\nu qq) + jets$	0parton	9.93×10^{4}	8.63×10^{6}	86.9
	1parton	5.44×10^{4}	3.41×10^{6}	62.7
	2partons	1.92×10^{4}	1.38×10^{6}	71.9
	3partons	9.70×10^{3}	7.24×10^{5}	74.6
$t\bar{t}(\rightarrow bbqqqq) + jets$	0parton	9.91×10^{4}	8.78×10^{6}	88.6
	1parton	5.43×10^{4}	3.42×10^{6}	63.0
	2partons	1.92×10^{4}	1.41×10^{6}	73.4
	3partons	9.68×10^{3}	7.23×10^{5}	74.7

表 6.4: バックグラウンドの生成断面積と生成量(tī)

表 6.5: バックグラウンドの生成断面積と生成量(W)

	過程	生成断面積(fb)	生成量	$L\left(\mathrm{fb}^{-1}\right)$
$W(\rightarrow l\nu) + jets$	2partons	8.20×10^5	1.41×10^{7}	17.2
	3partons	$1.56{\times}10^5$	$2.71{ imes}10^6$	17.3
	4partons	3.00×10^4	$5.04{ imes}10^5$	16.8
	5partons	8.80×10^{3}	$1.31{ imes}10^5$	14.9
$W(\rightarrow qq)$ +jets	1parton	6.81×10^{6}	6.78×10^{6}	0.996
	2partons	1.64×10^{6}	1.70×10^{7}	10.4
	3partons	$3.14{ imes}10^5$	$8.29{ imes}10^6$	26.4
	4partons	9.78×10^{4}	$1.09{ imes}10^6$	11.1
	5partons	1.77×10^{4}	3.45×10^{5}	19.5

	過程	生成断面積(fb)	生成量	$L\left(\mathrm{fb}^{-1}\right)$
$Z(\rightarrow ee)$ +jets	2partons	3.00×10^4	$1.50{ imes}10^6$	50.0
	3partons	5.90×10^{3}	$5.87{ imes}10^5$	99.5
	4partons	1.10×10^{3}	$1.12{ imes}10^5$	102
	5partons	300	$1.68{\times}10^4$	56.0
$Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{jets}$	2partons	3.00×10^4	$1.50{ imes}10^6$	50.0
	3partons	5.90×10^{3}	$5.86{ imes}10^5$	99.3
	4partons	1.10×10^{3}	$1.12{ imes}10^5$	102
	5partons	300	$1.01{\times}10^4$	33.7
$Z(\rightarrow \tau \tau) + jets$	1parton	1.22×10^{5}	$1.35{ imes}10^6$	11.1
	2partons	3.00×10^{4}	$1.50{ imes}10^6$	50.0
	3partons	5.90×10^{3}	$5.88{ imes}10^5$	99.7
	4partons	1.10×10^{3}	$1.12{ imes}10^5$	102
	5partons	300	$1.01{\times}10^4$	56.0
$Z(\rightarrow \nu\nu) + \text{jets}$	2partons	1.68×10^{5}	1.04×10^{6}	6.19
	3partons	3.35×10^{4}	$2.00{\times}10^5$	5.97
	4partons	6.40×10^{3}	$3.81{ imes}10^4$	5.95
	5partons	1.90×10^{3}	$1.12{ imes}10^4$	5.89

表 6.6: バックグラウンドの生成断面積と生成量(Z)

表 6.7: バックグラウンドの生成断面積と生成量 (γ)

	過程	生成断面積(fb)	生成量	$L\left(\mathrm{fb}^{-1}\right)$
γ +jets	1parton	6.44×10^{7}	$1.03{ imes}10^{7}$	0.160
	2partons	$1.24{ imes}10^7$	$2.57{ imes}10^7$	2.07
	3partons	$3.37{ imes}10^6$	$8.06{ imes}10^6$	2.39
	4partons	1.49×10^{6}	$3.53{ imes}10^6$	2.37
$\gamma\gamma$ +jets	0parton	3.15×10^{4}	$4.95{ imes}10^6$	157
	1parton	$1.51{ imes}10^4$	$1.81{ imes}10^6$	120
	2partons	8.11×10^{3}	$9.65{ imes}10^5$	119
	3partons	$5.54{ imes}10^3$	$6.53{ imes}10^5$	118

Multi jets には b,c,t クォークの寄与は含まれて居ない。そこで、tt+jets や bb+jets を別に 生成している。時間的制限と生成したデータを保存するディスク量の制限から、cc+jets の生 成断面積やイベントトポロジーは bb+jets と同じものであるとし、最終結果では bb+jets を倍 にすることで cc+jets の過程も考慮に入れている。

また、Z がハドロニックに崩壊する過程においても、W がハドロニックに崩壊するものとイ ベントトポロジーは同じで、生成断面積が半分であるとし、結果では $W(\rightarrow qq)$ +jets を 3/2 倍 して用いている。

6.2 イベントセレクション

6.2.1 放射粒子の選択

ブラックホールの4元運動量の再構成は、選択した全ての粒子の4元運動量のベクトル和を とることで行った。従って、ブラックホールからの崩壊粒子とそれ以外(主には Initial State Radiation (ISR))の効果で出て来る粒子とを区別しなければならない。

ISR の粒子は比較的横運動量が小さく、前方方向(擬ラピディティーの大きい領域)に多い。 一方で、図 4.3 等を見ると分かる通り、ブラックホールから放射される粒子のほとんどはブラッ クホールの重心系において非常に高いエネルギーを持っている。従って、実験室系においても 高い横運動量(*P_T*)を持っている可能性が高い。

そこで、再構成された粒子の中から、電子、ミューオン、光子は $P_T > 10$ GeV、 $|\eta| < 2.5$ 、またジェットに関しては $P_T > 20$ GeV、 $|\eta| < 2.5$ の条件を課して選んだ (τ -jet や b-jet は全てこの ジェットの中に含む)。

粒子の選択による、質量の再構成の分解能の違いは第7章で詳しく述べる。

6.2.2 高い横運動量を持った粒子の放射数

ブラックホールは横運動量の高い粒子を大量に放射するという特徴により、標準理論の過程 と良く分けることが出来る。

図 6.1 は、ブラックホールと標準理論のバックグラウンドの過程における、粒子数の図である。これらの粒子数は 6.2.1 節で選択された粒子の数である。また、図 6.2 は 4 番目に高い横運動量を持つ粒子の横運動量の分布である。

これらから分かる通り、ブラックホールは非常に多くの粒子を放出しており、また、4番目の粒子まで高い横運動量を示している。発見能力の最適化を行った結果、4番目に高い横運動量を持つ粒子が200GeV以上の横運動量を持つ、という条件を課すことにした。

6.2.3 レプトンカット

表 4.1 を見て分かる様に、Multi jets 過程等は強いジェット (パートン)(> 40GeV) を多く 出す場合でも非常に生成断面積が大きい。この Multi jets 等の寄与を抑えるために 200GeV 以 上の横運動量を持つレプトン(電子かミューオン)が最低1つ以上あることを要請する。表 6.8 はこのレプトンカットをかける前と後の 1fb⁻¹ における各過程の残りの数である。

このカットによって Multi jet 等が非常に良く除去できていることが分かる。



図 6.1: 選択された粒子の数の分布



図 6.2:4番目に大きい PT を持つ粒子の PT 分布

過程	レプトンカット前	レプトンカット後
Multi jets	27833	0
bb(or cc)+jets	1996	0
γ +jets	459	0
$\gamma\gamma$ +jets	4	0
$t\bar{t} (\rightarrow bbl\nu l\nu) + jets$	16	4
$t\bar{t} (\rightarrow bbl\nu qq) + jets$	105	13
$t\bar{t} (\rightarrow bbqqqq) + jets$	166	0
$W(\rightarrow l\nu)$ +jets	120	31
$W(orZ)(\rightarrow qq) + jets$	803	0
$Z(\rightarrow ee)+\text{jets}$	10	6
$Z(\rightarrow \mu\mu)$ +jets	10	7
$Z(\rightarrow \tau \tau)$ +jets	5	0
$Z(\rightarrow \nu \nu) + jets$	14	0
$M_P = 1 \text{TeV}, n=2, M_{\text{BHmin}} = 2 \text{TeV}$	764165	155610
$M_P = 1$ TeV, n=2, $M_{\rm BHmin} = 5$ TeV	39324	10107
$M_P = 1$ TeV, n=7, $M_{\rm BHmin} = 5$ TeV	10262	1291
$M_P = 2$ TeV, n=2, $M_{\rm BHmin} = 5$ TeV	3822	582

