

平成 2 5 年度修士学位論文
LHC-ATLAS 実験における
ボトムクォークジェットのエネルギー系統誤差の研究

京都大学大学院理学研究科
物理学第二教室 物理学宇宙物理学専攻
高エネルギー物理学研究室

加茂 直之

2014 年 3 月 14 日

Large Hadron Collider (LHC) は CERN に設置された世界最高エネルギーの陽子衝突型加速器である。LHC の 2012 年での運転状況は重心系エネルギー 8 TeV、最大瞬間ルミノシティ $0.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、バンチ衝突頻度 20 MHz である。取得した積分ルミノシティは約 30 fb^{-1} である。現在は LHC はアップグレードのため運転を中止しており、2015 年から重心系エネルギー 14 TeV、最大瞬間ルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、バンチ衝突頻度 40 MHz で再開される予定である。

ALTA S は LHC の衝突点の一つに設置された汎用検出器で、陽子衝突によって生成された粒子を検出することによる新粒子の直接検出や、標準理論を超えた物理の検証を目的としている。2012 年の 7 月、ATLAS 実験、CMS 実験の両実験は LHC の一つの目的であったヒッグス粒子を発見した。

ヒッグス粒子の崩壊事象は現在までのところ、ボソンへの崩壊のみが発見されており、フェルミオンモードは見つかっていない(タウ粒子、反タウ粒子対への崩壊は 4.1 で観測されている)。フェルミオンとヒッグス粒子の結合定数は湯川結合定数とよばれ、フェルミオンの質量と比例することが知られている。この性質を確かめることは、現在発見されている粒子が標準理論で予想されているヒッグス粒子であることの傍証となる。このためフェルミオンモードの発見は ATLAS 実験の次なる課題と言える。

強い相互作用を媒介するグルーオンは自己相互作用を持つことが知られており、クォークは近距離では弱結合、遠距離では強結合になる漸近的自由性とよばれる性質を持つ。このことはクォーク同士間の距離が離れるほどエネルギーが増大することを意味し、ある一定距離を離れるとクォーク対を生成するほうがエネルギー的に得になる。このためクォークは単独の粒子としては観測されない。これをクォークの閉じ込めという。

高エネルギーのクォークやグルーオンが生成した方向には大量のハドロンが検出される。これをジェットと呼ぶ。元のクォークやグルーオンのもつエネルギーを知るためにはジェットのエネルギーを測定する必要がある。

ヒッグス粒子の崩壊分岐比はボトムクォーク、反ボトムクォーク対への崩壊が 57.7 % とされており、大きな値をもつ。しかし終状態が 2 つのクォークによるジェットなので、QCD 背景事象との区別をするためにヒッグスの W/Z の随伴モードを使う必要があり、ベクターボソンがレプトンに崩壊する事象を利用するため、全断面積から比べると、最終的な断面積が 2 桁以上小さくなる。さらに、ボトムクォークに伴うジェットのエネルギー分解能の悪さがこのモードの発見を困難にしており、現在までのところ発見に至っていない。

そこで私はボトムクォーク起源のジェットに着目し、このエネルギーの分解能の向上を目的とした研究を行った。そのために本研究では 2012 年の ATLAS 実験のデータを使用し、ボトムクォーク起源のジェットのエネルギー系統誤差を見積もっている。

一般にハドロンは電子や光子に比べて、カロリメータで可視化されるエネルギーの割合が小さい。カロリメータのエネルギー較正は基本的には電磁スケールで行われて

いるため、カロリメータで測定された情報を元に再構成されたジェットのエネルギーは実際のエネルギーよりも小さく見積もられる。このため元のジェットのエネルギーを正しく測定するには補正が必要である。基本的にジェットの真のエネルギーは不可知であるため、エネルギー較正にはモンテカルロシミュレーション (MC) を利用した方法をとる。

エネルギー較正の方法はまず、MC を用いてジェット事象を生成し、シミュレーション内部の粒子情報を使って得られた真の粒子のエネルギーから計算したジェットを再構成する。そして、このジェットの真のエネルギーと、検出器シミュレーションによるカロリメータの情報をもとに再構成したジェットのエネルギーとを比較することで、エネルギーの補正係数を得ることができる。

しかし、MC を使って再構成されたジェットのエネルギーは、使用した事象生成モデルのパートン分布関数や破碎関数の違い、ハドロンシャワーモデル、検出器の不感物質の見積もりなどによって差異が生じる。この差異はジェットのエネルギー較正手法そのものに由来したもので、系統誤差として物理結果に取り込む必要がある。

またジェットに対して、ボトムクォーク起源であることを要求した場合はこの系統誤差の値に各パートンの平均をとったものからの差異が生じる。ジェットのエネルギー較正はジェットのフレーバーを指定せずに行われるため、ジェットに対して測定された系統誤差に対する、ボトムクォーク起源のジェットを要求した場合の付加的な系統誤差として、この差を評価する必要がある。本研究ではこの系統誤差を見積もり、その結果 3-4% 程度と評価した。

MC によるジェット事象の生成は、QCD 相互作用のあるモデルによる近似にすぎないため、現実のジェットのエネルギーを反映する保証はない。このため MC によって再構成されたジェットのエネルギーと 2012 年の ATLAS 実験で得られた実データを使用して再構成されたジェットのエネルギーを比較し、この検証を行った。

実データにおける解析では、 Z ボソンを伴うジェット事象を用い、 Z ボソンが 2 つの電子に崩壊する事象を利用した。 Z ボソンとジェットは横方向空間で反対方向に検出されるため、これらの横運動量は等しくなる。2 つの電子から Z ボソンを再構成することで、 Z ボソンの横運動量を精度よく知ることができるため、これをジェットの真の横運動量として比較することができる。 Z ボソンとジェットの横運動量の比を、ジェットのエネルギー応答とし、これを MC と実データとの間で比較を行う。この方法により、ボトムクォーク起源のジェットを要求した場合の付加的な系統誤差を 0-2% 程度と見積もった。