表 6.8: レプトンカットの前後の 1fb⁻¹ におけるイベント数

6.2.4 その他 (Sphericity 等)

ブラックホールは大量の粒子を様々な方向に放出するため、そのイベントの形は球形に近く なる。これに対し、標準理論の過程は比較的直線型になりやすい(1つの大きな粒子が放出さ れると、反対側の方向に残りの粒子が出る様な形になる)。従って、このイベントの形状を利 用してセレクションを行う方法も考えられる。

図 6.3、6.4 はそれぞれ、Fox-Wolfram 運動量(R_2)とTransverse Sphericityの分布である。 Fox-Wolfram 運動量は0 に近づくほど球形に近く、1 に近づくほど直線に近くなる様な物理量 である。逆にTransverse Sphericity は1 に近づくほど球形に近く、0 に近づくほど直線に近く なる。これらの分布から分かる様に、(黒線の示す大量に粒子を放出数する)ブラックホールは 球形に近く、バックグラウンドはより直線に近い様に見える。しかし、余剰次元が大きい場合 や、プランクスケールの高い場合のブラックホールなどは、比較的放出粒子数も少なく、あま り球形の様子を示していない(赤線)。

さらに、6.2.2節、6.2.3節によるセレクションで十分にバックグラウンドを除去出来ることから、今回の研究ではこれらの物理量はセレクションに含めないことにした。

6.2.5 イベントセレクションのまとめ

以上、ブラックホールのイベントセレクションをまとめると以下の様になる:

• ブラックホールの放出粒子の選択 (e, μ, γ : { $P_T > 10$ GeV, $|\eta| < 2.5$ },jet: { $P_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$ })



図 6.3: Fox-Wolfram 運動量



 \boxtimes 6.4: Transverse Sphericity

- 200GeV 以上の P_T を持つ粒子が 4 つ以上を要請
- 200GeV 以上の P_T を持つ電子かミューオンが存在することを要請

6.3 発見能力

ATLAS では、significance を興味ある信号の数を S、バックグラウンドを B としたときに、 S/\sqrt{B} で定義する。この significance を用いて、

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > 5 かつ S > 10 \tag{6.1}$$

の時、発見可能であると定義する。

発見能力を見積もるにあたり、以下の様な誤差を結果に入れている:

- 生成断面積を計算するに当たって、実験的に最も大きな誤差はルミノシティーの測定誤差であるが、これは最大で5%程度と見積もられており、この効果は以下の他の誤差に比べ充分小さい。
- ジェットのエネルギーに関しては、特に高横運動量領域でスケールの大きな不定性がある。今研究ではジェットのエネルギースケールの不定性を10%し、ジェットのエネルギースケールを±10%動かした時の結果を用いて誤差を見積もった。
- レプトンの efficiency に関しては、第5章で求めたものを用いたが、このときの統計誤差の範囲で efficiency を動かし、誤差を評価した。
- ALPGEN と HERWIG によって作られたバックグラウンドについては、スケールの大き さを変えて生成断面積の不定性を評価した。これらのパラメーターの違いにより、2 倍程 度生成断面積が大きくなることが分かった。
- ブラックホールの生成断面積の理論的な不定性については以下の様なことを考慮にいれた。
 式 1.7 による、パートンレベルでの生成断面積は、実際には余剰次元の数に依存しており、0.5-2 程度のファクターの違いがある [25]。この効果は CHARYBDIS では再現されていない。この効果から来る不定性は 20% 程度だと見積もれる [26]。
- 崩壊方法として時間発展、grey-body factor の有無を変更したもの、さらに remnant からの崩壊物の数を 2-4 の範囲で変更したサンプルを作り、セレクション後の数の違いを見ることにより、崩壊方法の違いによる誤差を見積もった。

6.2節によるイベントセレクションを行った結果、ブラックホール、バックグラウンドの 1fb^{-1} で残るイベント数は表 6.9の様になった。ただし、表 6.9中の M_{BH} 再構成されたブラックホールの質量を表している。これは、選択した全ての粒子の4元運動量のベクトル和を元に計算した質量である。

$$M_{\rm BH}^2 = E_{all}^2 - |\vec{P}_{all}|^2 \tag{6.2}$$

ここで、 E_{all} 、 \vec{P}_{all} はそれぞれ選択した全ての粒子の、エネルギーの和、運動量のベクトル和である。表 6.9 の値は、この質量分布において、1TeV 又は 5TeV より大きい領域に残ったイベント数である。

過程	$M_{\rm DH} > 1 {\rm TeV}$	$M_{\rm DH} > 5 {\rm TeV}$
Multi jets	$0.00 \oplus_{0.00}^{+13.37} \oplus_{0.00}^{+0.00}$	$0.00 \oplus_{0.00}^{+0.00} \oplus_{0.00}^{+0.00}$
bb(or cc) + jets	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
$\gamma + jets$	$0.42 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
$\gamma\gamma$ +jets	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
$t\bar{t} (\rightarrow bblul\nu) + jets$	$4.16 \oplus^{+2.15}_{-1.52} \oplus^{+0.18}_{-0.29}$	$0.04 \oplus ^{+0.10}_{-0.02} \oplus ^{+0.01}_{-0.01}$
$t\bar{t} (\rightarrow bbl\nu qq) + jets$	$13.41 \oplus ^{+7.35}_{-5.18} \oplus ^{+0.72}_{-0.69}$	$0.17 \oplus ^{+0.20}_{-0.08} \oplus ^{+0.03}_{0.00}$
$t\bar{t} (\rightarrow bbqqqq) + jets$	$0.07 \oplus ^{+0.06}_{-0.04} \oplus ^{+0.00}_{0.00}$	$0.01 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
$W(\rightarrow l\nu)$ +jets	$30.70 \oplus ^{+10.95}_{-9.18} \oplus ^{+2.06}_{-2.26}$	$0.90 \oplus ^{+0.32}_{-0.52} \oplus ^{+0.07}_{-0.07}$
$W(orZ)(\rightarrow qq)$ +jets	$0.34 \oplus ^{+0.23}_{-0.19} \oplus ^{+0.00}_{0.00}$	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
$Z(\rightarrow ee)$ +jets	$6.31 \oplus ^{+2.11}_{-1.73} \oplus ^{+0.49}_{-0.38}$	$0.11 \oplus ^{+0.07}_{-0.07} \oplus ^{+0.03}_{0.00}$
$Z(\rightarrow \mu\mu)$ +jets	$7.42 \oplus ^{+2.31}_{-1.81} \oplus ^{+0.56}_{-0.56}$	$0.14 \oplus^{+0.11}_{-0.06} \oplus^{+0.01}_{-0.03}$
$Z(\rightarrow \tau \tau) + jets$	$0.29 \oplus ^{+0.06}_{-0.05} \oplus ^{+0.04}_{-0.02}$	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
$Z(\rightarrow \nu \nu) + jets$	$0.00 \oplus^{+0.17}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{0.00}$
BG ALL	$63.12 \oplus ^{+38.75}_{-19.70} \oplus ^{+4.05}_{-4.19}$	$1.38 \oplus^{+0.80}_{-0.74} \oplus^{+0.14}_{-0.11}$
$M_P = 1$ TeV, n=2		
$M_{\rm BHmin} = 2 {\rm TeV}$	$155610 \oplus_{-14364}^{+14364} \oplus_{-8140}^{+4070} \oplus_{-13763}^{+49672}$	$9576 \oplus ^{+5985}_{-4549} \oplus ^{+0}_{-479} \oplus ^{+962}_{-2415}$
$M_P = 1$ TeV, n=2		
$M_{\rm BHmin} = 5 {\rm TeV}$	$10106.5 \oplus_{-78.1}^{+41.1} \oplus_{-423.3}^{+468.5} \oplus_{-593.8}^{+518.9}$	$5770.4 \oplus_{-2552.3}^{+1779.6} \oplus_{-312.4}^{+361.7} \oplus_{-369.1}^{+29.3}$
$M_P = 1$ TeV, n=7		
$M_{\rm BHmin} = 5 {\rm TeV}$	$1290.81 \oplus_{-61.57}^{+63.77} \oplus_{-61.57}^{+79.17} \oplus_{-259.63}^{+1487.94}$	$868.61 \oplus_{-301.26}^{+178.12} \oplus_{-50.58}^{+57.17} \oplus_{-169.99}^{+849.78}$
$M_P = 2$ TeV, n=2		
$M_{\rm BHmin} = 5 {\rm TeV}$	$581.87 \oplus_{-19.37}^{+12.27} \oplus_{-36.16}^{+35.52} \oplus_{-40.49}^{+404.12}$	$400.40 \oplus_{-128.51}^{+77.50} \oplus_{-27.77}^{+25.83} \oplus_{-35.63}^{+194.92}$