目次

概要	1
第 1 章 LHC-ATLAS 実験	9
1.1 LHC 加速器	9
1.1.1 加速装置	9
1.1.2 LHC のデザインパラメータと運転状況	10
1.1.3 LHC における実験プロジェクト	10
1.2 ATLAS 実験が目標とする物理	13
1.3 ATLAS 検出器	16
1.3.1 ATLAS 検出器で使用される座標系	17
1.3.2 磁石システム	18
1.3.3 内部飛跡検出器	19
1.3.4 カロリメータ	23
1.3.5 μ 粒子検出器	27
1.3.6 トリガーシステム	29
第 2 章 ジェットの物理	32
2.1 ジェットの生成	32
2.1.1 クォークの閉じ込めとジェット	32
2.1.2 ハドロンシャワーの物理	36
2.2 ジェットの再構成	37
2.2.1 トポロジカルクラスターアルゴリズム	38
2.2.2 anti-kt アルゴリズム	39
2.3 ジェットのエネルギー較正	40
2.3.1 ジェットのエネルギー補正関数	40
2.3.2 パイルアップ補正	45
2.3.3 Global Sequential Calibration	49
2.3.4 実データによるエネルギー較正	51
第 3 章 ボトムクォーク起源のジェットのエネルギー系統誤差の解析	52

3.1	解析の概要	52
3.1.1	ジェットのエネルギー系統誤差測定のための目的	52
3.1.2	2011年のb-ジェットの測定状況	53
3.2	b-ジェットの同定	55
3.3	シミュレーションを用いた系統誤差の評価	57
3.3.1	解析方法と事象選択	58
3.3.2	シミュレーションにおけるジェットのフレーバーの識別	59
3.3.3	ジェットエネルギーのフレーバーに対する依存性	60
3.3.4	シミュレーションによる系統誤差の評価	62
3.4	実データを用いた系統誤差の評価	63
3.4.1	解析方法と事象選択	63
3.4.2	反対方向事象への横運動量応答関数の外挿	67
3.4.3	実データによる系統誤差の評価	67
3.5	考察と今後の課題	68
3.5.1	2011年のMCシミュレーションを用いたb-ジェットのエネルギー系統誤差との比較	68
3.5.2	MCシミュレーションにおけるジェットの横運動量分解能のフレーバー依存性	70
3.5.3	セミレプトニック崩壊に対する考察	71
3.5.4	ジェットの応答関数へのGSCの影響	74
第4章	結論	76
付録A	本研究におけるガウシアンフィッティング	78
参考文献		80
謝辞		83

目次

1.1	LHC 加速器の概略図	9
1.2	2011 年、2012 年のパイルアップ数の分布	11
1.3	瞬間ルミノシティの推移	12
1.4	積分ルミノシティの推移	12
1.5	ヒッグス粒子の生成モードのダイアグラム	14
1.6	ヒッグス粒子の質量に対する生成断面積の質量依存性	14
1.7	ヒッグス粒子の崩壊分岐比の質量依存性	15
1.8	ヒッグス粒子の各チャンネルの反応断面積の質量依存性	15
1.9	ATLAS 検出器の全体図	16
1.10	粒子検出の概念図	17
1.11	ATLAS 検出器で使用される磁石の概略図	18
1.12	トロイド磁場の $x-y$ 平面における磁場分布	19
1.13	トロイド磁場の磁場強度の η 依存性	19
1.14	内部飛跡検出器の全体図	20
1.15	内部飛跡検出器の 1/4 の断面図	20
1.16	Pixel 検出器のモジュール	21
1.17	SCT のモジュール	22
1.18	エンドキャップ部の TRT の模式図	23
1.19	カロリメータの全体図	23
1.20	EM の構造	25
1.21	Tile モジュールの構造	25
1.22	Tile モジュールの配置図	26
1.23	HEC の $R-\phi$ 方向、 $R-z$ 方向からみた模式図	27
1.24	FCal の配置図	27
1.25	μ 粒子検出器の全体図と 1/4 の断面図	28
1.26	MDT の構造	29
1.27	ATLAS 実験におけるトリガーの流れ	30
2.1	ジェットの生成過程の模式図	33

2.2	ジェットの横運動量毎の生成断面積の実データと MC による比較	34
2.3	QCD 背景事象の最低次のダイアグラムの例	34
2.4	パートン分布関数	35
2.5	陽子 (反) 陽子衝突の各反応事象の反応断面積	35
2.6	ハドロンシャワーの概念図	36
2.7	トポロジカルクラスターの模式図	38
2.8	ノイズの η 分布	39
2.9	anti-kt アルゴリズムの手順	41
2.10	ジェット再構成アルゴリズムの比較	41
2.11	ジェットのエネルギー補正関数	42
2.12	カロリメータにおけるクラスターの奥行き方向のセルのエネルギー濃度分布	43
2.13	クラスターが π^0 中間子由来のものである確率分布	44
2.14	純粋なハドロンシャワーによるセルエネルギーの重み分布	45
2.15	パイルアップ数に対する truth ジェットと reco ジェットの横運動量の比とジェットのエネルギー分解能の依存性	46
2.16	バレル部 LAr での両極性パルス	46
2.17	ジェットの平均横運動量 p_T の N_{PV} 、 μ に対する依存性	47
2.18	N_{PV} 、 $\langle \mu \rangle$ に対するジェットの横運動量 p_T 依存性の $ \eta $ 分布	49
2.19	Jet Vertex Fraction の概念図	49
2.20	Global Sequential Calibration の概念図	50
2.21	光子または Z ボソンを伴うジェット事象の最低次のダイアグラム	51
3.1	B 中間子のセミレプトニック崩壊のダイアグラム	54
3.2	2011 年での MC を用いた b-ジェットの系統誤差の評価結果	55
3.3	ボトムクォーク生成事象のダイアグラムの例	55
3.4	b-ジェットと 2 次崩壊点の模式図	57
3.5	1 次衝突点、B-ハドロンによる崩壊点、D-ハドロンによる崩壊点を結ぶ直線フィットの模式図	57
3.6	light-ジェット、c-ジェットの排除効率を b-ジェットの同定効率に対する関数として示したグラフ	57
3.7	ジェットの横運動量に対する同定効率の系統誤差を横運動量の関数として示したグラフ	58
3.8	$p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{truth}}$ のヒストグラムに対するフィッティングの様相	60
3.9	PYTHIA8 を用いて求めたジェットの各フレーバー毎の横運動量関数	61
3.10	HERWIG++ を用いて求めたジェットの各フレーバー毎の横運動量応答関数	62
3.11	PYTHIA8、HERWIG++ を用いて求めたジェットに含まれる平均飛跡数を横運動量の関数として示したグラフ	63

3.12	各 MC サンプル毎の inclusive ジェット、b-ジェットの横運動量応答関数	64
3.13	b-ジェットを要求した時の inclusive ジェットに対する付加的な横運動量の系統誤差の MC シミュレーションによる評価	65
3.14	Z ボソンを伴うジェット事象を利用した手法の模式図	66
3.15	各サンプルでの p_T^{ref} とジェット p_T の比のグラフ	67
3.16	inclusive ジェットと b-ジェットの各サンプル毎の横運動量応答関数	68
3.17	b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する横運動量の付加的な系統誤差の実データによる評価	69
3.18	2011 年、2012 年での MC サンプルを使用した、b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する横運動量の付加的な系統誤差。	70
3.19	PYTHIA8 を用いて測定されたジェットの各フレーバー毎の横運動量分解能	72
3.20	b-ジェットの横運動量応答関数と inclusive ジェットの横運動量応答関数の比のグラフ	73
3.21	グルーオン 2 つの始状態から 2 つのジェットが生成する事象	74
3.22	Z ボソンを伴うジェット事象の 1 次のダイアグラム	75
A.1	ガウシアンが平均が 1、標準偏差が 0.4、 p_T 領域が 10-20GeV で、 p_T カット値は 10GeV での関数の形状	79

表目次

1.1	各加速器パラメータの設計値と 2013 年までの運転での到達値	11
1.2	内部飛跡検出器の各方向位置分解	21
1.3	カロリメータのエネルギー要求分解能とテスト時の分解能	24
1.4	各検出器の位置分解能、時間分解能、チェンバー数、チャンネル数	28
2.1	物質毎の相互作用長と放射長、および密度	36
3.1	シミュレーションを用いた系統誤差の解析における事象選択	59
3.2	実データを用いた系統誤差の解析における事象選択	66
3.3	2011 年と 2012 年における MC を用いた b-ジェットの系統誤差の結果	70

第 1 章

LHC-ATLAS 実験

1.1 LHC 加速器

LHC (Large Hadron Collider) はスイスとフランスの国境付近にある CERN (欧州原子核研究機構) の地下 100 m に建設された周長 27 km の世界最大重心エネルギーの陽子衝突型シンクロトロン加速器である。概略図を図 1.1 に示す。LHC は 2010 年 3 月 30 日に重心系エネルギー 7 TeV で運転を開始した。

1.1.1 加速装置

陽子は電子のおよそ 1836 倍の重さを持つ。荷電粒子は加速器中で磁場によって曲げられるとシンクロトロン放射のためエネルギーを失う。そのエネルギー損失は質量の 4 乗に反比例するため、電子を加速させる場合に比べ高いエネルギーまで加速させることができる。

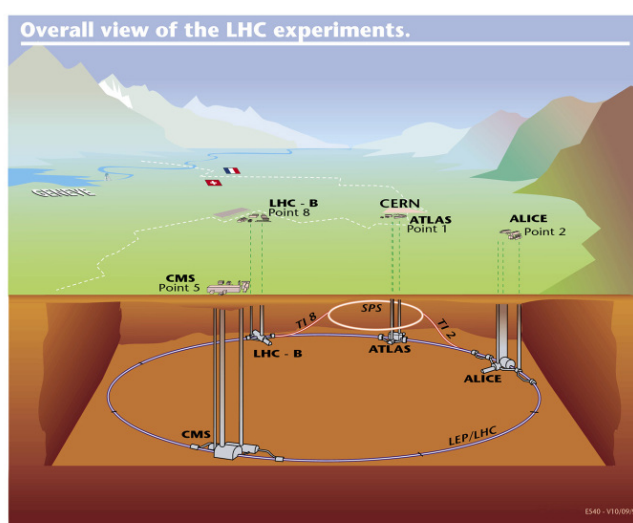


図 1.1 LHC 加速器の概略図。LHC の衝突点は 4 つあり、それぞれで実験が行われている。[1]

シンクロトロン加速器は磁場の強さと加速電場の周期を変えていくことで円形軌道の半径を一定に保ちつつ粒子を加速する装置である。シンクロトロンの構成は主にビームの軌道を保つ偏向磁石、ビームを収束させる四重極磁石、ビームを加速させる高周波加速器空洞、ビームの入出射装置からなる。

通常高エネルギー物理学実験での粒子加速は、複数の加速器を用いて段階的に加速を行っており、LHC では次のような手順をとる。

最初にデュオプラズマトロンイオン源^{*1}によって水素ガスから取り出した陽子を 100 keV まで加速し、高周波四重極加速管 (RFQ) を使って四重極電場によって収束しながら 750 keV まで加速する。次に線形加速器 Linac2 によって 50 MeV まで加速され、Proton Synchrotron Booster (PSB) Proton Synchrotron (PS) Super Proton Synchrotron (SPS) と順に半径の大きいシンクロトロン加速器に運び、最終的に LHC で最大エネルギーの 7 TeV まで加速する。

LHC では 2 本の高エネルギー陽子ビームを旋回、収束させる必要があり、総数で 10000 台近い超伝導磁石を使用する。中心磁場は 8.3 T である。この超伝導を保つために液体ヘリウムによって温度を 1.9 K に保っている。またビームパイプ内は 1×10^{-13} atm の超高真空に保たれている。

1.1.2 LHC のデザインパラメータと運転状況

LHC は 2008 年に完成し、2010 年から重心系エネルギー 7 TeV で運転を開始、2012 年には 8 TeV での運転を行った。現在は長期シャットダウンに入っており、衝突エネルギーを 13 TeV にあげるための改修作業を行っている。運転再開は 2015 年春を予定している。