表 6.9: 全てのセレクション後のイベント数 (1fb⁻¹)

表 6.9 では、誤差として、第1項がジェットのエネルギースケール、第2項がレプトンの efficiency に関する誤差である。また、ブラックホールの第3項目には崩壊の仕方の違いによる 誤差を載せてある。さらに以下の発見能力の見積もりの際には、バックグラウンドに関しては 生成断面積の誤差として+100%、ブラックホールの信号に関しては、±20%の生成断面積によ る誤差を加えている。

図 6.5 は 1fb⁻¹の統計量での、 $M_P = 1$ TeV、n=6、 $M_{BHmin} = 5$ TeV のブラックホールサン プルと各バックグラウンドにおいて、それぞれ得られた(式 6.2 による)再構成されたブラッ クホールの質量分布である。(図 6.6 は単に Log Scale にしたもの)。

ブラックホールの質量の小さい所まで、十分バックグラウンドが小さくなっているため、プ ランクスケールが小さく、ブラックホールの質量が小さい場合でもクリーンな信号が見えるこ とが期待できることが分かる。

図 6.7 は各ブラックホールのパラメーターにおける、式 6.1 を満たすために必要な最小限の 積分ルミノシティーを表した分布である。この際、再構成されたブラックホールの質量分布で、 1TeV から 10TeV まで、1TeV おきに下限値を変え、その下限値以上の領域のイベント数を用 いて各下限値での必要最小限の積分ルミノシティーを計算した。こうして得られたもののうち、 一番発見能力が高い値をプロットしてある。

ブラックホールの質量の下限値が5TeVよりも小さいようなときにはATLAS実験によって、



図 6.5: ブラックホールとバックグラウンドの 質量分布 (Linear)



図 6.6: ブラックホールとバックグラウンドの 質量分布 (Log Scale)



図 6.7: 必要最小積分ルミノシティー

約最初の一ヶ月分のデータ量に相当する $1 \text{fb}^{-1} (=10^3 \text{pb}^{-1})$ のデータ量で十分発見可能であることが分かった。また、プランクスケールが 1 TeV 程度であれば、衝突してすぐのデータ量 ($\sim 100 \text{pb}^{-1}$)でも発見される可能性があることが分かった。

第7章 ブラックホールの質量再構成

7.1 再構成方法

第6章で述べた様に、ブラックホールの4元運動量を再構成する際には、単純に全ての粒子の4元運動量のベクトル和をとることにより行なった。さらに、質量はこの4元運動量を元に 計算した。この際には6.2.1節で述べたように、横運動量が高いものを選ぶことにより、ハー ドプロセス以外からの寄与を除いた。

7.2 消失運動量

ブラックホールはニュートリノも電荷を持つレプトンと同程度放射するため(図4.4)、ニュー トリノが大きな運動量を持って検出器を抜けてしまうと、ブラックホールの質量の再構成の際 にその分だけエネルギーを少なく見積もってしまう。従って、このニュートリノの効果を最小 限にするために、消失横運動量が小さい場合だけを選び、質量を再構成し、ブラックホールの 質量を測定した。



図 7.1: 消失横運動量

図 7.1 は、標準理論の過程も含めた各過程の消失横運動量の分布である。ブラックホールは 標準理論の過程に比べて比較的大きな消失横運動量を示している。消失横運動量が小さいこと を要請すると、ブラックホールのイベントを多く落とす様なセレクションになり、発見能力が 小さくなるため、第6章の発見能力の見積もりの際には加えていない。逆に、消失横運動量が 大きいものだけを選べば、より、バックグラウンドを小さくすることも出来るが、第6章の通 り、このセレクションを加えなくてもバックグラウンドは十分小さく抑えられるためこのセレ クションは加えなかった。

7.3 再構成された質量分布(粒子選択と消失運動量のセレクションの 効果)



図 7.2: 再構成されたブラックホールの質量分布

図 7.2 は M_P =1TeV、n=2、 M_{BHmin} =5TeV のブラックホールサンプルでの、Atlfast でシミュ レーション後に再構成されたブラックホールの質量分布である。また、図 7.3 はジェネレーター の情報を用いたブラックホールの質量の Truth * とのずれの分布である。

青、赤線は消失横運動量のセレクションを課す前、ピンク、黒線は課した後の分布であり、また、青、ピンク線は全ての再構成された粒子(3.2節で説明したもの)の4元運動量のベクトル和によってブラックホールの4元運動量を再構成したものであり、赤、黒線は6.2節で説明したセレクションで選択された粒子のみの4元運動量のベクトル和でブラックホールの4元運動量を再構成したものである。

ここで、消失横運動量の条件は、事象を充分残し、かつニュートリノの効果を除くために、 消失横運動量が100GeV以下であることを要請した。このセレクションを加えることによって、 M_P =1TeV、n=2、 M_{BHmin} =5TeVのブラックホールでは、1fb⁻¹で10106events残っていたも のが2536eventsになった。従って、このパラメータにおいては、消失運動量のセレクションを 課しても十分な量のイベントが残ることが分かる。

まず、消失横運動量の条件を課すことにより、質量が小さく見積もられていたイベントが除 かれていることが分かる。また、全ての粒子を用いて再構成すると、本来ブラックホールの崩

^{*}ここで言う Truth は CHARYBDIS で生成された段階 (粒子を放出する前) でのブラックホールの質量を指す。



図 7.3: ブラックホールの質量の分解能

壊に起因しない粒子まで足してしまい、質量が大きくなっていることが分かる。



図 7.4: 全セレクション後のブラックホールの質量分布

図 7.4 は、消失横運動量のセレクションと粒子のセレクションを課した後の分布を Gaussian でフィットしたものである。縦軸は 1fb⁻¹ でのイベント数を表している。(以下、特に明記しな い以上は 1fb⁻¹ の統計量を用いているとする。)消失運動量を含む、全てのセレクションを課 した結果、中心値で $-0.32 \pm 0.11\%$ のずれ、 σ で $3.09 \pm 0.13\%$ の分解能を得た。これは、5TeV の質量では、それぞれ 16GeV、155GeV に対応する。

また、ブラックホールの生成断面積を求めようとする場合には、ブラックホールの生成され る質量の下限値を求めることが重要である。図 4.1 にある様に、ブラックホールの生成断面積は 質量の増加とともに急激に落ちていく。現在考えているブラックホールは、ある質量の下限値 を持ち、それより大きなブラックホールが図 4.1 の分布に従い生成されるものであるので、質 量の下限値により大きく生成断面積が違ってくる。

実際に生成されるブラックホールの質量分布は正に図 4.1 を途中で切った様な分布になるため、ある下限値を持てば、その付近の質量を持つブラックホールが大量に生成される。従って、 再構成したブラックホールの質量分布が Gaussian であると近似し、ピーク値がほぼ下限値を 表していると考えられる。

図 7.2 を Gaussian でフィットして中心値を求めたところ、 5302 ± 20 GeV を得た。生成される 質量が 5TeV より大きい領域に出来、これが smearing されてピーク位置が 6% 程度大きくなっ ている結果である。

7.4 ジェットエネルギースケールの効果

ブラックホールから放射される粒子の大半が color の自由度のためクォークかグルーオンで あり(図4.4)、再構成時には用いられる粒子のほとんどがジェットになる。従って再構成され たブラックホールの質量はジェットのエネルギースケールに非常に敏感である。一方、ジェット のエネルギー測定には不定性があるので、その効果を以下で評価した。



図 7.5: ジェットエネルギースケールの効果 (ブラックホールの質量分布)

図 7.5 は、ジェットエネルギースケールを 10% ずつずらした時の再構成されたブラックホールの質量分布である。図 7.6 は、それぞれのブラックホールの質量の Truth とのずれの分布である。図 7.6 の各分布を Gaussian でフィットしたところ、表 7.1 の様になった。

ほとんどがジェットから再構成されているため、10%のずれがそのまま質量分布のずれに現れていることが分かる。従って、このジェットのエネルギースケールの効果を考慮すると5TeV



図 7.6: ジェットエネルギースケールの効果 (ブラックホールの質量の分解能)

	中心値	σ
no scale	$-0.32 \pm 0.11\%$	$3.09 \pm 0.13\%$
+10% scale	$8.76 \pm 0.13\%$	$3.71 \pm 0.16\%$
-10% scale	$-9.36 \pm 0.10\%$	$2.92\pm0.13\%$

表 7.1: ブラックホールの分解能に対するジェットエネルギースケール不定性の効果

のブラックホールで 500GeV 程度の分解能になる。これから分かる様に、ブラックホールの質量を正確に再構成するためにはジェットのエネルギースケールを正確にキャリブレーションすることと深く関係している。

次の章では、このジェットのエネルギースケール、特に高横運動領域でのキャリブレーションについて述べ、ブラックホールの質量の再構成がどこまで正確に出来るか考察する。

第8章 ジェットキャリブレーション

第6章では、横運動量の大きいジェットについて、スケールの不定性を10%程度と見積もっていた。ATLASでは、低横運動量領域では $W \rightarrow jj$ や $\gamma+j$ etを用いて、ジェットのエネルギースケールのキャリブレーションを行う。 $W \rightarrow jj$ による方法はLHCで大量に生成される $t\bar{t}$ イベントの中で、 $t \rightarrow bW$ の崩壊によって放出されたWボソンのうち、片方がレプトンに、片方がハドロニックに崩壊したイベントを用いる。このハドロンへ崩壊した方のWボソンを2つのジェットから再構成し、質量が M_W に正しくスケール構成される様に調整する。 $\gamma+j$ etの場合には、放出された光子とジェットとのバランスを見ることによりジェットのキャリプレーションを行なう。これらによって、1%程度の精度でキャリプレーションが可能である。一方、これらは横運動量の高い領域(>200GeV)では統計量が足りず、キャリプレーションを行えない。

しかし、すでに述べた様に、ブラックホールは非常にエネルギーの高い粒子を多く放出し、 さらに、ブラックホールの質量分布はジェットのエネルギースケールに強く依存する。また、ブ ラックホールの質量は、ブラックホールの生成断面積やホーキング温度の測定について非常に 重要であるため、高い横運動領域でもキャリブレーションを行う必要がある。

そこで、高い横運動量領域でも可能なキャリブレーション方法を考えなくてはならない。ここでは、Multi jets イベントを用いた高横運動量領域のためのジェットのエネルギースケールのキャリブレーションについて、その方法と結果を述べる。また、この研究は Full シミュレーションを用いて行った。

8.1 キャリブレーション方法

このキャリブレーションで用いるイベントトポロジーは図 8.1 の様に、Multi jets イベントに おいて、1本の高い横運動量を持つジェット (leading P_T jet) があり、他のジェット (low P_T jets)の横運動量が充分小さい様なものを考える。

ここで、low P_T jets が上で述べた W+jets や γ +jets 等のキャリブレーションによって充分 精度良くキャリブレーションされているとし^{*}、この leading P_T jet と、low P_T jets の 4 元運 動量のベクトル和との横運動量のバランスをみることにより、leading P_T jet のキャリブレー ションを行う。

この様なイベントを選ぶために以下の様なセレクションをかけた。

- low P_T jet の横運動量は、leading P_T jet の持つジェットの半分以下とする。
- leading P_T jet を含めて、40GeV 以上のジェットが3つ以上あることを要請する。
- leading P_T jet と、low P_T jet の 4 元運動量のベクトル和の方向が、 ϕ 方向で 160 度以上 離れていることを要請する。

^{*40}GeV-200GeV のジェットで、1% 程度の精度でスケールがキャリブレーション出来るとされている。



図 8.1: キャリブレーション用イベントのイベントトポロジー

8.2 高横運動量ジェットのキャリブレーション用サンプル

このキャリブレーション方法を検証するために、ALPGEN と HERWIG を用いて leading P_T jet の (parton レベルでの)横運動量が 400GeV 以上のものと、 800GeV 以上のものを生成した。この際、factorization scale は $Q_{fac}^2 = \sum P_{T(jet)}^2$ とした。また、放出する parton (ジェット)には、2番目以降の parton の横運動量が leading P_T jet の半分以下になる様な運動学的制限をかけて生成した。さらに、全ての parton において、 $P_T > 40$ GeV、 $|\eta| < 3$ 条件で生成している。このキャリブレーションをしっかりと検証するためには、他にも leading P_T jet の横運動量が違うものを作り、リニアリティー等のチェックも行なう必要がある。しかし、本論文では、データを保存するディスク量の制限と時間的制限から上記の2点だけで行なっていない。従って、このキャリブレーションの検証は不十分であり、leading P_T jet の横運動量が違うサンプルを生成して検証を行なう必要があり、この点は今後の課題である。

へ 0.1. 同傾圧動重ノエノーのイヤリノレ ノヨノ用リノノル					
	過程	生成断面積(fb)	生成量	$L(fb^{-1})$	
Leading $P_T > 400 \text{GeV}$	4partons	8.52×10^{3}	1.19×10^{4}	1.40	
	5partons	$7.57{ imes}10^3$	6.03×10^{3}	0.797	
	6partons	5.46×10^{3}	4.81×10^{3}	0.881	
Leading $P_T > 800 \text{GeV}$	4partons	88.7	7.26×10^{3}	81.8	
	5partons	133	3.52×10^{3}	26.5	
	6partons	209	3.98×10^{3}	19.0	

表 8.1: 高横運動量ジェットのキャリブレーション用サンプル



図 8.2: ϕ 平面でのバランス。左右の図がそれぞれ leading P_T jet の横運動量が 400GeV 以上、 800GeV 以上のサンプルである。

8.3 サンプルのチェック

図 8.2 は、生成されたサンプルの ϕ 平面における、leading P_T jet $\geq \log P_T$ jets の 4 元運動 量のベクトル和で得られる運動量の間の角度分布 ($\Delta \phi$) である。ほとんどが 180 度付近にあ り、これはジェットの cone 外へ漏れたエネルギーがバランスしており、このキャリブレーショ ンに対する影響が小さいことが分かる。



図 8.3: 左右の図がそれぞれ leading P_T jet の横運動量が 400GeV 以上、800GeV 以上のサンプ ルである。それぞれの図の縦軸が low P_T jets のベクトル和の横運動量、横軸が leading P_T jet の横運動量を表している。

図 8.3 は leading P_T jet と low P_T jets のベクトル和の横運動量の 2 次元プロットである。両 図とも強い相関があることが分かる。これらから、低い横運動量のジェットを、高い横運動量 領域のジェットの運動量のキャリブレーションに用いることが十分可能であることが分かる。

8.4 キャリブレーション結果

8.1 節でイベントを選んだ結果、 1fb^{-1} の統計量で、 $\text{leading } P_T$ jet の横運動量が 400GeV 以上のイベントが 4500 イベント、800GeV 以上のイベントが 92 イベント残った。ただし、それ ぞれ、 $\text{leading } P_T$ jet の横運動領域で 400 ± 20GeV、 800 ± 40 GeV の領域のみを取っている。 図 8.4 は、 $\text{low } P_T$ jets の 4 元運動量のベクトル和の横運動量と $\text{leading } P_T$ jet に対応する truth jet [†]の横運動量の比較の分布である。



図 8.4: low P_T jets の4元運動量のベクトル和の横運動量と leading P_T jet に対応する truth の 横運動量との比較。左右の図がそれぞれ leading P_T jet の横運動量が 400GeV 以上、800GeV 以上のサンプルの図である。統計量は 1fb⁻¹ に合わせてある。

これらの図から得られた結果は、leading P_T jet の横運動量が 400GeV 以上の場合で 0.1%、 800GeV 以上の場合で 0.5% の不定性となっており、共に 1% 以内におさまっている。

8.4.1 η 依存性

図 8.5 はこのキャリブレーション方法の η 依存性を表したものである。 $|\eta| < 1$ のバレル部では 十分な統計が得られるため、800GeV のジェットに対しても 1% 程度の誤差であるが、 $|\eta| \sim 1-2$ では 2% 程度になっている。

[†]truth jet とは Full シミュレーションや Atlfast 等を通す前の段階でのジェットを指す。


図 8.5: キャリブレーションの η 依存性。上の図が leading P_T jet が 400GeV 以上、下の図が 800GeV 以上のサンプル。左図がスケールの不定性を表し、右図が分布を fit したときの bias を 表している。