表 1.1 に LHC のデザインパラメータと 2012 年の運転状況を示す。特にバンチ^{*2}あたりの陽子数やエミッタンス^{*3}については設計値よりも良い性能を達成している。LHC のパイルアップ数^{*4}は平均で 20.7 と元々のデザイン値 24 と同等の数まで到達している。パイルアップによってカロリメータのエネルギー分解能やトラックの再構成の精度が悪くなるため対策が必要となる。図 1.2 に 2011 年、2012 年のパイルアップ数分布を示す。図 1.3 に瞬間ルミノシティ^{*5}、図 1.4 に積分ルミノシティの推移を示す。

1.1.3 LHC における実験プロジェクト

LHC の 4 つの衝突点それぞれに検出器が設置され、目的とする物理に応じて 6 つの実験が行われている。

*1 水素ガスを金属シリンダーの中に入れ電場をかけプラズマ化して陽子を取り出す装置。

*2 バンチは陽子のかたまりのこと。

*3 エミッタンスは位相空間上で粒子が占める面積を π で割ったもの。リウヴィルの定理からエミッタンスは保存するのでエネルギーによらないビームの品質を示すパラメータとして使われる。

*4 パイルアップ数は一度のバンチ衝突でおきる相互作用の数。

*5 ルミノシティは衝突型加速器の基本パラメータの一つ。物理事象の起こりやすさの指標である反応断面積を $\sigma[\text{cm}^2]$ 、単位時間あたりの事象数を $R[\text{s}^{-1}]$ とするとルミノシティ $L[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ は $L=R/\sigma$ と表すことができる。

表 1.1 各加速器パラメータの設計値と 2013 年までの運転での到達値 [3]

	設計値	到達値
重心系エネルギー [TeV]	7	4
バンチあたりの陽子数	1.2×10^{11}	1.6×10^{11}
バンチ間隔 [ns]	25	50
バンチ個数	2808	1380
エミッタンス [μm]	3.75	2.9
β^* [μm]	0.55	0.6
バンチサイズ (x,y) [μm]	16.7	34
バンチの長さ (z) [cm]	7.55	8.7
衝突角度 [μrad]	285	240
ルミノシティ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.0×10^{34}	7.7×10^{33}
バンチあたりのルミノシティ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	3.6×10^{30}	5.5×10^{30}
ビームエネルギー [MJ]	362	120
パイルアップ数	24	20.7

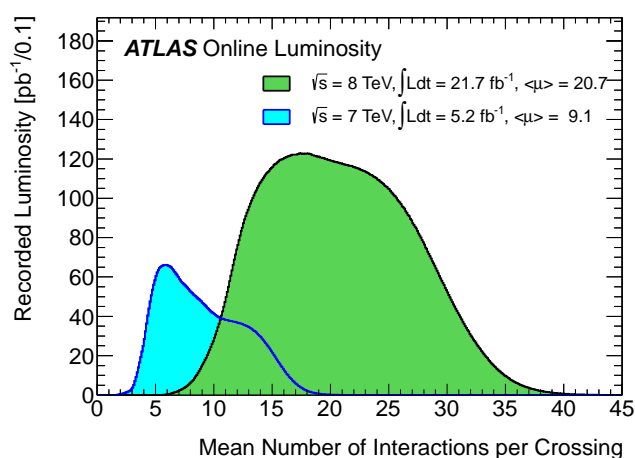


図 1.2 2011 年、2012 年のパイルアップ数の分布。2011 年は平均 9.1、2012 年は平均 20.7 のパイルアップが観測された。[4]

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 実験
陽子陽子衝突によって生成された粒子を検出し、新粒子の直接検出や素粒子標準理論を超えた物理の検証を主な目的とする実験。ソレノイド磁石とトロイド磁石を組み合わせたハイブリッドマグネットシステムが特徴。詳細は後述する。
- CMS (Compact Muon Solenoid) 実験
ATLAS 実験と同様に陽子陽子衝突によって生成された粒子を検出する実験。CMS 検出器

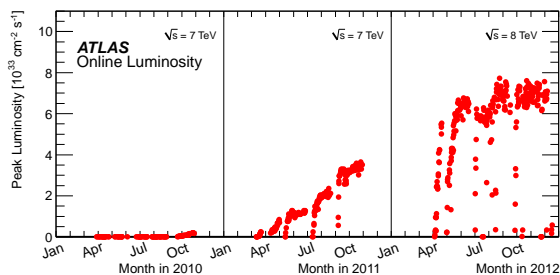


図 1.3 瞬間ルミノシティの推移。瞬間最高ルミノシティは 2010 年は $2.1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、2011 年は $3.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、2012 年は $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ をそれぞれの年の運転で達成している。[4]

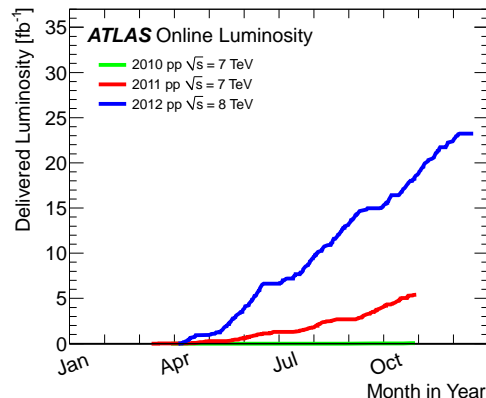


図 1.4 積分ルミノシティの推移。積分ルミノシティは 2010 年は 45 pb^{-1} 、2011 年は 5.2 fb^{-1} 、2012 年は 27.03 fb^{-1} のデータ量がそれぞれの年の運転で供給されている。[4]

は ATLAS 検出器とは LHC リングの反対側の衝突点に設置されている。CMS 検出器は長さ 21.6 m、高さ 15 m で ATLAS 検出器と比べると小型の検出器だが重量は 12.500 t と重く、4 T のソレノイド磁石、 PbWO_4 シンチレータを使った全吸収型電磁カロリメータなどいくつかの点で異なる思想の元に設計された。

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験

ALICE 実験は陽子陽子衝突と平行して行われる鉛-鉛、及び鉛-陽子衝突によって生成した粒子を検出する実験である。宇宙開闢後 10 μsec 間における高温高密度状態で存在したとされるクォーク・グルーオン・プラズマ相を生成することで、その物性を調べることが目的である。最大重心系エネルギー 5.5 TeV で鉛鉛衝突実験をする予定で、LHC は現在までに重心系エネルギー 2.76 TeV までの衝突を達成している。