8.4.2 エネルギー分解能依存性

さらに、このキャリブレーション方法はジェットのエネルギーの分解能にも大きく依存する 可能性がある。そこで、エネルギー分解能を全て2倍にして結果を見てみた。

具体的な手順としては、まず、Full シミュレーションによって得られた分解能を $1/\sqrt{E}$ の式 で fit し、分解能のエネルギーによる関数を作った。得られた分解能を元に、truth のジェット に対し、分解能を n (=1,2) 倍にした値で乱数を用いて smearing し、結果を見た。



図 8.6: ジェットの分解能。赤点は Full シミュレーションによるジェット。緑点はチェック用の 分解能をそのまま用いて smearing したもの。青点が分解能を倍にしたもの。

図 8.6 はジェットの分解をエネルギーの関数でプロットしたものである。赤点が Full シミュ レーションにより得られた分解能のプロットである。緑点はこの手法のチェック用に分解能を そのまま用いて smearing したもので、確かにもとの分解能を示していることが分かる。また、 青点が分解能を倍にしたものである。

この様に全てのジェットを分解能を倍にして、図 8.4 と同じ様に結果を見てみたのが図 8.7 で ある。

分解能が倍程度悪い場合には結果、400GeV の場合で 0.13%、800GeV の場合で 0.59% の不 定性であった。従って、分解能が現在の Full シミュレーションによる結果の倍程度悪いもので あっても、このキャリブレーション方法にあまり大きな影響はないことが分かる。

8.4.3 ジェットキャリブレーションのまとめ

今研究では、キャリブレーション用サンプルとして、2点のFullシミュレーションサンプル しか生成できていないため、このキャリブレーション方法のリニアリティーなどのチェックは 出来ていない。しかし、高横運動量のジェットに対し、この方法はMultijetsのイベントを用 いて、スケールを1%程度の不定性でキャリブレーションできる可能性があることが分かった。





8.5 ブラックホールの質量の不定性

もし、十分エネルギーの大きいジェットまで1%程度の精度でスケールがキャリブレーションできるとすると、ブラックホールの質量の不定性を小さくすることが出来る。



図 8.8: ブラックホールの質量分布 (ジェットエネルギースケールエラー 1%)

図 8.8 は、ジェットエネルギースケールを 11% ずつずらした時の再構成されたブラックホールの質量分布である。図 8.9 は、それぞれのブラックホールの質量の Truth とのずれの分布である。赤破線(青点線)はジェットエネルギースケールを 1% 大きく(小さく)ずらしたものである。ジェットエネルギースケールのずれによる中心値と σ の違いは、表 8.2 の様になった。

表 8.2: ブラックホールの分解能に対するジェットエネルギースケール不定性の効果 (JES 1%、 2%)

	中心値	σ
no scale	$-0.32 \pm 0.11\%$	$3.09 \pm 0.13\%$
+2% scale	$1.48\pm0.11\%$	$3.19 \pm 0.14\%$
+1% scale	$0.57\pm0.11\%$	$3.18 \pm 0.14\%$
-1% scale	$-1.23 \pm 0.10\%$	$3.06 \pm 0.14\%$
+2% scale	$-2.14 \pm 0.10\%$	$3.04 \pm 0.13\%$

2% 程度ジェットエネルギースケールの不定性があったとしても中心値の値として 2% 程度の 不定性に収まっていることが分かった。



図 8.9: ブラックホールの質量の分解能 (ジェットエネルギースケールエラー 1%)

第9章 ホーキング温度

9.1 ホーキング温度とプランクスケール、余剰次元との関係

ホーキング温度は式 4.4 で表される様に、ブラックホールの質量とプランクスケールと余剰 次元の数と関係がある。また、ホーキング温度は式 4.3 で表される様に放出される粒子のエネ ルギー分布と関係を持つ。従って、放射された粒子のエネルギー分布からホーキング温度を求 められる可能性がある。また、正しくホーキング温度が求められれば、ブラックホールの質量 は観測量として求められるので、ホーキング温度とブラックホールの質量との関係式を求める ことによってプランクスケールと余剰次元の数を得られる。



図 9.1: Truth 電子のエネルギー分布

図 9.1 は M_P =1TeV、n=2 で、5-5.5TeV の質量を持つブラックホールから放出された電子 の、ブラックホールの静止系にブーストさせた後のエネルギー分布である。ただし、時間発展 と grey-body factor は共に off にしてあり、分布はジェネレーターの情報を直接(Truth *)用 いている。式 4.3 でフィットした結果、 T_H =179.4GeV が得られた。式 4.4 から 5-5.5TeV のブ ラックホールの質量では T_H =179-173GeV のであるため、良く再現されていることが分かる。

^{*}この章で用いる電子や光子に関する Truth とは、CHARYBDIS において、ブラックホールから放出された粒 子のことを指す。つまり、第5章と違い、安定な状態まで反応した粒子ではない。また、ブラックホールの質量に 関しては第7章と同じ様に、CHARYBDIS において生成されたブラックホールの最初の段階(粒子を放出する前 の)質量を指す。この章の各図において、特に明記ない限りは、Truth 電子や Truth 光子をブラックホールの静止 系に戻す際に用いる4元運動量や分布で用いる質量には Truth のブラックホールの情報を用いている。一方、再構 成された電子や粒子で分布を作る際には再構成されたブラックホールの4元運動量や質量を用いている。



図 9.2: T_H vs. M_{BH} (Truth 電子を使用、 $M_P = 1$ TeV、n=2)



図 9.3: T_H vs. $M_{\rm BH}$ (Truth 電子を使用、 $M_P = 2 {
m TeV}$ 、n=4)

また、図 9.2 は、この様にして得られたホーキング温度をブラックホールの質量の関数として プロットしたものである(赤点)。黒い曲線が式 4.4 による理論曲線であり、赤い破線がフィットした曲線である。これらの図から、 $M_P = 996 \pm 47 \text{GeV}$ 、n=2.0 ± 0.1 が得られた。これは プランクスケールや余剰次元を非常に良く再現している。

図 9.3 は M_P =2TeV、n=4 の場合のホーキング温度をブラックホールの質量の関数としてプロットしたものである。この場合も M_P = 1939 ± 225GeV、n=3.9 ± 0.5 を得ており、同じくプランクスケールや余剰次元を非常に良く再現していることが分かる。

これらの分布でずれる理由としては、remnantの崩壊や、粒子を放出する際の反跳によって ブラックホールが boost してしまうことであるが、これらの効果は充分小さいことが分かる。

9.2 時間発展、grey-body factor、検出器等の効果

しかし、実際には時間発展や grey-body factor の効果も考慮しなければならない。



図 9.4: Truth 電子のエネルギー分布 (時間発展、grey-body factor=on)

図 9.4 は図 9.1 と同様、 M_P =1TeV、n=2 で、5-5.5TeV の質量を持つブラックホールで、時間発展と grey-body factor の効果を入れた場合の放出された Truth 電子のエネルギー分布である。この図から得られるホーキング温度は 199GeV となった。時間発展が on になると、粒子が放出される度にブラックホールの質量が小さくなり、従ってホーキング温度が高くなる。従って、もとの質量の時よりも高いエネルギーを持った粒子を放出しやすくなる。また、4.1.3 節で述べた様に、grey-body factor は比較的小さなエネルギーを持った粒子の放出率を下げる働きをする。従って、図 9.1 と比べて、全体的にエネルギーの高い電子が多くなる。図 4.3 からも分かるように、これはホーキング温度が高くなっている様に見えることを意味する。

図 9.5 の黒線、赤線は図 9.2 と同じものである。青は時間発展と grey-body factor を on にしたものである。緑はさらにこれを Atlfast によるシミュレーションを通し、第6章、第7章で示したセレクションを用いて得たブラックホールの質量と電子のエネルギーを用いてホーキング 温度を計算し、プロットしたものである。



図 9.5: T_H vs. M_{BH} (時間発展、grey-body factor on のものと Atlfast を用いたシミュレーション後の分布)

時間発展、grey-body factor の効果により、エネルギーの高い粒子が放出されやすくなり、青の点を見ると赤の点に比べ全体的にホーキング温度が高くなっている。これをフィットした結果は $M_P = 842 \pm 46$ 、n=2.7±0.1 となった。ただし、これらは、時間発展やgrey-body factor の効果を理論的に正しく理解できれば補正が可能である。

これに対し、Atlfast でのシミュレーションを通過した後の緑のプロットを見ると青い線をほぼ再現しているように見える。実際の観測の際には、検出器の効果として、ブラックホールの質量の分解能や電子自体の運動量の分解能、電子の efficiency、さらに top、W、Z 等の粒子から崩壊する電子も観測されてしまうことの効果が含まれるはずである。従って、緑のプロットにはこれらの効果が含まれているはずであるが、これらの効果がどの様に寄与しているか、次に述べる。また、以下の T_H vs. $M_{\rm BH}$ の図では、黒線、赤点、青点は全て図 9.5 と同じものである。なお、緑のプロットに関しては、以下も含め、特に明記しない限り 1fb⁻¹ のデータ量を用いている。また全て図中で緑のプロットは Atlfast と書いてあるが、各図の題に書かれている粒子を用いたプロットである。

9.2.1 電子の efficiency の効果

電子の efficiency の効果を調べるため、イベントセレクションを行なう前の全てのイベント を用い、6.2.1 節で選ばれた再構成された電子に対応のついた Truth の電子だけのエネルギー分 布を見てみた。

図 9.6 は再構成された電子に対応する Truth 電子を用いた図であり、図 9.7 はこれに、電子の efficiency の効果の補正を加えたものである(5.1 節で求めた efficiency の逆数をかけたもの)。 電子の efficiency は横運動量の高い領域ほど低くなるため、ブラックホールの静止系で見たエ ネルギーを見ても高い方がよりこの efficiency の効果によって少なくなる。従って、図 9.6 では ホーキング温度が低くなっている様に見えるが efficiency の補正を行なうと図 9.7 の様にもとの



図 9.6: T_H vs. $M_{\rm BH}$ (再構成された電子と対応のついた Truth 電子のみ使用)



図 9.7: T_H vs. M_{BH} (再構成された電子と対応のついた Truth 電子のみ使用、電子の efficiency の効果を補正)

青い点に近い形をホーキング温度を示す。この efficiency の効果は実際にはこの様に補正を加えることが可能である。

9.2.2 電子の分解能、ブラックホールの再構成の不定性の効果

次に、電子の分解能とブラックホールの再構成の不定性について考えるブラックホールの質量は 7.3 節で示した様に分解能が 3% 程度である。また、ホーキング温度測定の際には、粒子をブラックホールの重心系に戻すため、再構成されたブラックホールの4元運動量自体の不定性も寄与すると考えられる。ブラックホールの再構成に使われる粒子は主にジェットであるため、これらの不定性はジェットのエネルギー分解能にも強く依存する。



図 9.8: T_H vs. M_{BH} (Truth 電子と対応した再構成された電子のみ使用、電子の efficiency の 効果を補正)

図 9.8 は図 9.7 で用いた Truth の電子に対応のついた再構成された電子を用いた図である。この図でも電子の efficiency の効果を補正してある。図 9.7 と比べ、大きく変化しておらず、電子の分解能はそれほど寄与が大きくないことが分かる。

図 9.9 はさらにブラックホールの4元運動量だけをTruthのものを用いて求めた図である。 図 9.8 に比べ、より良く再現出来ており、ブラックホールの再構成の不定性の効果も考慮しな くてはならないことが分かる。

9.2.3 イベントセレクションによる効果

ブラックホールのイベントセレクションでは、高横運動量のレプトンを要請しているため、 残ったイベントには、この効果によってバイアスがかかてってしまう。

図 9.10 は、図 9.8 と同じものを第7章で示した消失運動量のセレクションを含む全てのセレ クションを通過したイベントのみで見てみたものである。横運動量の高いレプトンが存在する イベントのみを選択しているため、全体的に電子のエネルギーが高く、ホーキング温度が高く



図 9.9: T_H vs. M_{BH} (Truth 電子と対応した再構成された電子のみ使用、電子の efficiency の 効果を補正、ブラックホールの4元運動量や質量はTruth を使用)



図 9.10: T_H vs. M_{BH} (Truth 電子と対応した再構成された電子のみ使用、電子の efficiency の 効果を補正、イベントセレクション後)



図 9.11: T_H vs. M_{BH} (電子のセレクションの閾値による違い)

なる様に見えることが分かる。また、図 9.11 は、レプトンを要請する際の横運動量の閾値を変 えたときの分布である。閾値を変化させることにより、ホーキング温度への影響が強く出てい ることが分かる。この効果は非常に大きいことが分かるが、ブラックホールの質量、つまりは 元のホーキング温度によっても影響が違ってくるため、傾き自体を大きく変えてしまい、補正 が非常に難しい。

9.2.4 top 粒子やW 粒子からの崩壊物の効果

実際には、電子はブラックホールから直接放射されるもの以外にも、top 粒子や W、Z 粒子、 また Higgs 粒子の崩壊過程の中で放射されるものもある。図 4.4 を見ても、電子の放射される 割合に比べ、top、W、Z 粒子などは多く放射されており、特に top 粒子は非常に多く放射され ていることが分かる。

図 9.12 は、全イベント中の再構成された電子を、ブラックホールから直接放射された Truth の電子の情報を用いて、これと対応の付いたもの(Match)とそれ以外(Fake)とに分けて、 ブラックホールの静止系でのエネルギー分布を見たものである。また、図 9.13 はイベントセレ クション後の同じ分布である。これらの図から明らかに Fake による電子はエネルギーの低い ものが多いことが分かる。イベントセレクションによって横運動量の高い粒子を複数要請する ためにこの様な電子が少ないイベントが残るが、図 9.13 程度あるだけで分布を変えてしまうた めホーキング温度の値を変えてしまう。

図 9.10 などは、この Match の分布のみを使い、さらにこれに電子の efficiency の補正を加え ることでホーキング温度を出していた。Match と Fake を比べて明らかな様に、Fake に分類さ れる粒子はエネルギーの小さなものが多い。これらの効果により、ホーキング温度が引き下げ られた結果、図 9.14 の様になった。

図 9.10 に比べ、わずかにホーキング温度が小さくなっていることが分かる。この図 9.14 は、 図 9.5 に対して電子の efficiency の補正を加えたものに相当する。従って、図 9.5 で青点と良く



図 9.12: 再構成された電子のうち、ブラックホールから直接放射されたものとそうでないもの のエネルギー分布 (イベントセレクション前)



図 9.13: 再構成された電子のうち、ブラックホールから直接放射されたものとそうでないもの のエネルギー分布 (イベントセレクション後)



図 9.14: T_H vs. M_{BH} (全ての再構成された電子、電子の efficiency の効果を補正)

合う様に見えていたのは、イベントセレクションの効果によりエネルギーの高い電子が残った 効果に対し、Fakeの寄与や電子の efficiency が高横運動量領域で小さくなることで打ち消しあっ てたまたま良く合う様に見えていたことになる。従って、このブラックホールの質量とホーキ ング温度の分布を用いてプランクスケールや余剰次元を求めるためには、補正しなくてはいけ ないものが多く、また特にイベントセレクションの効果等は補正するのが非常に難しい。以上 から、電子のエネルギー情報からプランクスケールや余剰次元を求めるのは非常に難しいとい う結論に至った。

9.3 光子を使った方法

一方、光子はイベントセレクションに含まれていないため、イベントセレクションによる直 接的な効果はないと考えられる。

図9.15は光子のエネルギー分布によるホーキング温度の分布、図9.16はこれに光子のefficiency の補正を加えたものである。また、赤点、青点は光子のTruthを使って時間発展とgrey-body factorの有無を変化させてホーキング温度を得た分布である。電子の場合と違い、efficiencyの 効果を入れないと全体的にホーキング温度が小さくなっており、efficiencyの補正を加えること により、青点に近い分布になっていることが分かる。従って、電子の場合とは違い、イベント セレクションの直接的な効果がないため、分布を変える要因のほとんどが efficiency によるも のであることが分かる。ただし、光子は電子に比べ放出される量が少ないため、非常に大きな エラーバーが付いている。

図 9.17 は 100fb⁻¹ のデータ量を用いたときの分布である。ブラックホールの質量が大きくな るにつれ、ホーキング温度が小さくなっている様子が分かる。しかし、ブラックホール自体が質 量が大きくなるにつれ急速に生成断面積が小さくなるため、質量が大きい方のデータは 100fb⁻¹ でも十分に得られない。また、これらのプロットでは質量の範囲で 500GeV の領域を 1 つの点 としてプロットしているが、質量の分解能が 200GeV 程度であるため、これ以上細かくするこ



図 9.15: T_H vs. $M_{\rm BH}$ (光子、Atlfast のプロットについて efficiency 補正前)



図 9.16: T_H vs. $M_{\rm BH}$ (光子、Atlfast の緑のプロットについて efficiency 補正後)