- LHCb (LHC-beauty) 実験

陽子陽子衝突によって生成されたボトムクォークを含む粒子 (B 中間子) やチャームクォークを含む粒子 (D 中間子) の崩壊事象などを観測する実験である。B 中間子、D 中間子の崩壊による CP 対称性の破れの測定やこれらの崩壊に寄与する新粒子の発見などを目的とする。

- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) 実験

陽子衝突全断面積の測定や大きな運動量移行を伴う弾性散乱への理解などを目的としている。光学定理の理論に基づきルミノシティに非依存で全断面積が測定可能。CMS 検出器と同じ衝突点で生成した粒子を検出し、CMS のデータ収集システムとの連携が可能になっている。

- LHCf (LHC-forward) 実験

ATLAS 検出器と同じ衝突点から生成し、超前方に飛んだ光子や中性子を測定し、最高エネ

ルギー宇宙線領域などでのハドロン相互作用モデルの検証を行う。

1.2 ATLAS 実験が目標とする物理

ATLAS 実験の主な目的は

- ヒッグス粒子の発見
- 超対称性粒子の発見
- 標準理論の精密検証
- 余剰次元の探索

があげられる。本節では特にヒッグス粒子について述べる。

ヒッグス粒子は 2012 年の 7 月に ATLAS、CMS によって発見されているため、現在はヒッグス粒子の性質の研究に重心が移っている。

ヒッグス粒子は以下の 4 つのモードで生成する。なお、生成断面積については重心系エネルギー 8 TeV、ヒッグスの粒子の質量 125 GeV での値を示している。

- $gg \rightarrow H$ (gluon gluon fusion、ggF): ~ 30 pb
グルーオンの質量は 0 なのでヒッグス粒子とは結合しないが、トップクォークを介することでヒッグス粒子が生成される。最も生成断面積の大きい過程だが、ヒッグス粒子以外に大きな横運動量をもつ粒子が生成しないため、背景事象と区別が難しい (図 1.5(a))。
- $qq \rightarrow qqH$ (vector boson fusion、VBF): ~ 5 pb
クォークから放射されるベクターボソンが結合してヒッグス粒子が生成される過程で 2 番目に大きな生成断面積をもつ。前方に 2 つのクォークによるジェットが観測されるため背景事象との区別が可能である (図 1.5(b))。
- $qq \rightarrow (W/Z)H$ (W/Z associate production、 $(W/Z)H$): ~ 3 pb
クォークと反クォーク対の対消滅で生成したベクターボソンの (W/Z) からの制動放射でヒッグス粒子が生成される。 (W/Z) の崩壊によるレプトンをタグすることで背景事象との区別が可能である (図 1.5(c))。
- $qq/gg \rightarrow ttH$ ($t\bar{t}$ fusion、 ttH): ~ 0.5 pb
グルーオンから対生成したトップクォークが結合してヒッグス粒子が生成される。トップクォークの崩壊によってボトムクォークと W ボソンが生成される特徴的な信号が得られるため背景事象との区別が可能である (図 1.5(d))。

図 1.5 にヒッグス粒子の生成モードのダイアグラム、図 1.6 に生成断面積の質量依存性を示す。

ATLAS 実験では主に以下のヒッグス粒子の崩壊モードが研究されている。

- $H \rightarrow \gamma\gamma$: $\sim 0.2\%$ @ $m_H = 125$ GeV
- $H \rightarrow ZZ^*$: $\sim 3\%$ @ $m_H = 125$ GeV

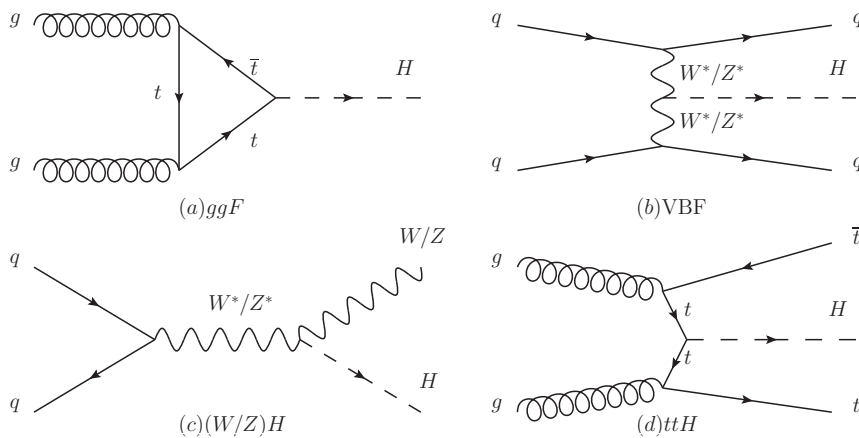


図 1.5 ヒッグス粒子の生成モードのダイアグラム

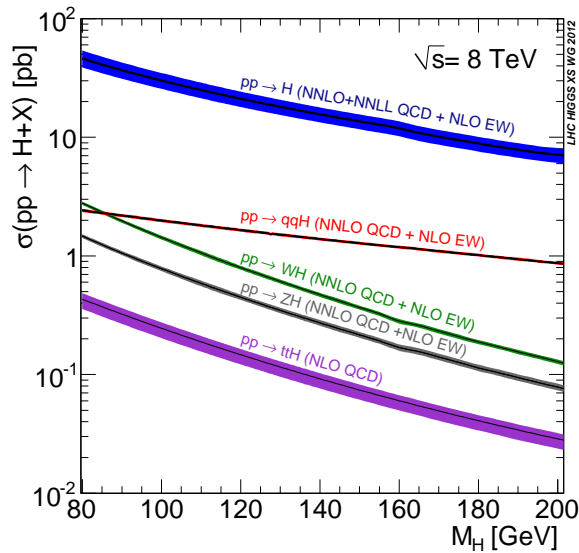


図 1.6 ヒッグス粒子の質量に対する各モードの生成断面積の質量依存性。一番上の青いラインはすべてのモードの生成断面積の和である。[5]