図 9.17: T_H vs. M_{BH} (光子、光子の efficiency 補正後、100fb⁻¹)

とは出来ない。図 9.17 ではデータ量が不十分であるため、この図から傾きを得ることは難しい。緑の線はこの緑の点をフィットした曲線である。この時、各点をフィットした値は表 9.1 の様になった。電子の場合と同じ様に、時間発展や grey-body factor の効果を入れるとプランク

表 9.1: (光子のエネルギーから求めたホーキング温度) vs.(ブラックホールの質量の分布)か ら求めたプランクスケール、余剰次元の値

	プランクスケール	余剰次元
Truth 光子(時間発展、grey-body factor 無)(赤点)	1054 ± 74	2.0 ± 0.1
Truth 光子 (時間発展、grey-body factor 無)(青点)	692 ± 43	4.7 ± 0.3
再構成された光子 (efficiency の補正後、100fb ⁻¹)(緑点)	2496 ± 43	1.0 ± 0.5

スケールや余剰次元の値は変わってしまうが、これらは理論的に十分理解できれば補正できる 可能性がある。ただし、緑の点を見ると、Truthのもの(青)に比べても大きく値が変わってし まっている。図 9.17を見て分かる様に、多少傾きが違っただけで大きく値が変わってしまう。 従って、光子の場合にも、さらに細かい補正を行なう必要があり、現時点では上手くいかな いという結論にいたった。

以上から、粒子のエネルギー分布からホーキング温度を求め、そこからさらに余剰次元やプ ランクスケールを求めるためには、多くの補正を必要とし、この方法でプランクスケール等を 求めるためには、さらなる研究が必要であり、現時点は上手くいかないという結論に至った。

プランクスケールを求める違う方法として、次の章ではブラックホールの生成断面積を用い たプランクスケールの測定について述べる。

第10章 プランクスケールの測定

第9では、ホーキング温度の測定から余剰次元やプランクスケールの情報を得ようとしたが、 LHCでの観測ではこの様な測定は非常に難しいという結論に至った。今章では、これに変わっ てブラックホールの生成断面積の情報からプランクスケールを求める方法について述べる。

10.1 ブラックホールの生成断面積のプランクスケールへの依存

図 10.1 は、横軸をプランクスケールにとった時のブラックホールの生成断面積である(サン プルとして 5-14 TeV のブラックホールを使用)。図 4.1 でも表した様に、ブラックホールの生



図 10.1: ブラックホール生成断面積のプランクスケール依存性。ブラックホールの質量は5-14TeV のサンプルを用いている。各線は余剰次元の違うものを表している。

成断面積はプランクスケールに強く依存する一方、余剰次元の数にはあまり依存しない。

10.2 セレクション後のイベント数と誤差

以下では、 $M_{\rm BHmin}$ =5TeVのブラックホールを考える。

ブラックホールイベントが非常に良くバックグラウンドと分けることが出来、特にブラック ホールの質量分布の 5TeV より高い部分では、1fb⁻¹の統計量ではほぼゼロである。従って、 セレクション後のイベント数に対して、バックグラウンドの寄与は無視出来るほど小さいと考える。

また、ブラックホールの質量をより正確に求めるために第7章で示した消失横運動量のセレクションも加える。さらに、バックグラウンドの効果をより小さくするために、ブラックホールの質量領域で5TeV以上の数だけを用いる。

表 10.1 は 1fb⁻¹ 相当のデータ量での、各パラメーターで消失横運動量のセレクションも加えた、全てのセレクションを通った後のイベント数である。

パラメーター	イベント数 (1fb ⁻¹)
$M_P = 1$ TeV, n=2	2010
$M_P = 1$ TeV, n=4	750
$M_P = 1$ TeV, n=11	310
$M_P = 2$ TeV, n=2	127
$M_P = 2$ TeV, n=4	31
$M_P = 2$ TeV, n=11	12
$M_P = 2.5 \text{TeV}, n=2$	44

表 10.1: 消失横運動量のセレクションを含む全てのセレクション通過後のイベント数(1fb⁻¹)

生成断面積は余剰次元が2-7と変化するときに2倍程度しか違わないが、セレクション後を 見ると余剰次元の数により大体10倍程度の差がある。これは、余剰次元が多いほどホーキング 温度が大きくなるため(図4.2)、放出する粒子のエネルギーが大きく、数は少なくなる。従っ て、高横運動量を持った粒子数のセレクションやレプトンのセレクションによって余剰次元が 大きいパラメーターのものは残る数が少なくなる。

しかし、表 10.1 を見て分かる様に、元々の生成断面積がプランクスケールにより大きく違う ため、残ったイベント数を見ることにより、プランクスケールを決めることが出来ると考えら れる。従って、以下では、この残ったイベント数を元に、プランクスケールの測定を考える。

誤差としては、6.3節で考慮したものに加え、ブラックホールの質量の測定の不定性も加え る。この質量に関しては、第7章で示した通り、消失横運動量のセレクションを加えることによ り、非常に良い分解能を得ることが出来る。しかし、ジェットのエネルギースケールの不定性か ら10%の質量の不定性、さらに質量の下限値を求める際にピーク値を使うことにより、6%の 質量の不定性が生まれる。質量の下限値のずれによる生成断面積の違いは、10%のずれがあっ たときに0.5-2倍程度の違いが出るため、この誤差を加えた。

図 10.2 は、縦軸を 1fb⁻¹ での全セレクション後のイベント数、横軸をプランクスケールにした図である。図中の細い線が上で述べた誤差の上限と下限を表している。また、赤い横直線は *M*_P=1TeV、n=4 のパラメーターで残った数を示している。ただし、ここでは、残ったイベント数の統計誤差も加えて上限と下限の曲線を作っている。この赤い横直線と各細い曲線が交わる点間が、この量のイベントが残った時に決められるプランクスケールの範囲になる。



図 10.2: 1fb^{-1} における全てのセレクション後のイベント数のプランクスケール依存性。黒線、赤破線、青点線はそれぞれ n=2,4,7 を表し、各線の細いものが誤差の上限と下限を示している。 また、赤い横直線は M_P =1TeV、n=4 のパラメーターで残った数を表している



図 10.3: プランクスケールの制限 (*M_P*=1TeV、n=2、1fb⁻¹)



図 10.5: プランクスケールの制限 (*M_P*=2TeV、n=2、1fb⁻¹)



図 10.4: プランクスケールの制限 (*M*_P=1TeV、n=4、1fb⁻¹)



図 10.6: プランクスケールの制限 (*M_P*=2TeV、n=4、1fb⁻¹)

図 10.3-10.6 は、*M_P*=1,2TeV、n=2,4の時に残ったイベント数を用いてプランクスケールの 制限を余剰次元の数によって付けた図である。各図の青く塗りつぶされた領域この方法により 排除できる領域である。

 M_P =1TeV、n=2の場合には、122GeV< M_P <1306GeVの制限が付けられる。実際には、現在までに得られている実験結果から M_P <800GeVは否定されているので(1.5節参照) これも含めると800GeV< M_P <1306GeVとなり、30%程度の精度でプランクスケールを計測出来ることになる。

また、 M_P =1TeV、n=4の場合には、550GeV< M_P <1672GeVの制限が付けられる。第9 章で示した様に、余剰次元の数を求めるのは非常に難しいが、もし、他の方法や、他の実験で n=2、3が排除できれば、上記の M_P >800GeV と合わせて、800GeV< M_P <1275GeVの制限 が付けられる。

この制限の幅について、最も大きな寄与を与えているのはブラックホールの質量の測定の不 定性による、生成断面積の誤差である。この質量の測定の不定性に最も寄与しているジェット のエネルギースケールの不定性は 6.3 節と同じ、10% にしてある。 もし、第8章で示したキャリブレーション方法が完璧に働き、十分大きな横運動量領域でも ジェットのエネルギースケールが1%程度の精度でキャリブレーションできるとすると、プラ ンクスケールの制限は図10.7-10.10の様になる。









図 10.8: プランクスケールの制限 (M_P=1TeV、n=4、1fb⁻¹) (JES 不定性:1%)



図 10.9: プランクスケールの制限 (M_P=2TeV、n=2、1fb⁻¹) (JES 不定性:1%) 図 10.10: プランクスケールの制限 (*M_P*=2TeV、n=4、1fb⁻¹) (JES 不定性:1%)

この場合、 M_P =1TeV、n=2の場合には、508GeV< M_P <1164GeVの制限が付けられ、大幅に制限が狭めることが出来る。また、 M_P =1TeV、n=4の場合にも、705GeV< M_P <1529GeVの制限が付けられる。