- $H \rightarrow WW^*$: $\sim 22\%$ @ $m_H = 125$ GeV
- $H \rightarrow bb$: $\sim 58\%$ @ $m_H = 125$ GeV
- $H \rightarrow \tau\tau$: $\sim 6\%$ @ $m_H = 125$ GeV

図 1.7 にヒッグス粒子の崩壊分岐比の質量依存性、図 1.8 にヒッグス粒子の各チャンネルの反応断面積の質量依存性を示す。

このうち $H \rightarrow \gamma\gamma$ と $H \rightarrow ZZ^*$ は終状態に欠損質量がなく、終状態の粒子の同定が容易であるため、再構成されたヒッグス粒子の質量分解能が良く、ヒッグス粒子の発見に大きく寄与した。 $H \rightarrow ZZ^*$ は角度分布からスピン、パリティを測定することができ、現状では信頼水準 97.8% で

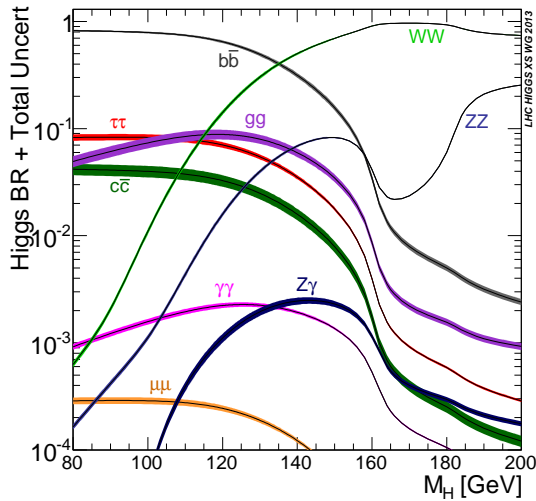


図 1.7 ヒッグス粒子の各モードの崩壊分岐比の質量依存性。ヒッグス粒子の質量が大きい場合は 2 つのベクターボソンに崩壊する事象が支配的になり、フェルミオン対への崩壊事象の検出は困難になる。[5]

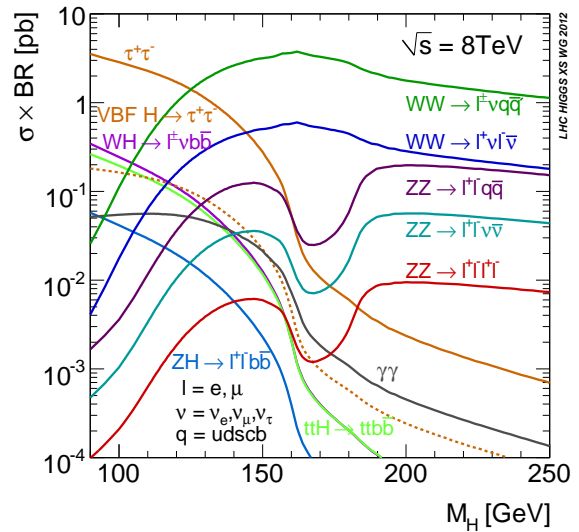


図 1.8 ヒッグス粒子の各チャンネルの反応断面積の質量依存性（生成断面積 × 崩壊分岐比）、解析で使用されるチャンネルについて示している。[5]

0^- , 1^+ , 2^+ が棄却されている [7]。これをもって、発見された粒子がヒッグス粒子である（標準理論の唯一のヒッグスがどうかは断定していないが、少なくともヒッグス粒子の一つである）と宣言されることになった。

ヒッグス粒子とフェルミオンとの結合定数は湯川結合定数と呼ばれ、

$$g_{fH} = \frac{m_f}{v} \quad (1.1)$$

のように与えられる。ただし、 m_f はフェルミオンの質量、 v はヒッグス粒子の真空期待値である。湯川結合定数はフェルミオンの質量に比例するため、この性質を確かめることで標準理論の検証が可能である。湯川結合定数を測るには $gg \rightarrow H$ 、 $qq/gg \rightarrow ttH$ でのトップクォークによるヒッグス粒子の生成、または $H \rightarrow bb$ 、 $H \rightarrow \tau\tau$ のフェルミオンへの崩壊モードを利用する方法が考えられる。このうち $H \rightarrow \tau\tau$ のモードは 2013 年 11 月、 4.1σ で検出されている [8]。

$H \rightarrow bb$ の崩壊分岐比はヒッグス粒子の質量が 125 GeV の場合には 57.7% と非常に大きいですが、終状態に 2 つのクォークしか存在しないため、QCD 背景事象との区別が難しい。QCD 背景事象との区別をするために $qq \rightarrow (W/Z)H$ の生成モードでベクターボソンがレプトンに崩壊する事象を利用する。このため全断面積と比較すると、最終的な断面積は 2 桁以上小さくなる。さらにボトムクォークのエネルギー測定は分解能が悪いため、この崩壊モードは現在までのところ発見に至っていない。

そこで私はボトムクォーク起源のジェットに着目し、このエネルギーの分解能の向上を目的とした研究を行った。そのために本研究では 2012 年の ATLAS 実験のデータを使用し、ボトムクォー