これらの誤差を決めているのは、ジェットのエネルギースケールが 1% 程度とした場合でも ブラックホールの質量の下限値の不定性が主なものである。これに対して、1fb⁻¹における統 計誤差は、10分の1程度しかない。従って、この方法によるプランクスケールの測定は、上記 のパラメーターのものに関しては 1fb⁻¹の統計量で十分である。一方で、より誤差を小さくす るためには、ジェットのエネルギースケールを正確に決めることが重要である。

第11章 まとめ

余剰次元存在し、プランクスケールが TeV 程度のエネルギースケールを持つ場合、ブラック ホールが LHC 加速器によって生成される可能性がある。このブラックホールを ATLAS 実験 において発見するための研究を、ブラックホールのジェネレーターとして CHARYBDIS を用 いて行った。

ブラックホールの生成断面積は非常に大きく、また、大量の高エネルギーの粒子を放射する という特徴があるため発見の可能性が非常に高い。さらに、標準理論のバックグラウンドとし て、生成断面積が非常に大きい Multi jets や γ + jets などのイベントは、レプトンの存在を要 請することで十分小さく抑えることが出来ることが分かった。

これらを考慮したセレクションを用いた結果、ATLAS 実験では、ブラックホールの下限値 が 5TeV 以下である様な場合には、約最初の一ヶ月のデータ量である 1fb⁻¹ のデータ量で、発 見が可能であることが分かった。

また、パラメーターによっては14TeVの衝突が始まってからすぐのデータ量でも発見される 可能性があることが分かった。

ブラックホールは質量が大きいほどホーキング温度が小さくなるため、質量が大きい方がエネルギーの小さい粒子を放射するという性質を持つ。このホーキング輻射を用いて余剰次元や プランクスケールを求めようと試みたが、この方法は、ブラックホールの崩壊時の時間発展や grey-body factor や remnant の問題、さらに検出器の効果などにより、非常に難しいという結果になった。

一方で、ブラックホールの生成断面積はプランクスケールに大きく依存するが余剰次元にはあまり依存しない。このことを用いて、プランクスケールの測定を試みた結果、 1fb^{-1} 分のデータで、 $M_P=1\text{TeV}$ 、n=2、 $M_{BH}=5\text{TeV}$ の場合で $800\text{GeV} < M_P < 1306\text{GeV}$ 、 $M_P=1\text{TeV}$ 、n=4、 $M_{BH}=5\text{TeV}$ の場合で $800\text{GeV} < M_P < 1672\text{GeV}$ の制限が付けられることが分かった。

また、もしジェットのエネルギースケールを十分高い横運動量領域まで1%程度でキャリブレーションすることが出来れば、 M_P =1TeV、n=2、 M_{BH} =5TeVの場合で800GeV< M_P <1164GeVまで制限が狭められることが分かった。これらの誤差を決めているのは、主にジェットのエネルギースケールの不定性からくる、ブラックホールの質量の下限値の不定性であり、1fb⁻¹でも統計誤差はこれに比べて十分小さい。従って、この方法によりプランクスケールを求めるためには、統計量は1fb⁻¹で十分である。一方で、ジェットのエネルギースケールを正確にキャリブレーションすることが重要であることが分かった。

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官である小林富雄教授^aには、この様なテーマでの研究をす る環境を頂き、大変感謝しております。また、多くの助言や指導もしていただきました。本当 にありがとうございました。また、浅井祥仁助教授^aには、物理や検出器の基本的な指導から、 研究の詳細な部分まで指導をしていただき、深く感謝しております。

田中純一氏^aにはブラックホールの研究について細かい部分まで指導していただき、大変お 世話になりました。神前純一氏^cには物理解析を始めるに辺り、多くの指導や助言を頂き、深 く感謝しております。また、物理解析を進めるにあたり助言をしてくださった、津野総司氏^a、 山本真平氏^a、陣内修氏^c、小曽根健嗣氏^c、金谷奈央子氏^dに深く感謝しております。真下哲 郎氏^a、上田郁夫氏^aには研究を行う上で欠かせない計算機の環境を整えていただき、大変感 謝しております。また、その他多くの ATLAS 日本グループの関係者の皆様にお世話になりま した。深く感謝しております。また、ATLAS グループ全体の関係者の皆様にもお世話になり ました。深く感謝しております。

難波俊雄氏^aには実験の基礎から始まり、様々なことを指導していただきました。本当にあ りがとうございました。また、共に研究生活を送ってきた、同期の麻植健太氏^a、是木玄太氏 ^a、桒原隆志氏^a、西村康宏氏^a、森田 裕一氏^aをはじめ、素粒子センターの全ての皆様に感謝 しております。また、素粒子センターの秘書の湯野栄子さん、伊藤千代さん、小野涼子さん、 塚本郁絵さんには研究生活をおくる上で様々な面でお世話になりました。本当にありがとうご ざいます。

最後に、この様な進路を選んだ私を応援して頂いている両親や家族には心から感謝してい ます。

所属: 東京大学素粒子センター(ICEPP)^a 東京大学理学部^b 高エネルギー加速器研究機構(KEK)^c 神戸大学 自然科学研究科^d

参考文献

- [1] J. ErlerP. Langacker, Status of the Standard Model, hep-ph/9809352 (1998)
- [2] Y. Gol'FandE. Likhtman, Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P invariance, JHEP Lett. 13, 323 (1971)
- [3] S. Dimopoulos, S. RabyF. Wilczek, Supersymmetry and the scale of unification, Phys. Rev. D 24, 1681 (1981)
- [4] G. Jungman, M. KamionkowskiK. Griest, Supersymmetric Dark Matter, Phys. Rept. 267, 195 (1996)
- [5] N. Arkani-Hamed, S. DimopoulosG. Dvali, The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter, Phys. Lett. B 429, 263 (1998)
- [6] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, et al., New Dimensions at a Millimeter to a Fermi and Superstrings at a TeV, Phys. Lett. B 436, 257 (1998)
- [7] K. Dienes, E. DudasT. Gherghetta, Extra Spacetime Dimensions and Unification, Phys. Lett. B 436, 55 (1998)
- [8] S. DimopoulosG. Landsberg, Black Holes at the Large Hadron Collider, Phys. Rev. Lett. 87, 161602 (2001)
- [9] The OPAL collaboration, Photonic events with missing energy in e e- collisions at, Eur. Phys. J. C 18, 253–272 (2000)
- [10] G. Landsberg, Extra Dimensions and More, hep-ex/0105039 (2001)
- [11] B. Abbott, M. Abolins, V. Abramov, et al., Search for Large Extra Dimensions in Dielectron and Diphoton Production, Phys. Rev. Lett. 86, 1156 (2001)
- [12] J. Carlson, talk at the APS Meeting, Washington, D.C. April 28-May 1(2001)
- [13] CDF Collaboration, Serch for Large Extra Dimensions in the Production of Jets and Missing Transverse Energy in pp̄Collisions ath √s=1.96TeV, Phys. Rev. Lett. 97, 171802 (2006)
- [14] J. HewettM. Spiropulu, Particle Physics Probes Of Extra Spacetime Dimensions, hepph/0205106 (2002)
- [15] ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report, Volume I, CERN/LHCC/99-14 (1999)

- [16] ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report, Volume II, CERN/LHCC/99-15 (1999)
- [17] ATLAS Collaboration, ATLAS calorimeter Performance, CERN/LHCC/96-40 (1996)
- [18] Geant4-a simulation toolkit, http://geant4.web.cern.ch/geant4/
- [19] E. Richter-Was, D. FroidevauxL. Poggioli, ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998)
- [20] M. Seymour, Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: a comparative study, Z. Phys. C 62, 127 (1994)
- [21] C. Harris, P. RichardsonB. Webber, CHARYBDIS: a black hole event generator, JHEP 08, 033 (2003)
- [22] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, et al., HERWIG 6.5 Release Note, hepph/0210213 (2002)
- [23] M. Mangano, F. Piccinini, A. Polosa, et al., ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, JHEP 07, 033 (2003)
- [24] MLM matching, http://mlm.web.cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf
- [25] H. YoshinoY. Nambu, Black hole formation in the grazing collision of high-energy particles, Phys. Rev. D 67, 24009 (2003)
- [26] C. Harris, M. Palmer, M. Parker, et al., Exploring higher dimensional black holes at the Large Hadron Collider, JHEP 05, 053 (2005)