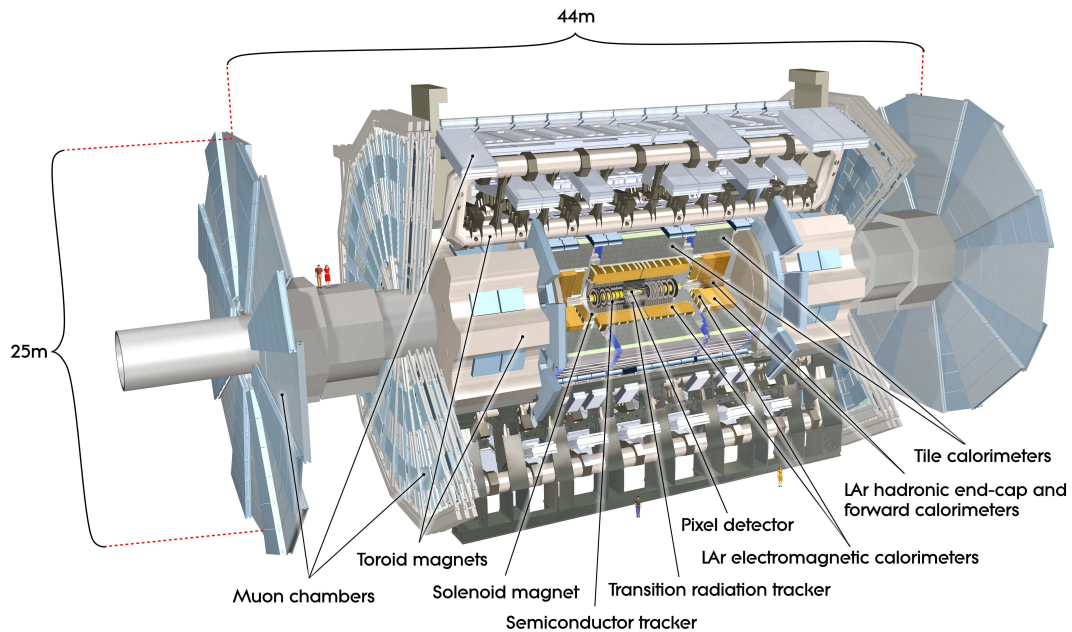


図 1.9 ATLAS 検出器の全体図 [9]

ク起源のジェットのエネルギー系統誤差を見積もった。系統誤差はモンテカルロシミュレーションによって測定し、また実データを用いてその結果の検証を行った。

1.3 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC のビームライン上に設置された大型汎用粒子検出器である。直径 22 m、長さ 44 m の円筒形をしており総重量は 7000 t、総読み出しチャンネルは 1 億 6 千万である。図 1.9 に ATLAS 検出器の全体図を示す。

ATLAS 検出器は LHC の高いルミノシティにおいても粒子のエネルギーと位置を精度良く測定する必要がある。また物理からの要請で、例えばヒッグス粒子の崩壊によって生成される τ 粒子やボトムクォークを同定するためには飛跡や 2 次崩壊点の位置を精密に測定する必要がある（ボトムクォークの同定については 3.2 節で述べる）。

このような点を考慮し ATLAS 検出器は以下のような性質を満たすように設計されている。

- LHC の高いルミノシティに耐えられるような高速で放射線耐性のあるエレクトロニクスと十分に細分化されたチャンネル（グラニュラリティ）をもつ
- 生成した粒子を逃すことなく検出するために、全立体角の大部分を覆っている
- 高い運動量分解能と位置分解能で飛跡を検出できる
- カロリーメータがほぼ全立体角を覆い、高いグラニュラリティによって精度よく光子、電子、ジェットを再構成できる

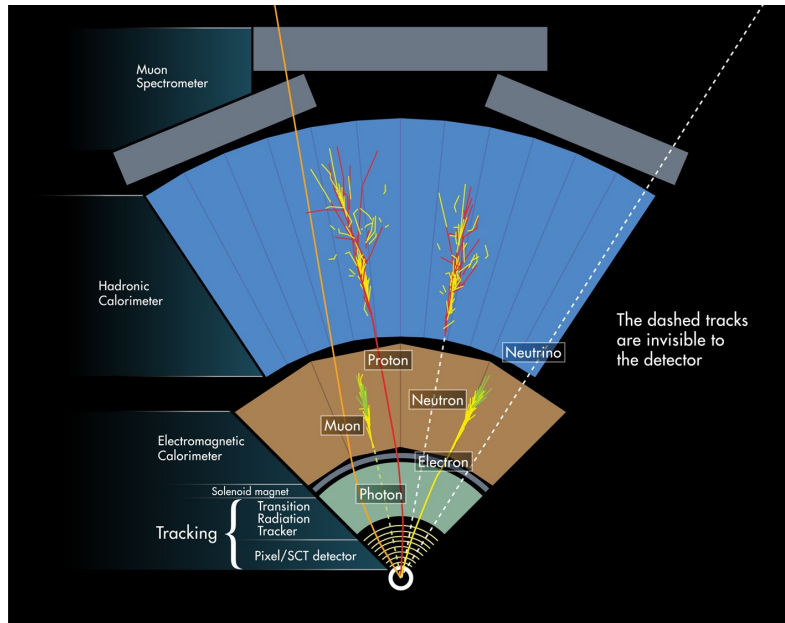


図 1.10 粒子検出の概念図。内側からシリコン飛跡検出器、ガス増幅飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、 μ 粒子検出器。粒子の種類によって検出される層が異なるため、検出された層によって粒子の識別ができる。[1]

- μ 粒子を広範囲の運動量で検出できる
- トリガーによって不必要なバックグラウンド事象を効率よく落とすことができる

ATLAS 検出器は内部飛跡検出器、カロリメータ、 μ 粒子検出器から構成され、これにソレノイド磁石、トロイド磁石を用いて磁場をかけることで荷電粒子の飛跡から運動量の測定を行っている。図 1.10 に ATLAS 検出器の粒子検出の概念図を示す。

1.3.1 ATLAS 検出器で使用される座標系

ATLAS では原点を検出器中心に取り、 x 軸を LHC リングの中心方向、 y 軸を検出器の天頂方向、 z 軸をビーム軸方向に取る。

また座標として動径方向 R 、 $y-z$ 平面上でビーム軸となす角 θ 、方位角 ϕ を用いた円筒座標系も用いる。ただし θ 方向を表すのに偽ラピディティ^{*6} $\eta \equiv -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$ を使用する。検出器上での位置の差を表すパラメータを $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ と定義する。

^{*6} 高エネルギー衝突反応では Z 軸方向にブーストされるため、終状態粒子の角度分布は $dN/d\eta$ がほぼ一定になることが知られている。高エネルギーの粒子では $E \sim p$ なので、ラピディティ η は近似的に粒子質量、運動量に依存しない偽ラピディティで表すことができる。

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_Z}{1 - \beta_Z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z} \right) \sim \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right) = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

ただし、添字の z はビーム軸方向の成分を表す。

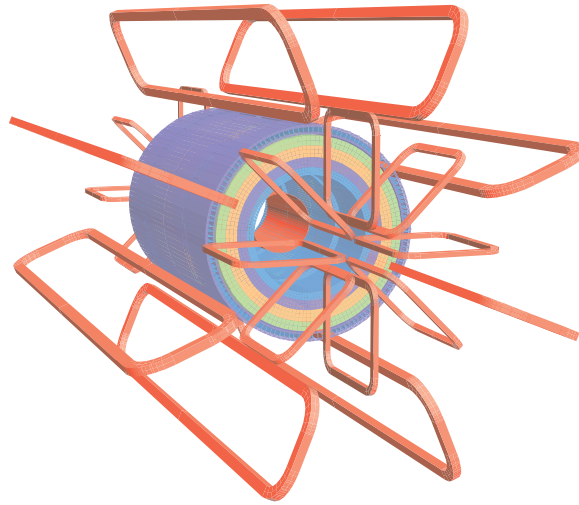


図 1.11 ATLAS 検出器で使用される磁石の概略図。ソレノイド磁石は飛跡検出器とカロリメータの間に設置され、トロイド磁石は ϕ 方向に 8 回対称に設置されている。[9]

また検出器の円筒部分をバレル、蓋部分をエンドキャップと呼び、さらにエンドキャップのうち $|\eta|$ の大きい前方領域をフォワードと呼ぶ。

陽子は複合粒子であるため反応後の粒子の z 軸方向の運動量の総和は一般に 0 にならないが、 x - y 平面への射影成分の運動量の総和は 0 になる^{*7}。このため物理的に重要なのは横運動量 $p_T \equiv p \sin\theta$ であり、生成した粒子情報の基本パラメータを (p_T, η, ϕ) の 3 つで表す。

1.3.2 磁石システム

ATLAS 検出器は検出器の中央にソレノイド磁石、バレル部と両サイドのエンドキャップそれぞれにトロイド磁石を使用し、計 4 つの超伝導磁石を使用する特徴的な構成をしている。図 1.11 にマグネットシステムの構成を示す。

超伝導ソレノイド磁石

ソレノイド磁石は内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間に設置されており、ビーム軸方向に約 2 T の磁場を発生させる。内部飛跡検出器で荷電粒子の曲率を測定することで運動量が得られる。磁石の形状は全長 5.8 m、直径約 2.4 m、厚さ 45 mm の円筒である。ソレノイド磁石は物質量を小さくするように設計されており約 0.66 放射長 (X_0) を実現している。これは光子が 2 つの電子に崩壊する量を減らし、またエネルギー損失を減らすことで、電磁カロリメータへの影響を小さくするためである。

^{*7} パートンが衝突前に持っていた横運動量や衝突前に放射したグルーオン (Initial State Radiation) の横運動量があるためあるパートン同士の衝突における横運動量の総和も厳密には 0 にならない。

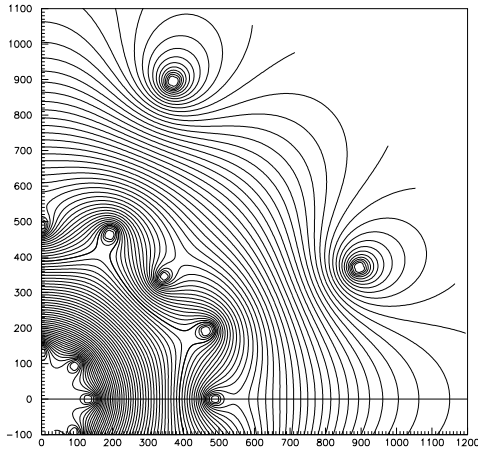


図 1.12 トロイド磁場の $x-y$ 平面における磁場分布 [9]

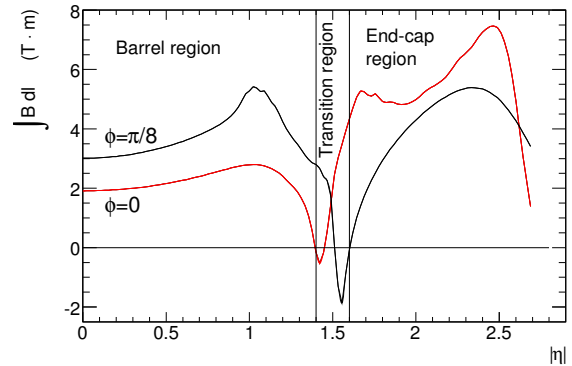


図 1.13 トロイド磁場の磁場強度の η 依存性 [9]

超伝導トロイド磁石

トロイド磁石はバレル部と両サイドのエンドキャップ部のそれぞれの μ 粒子検出器の領域におかれ、バレル部では約 0.5 T、エンドキャップ部では約 1.0 T の磁場を ϕ 方向に作る。それぞれの磁石は 8 個のコイルを用いて ϕ 方向に 8 回対称となるように設置されている。磁石の大きさはバレル部では長さ 25.3 m、エンドキャップ部では 5 m である。トロイド磁場によって内部飛跡検出器とは独立に μ 粒子の運動量を測定でき、またフォワードでも粒子の向きに対して磁場が垂直なので、ビームラインに近い μ 粒子に対して分解能が良いという強みを持つ。一方で、磁場の形状は図 1.12、1.13 に示すように位置依存性のある複雑な形状をしており、磁場分布を精密にコントロール・測定し、さらに検出器の設置位置を正確に把握（アライメント）する必要がある。

1.3.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は ATLAS 検出器の最内層に位置し、全長 6.2 m、直径 2.1 m である。 $\eta < 2.5$ の領域におかれている。内側からシリコンピクセル検出器 (Pixel)、シリコンストリップ検出器 (SCT)、遷移放射飛跡検出器 (TRT) の独立した 3 つの検出器から構成されている。図 1.14 に内部飛跡検出器の全体図と断面図を示す。ビーム軸方向の 2 T のソレノイド磁場によって ϕ 方向に飛跡を曲げ、その曲率を測定することで運動量を測定している。それぞれの位置分解能を表 1.2 に示す。

内部飛跡検出器は検出器の最内層に位置するため LHC の高いルミノシティにより飛跡密度が非常に高くなる。このため高い放射線耐性と飛跡密度に耐えうるだけのチャンネルの細分化が必要になる。また、多重散乱を抑えるためには物質量を低くする必要がある。

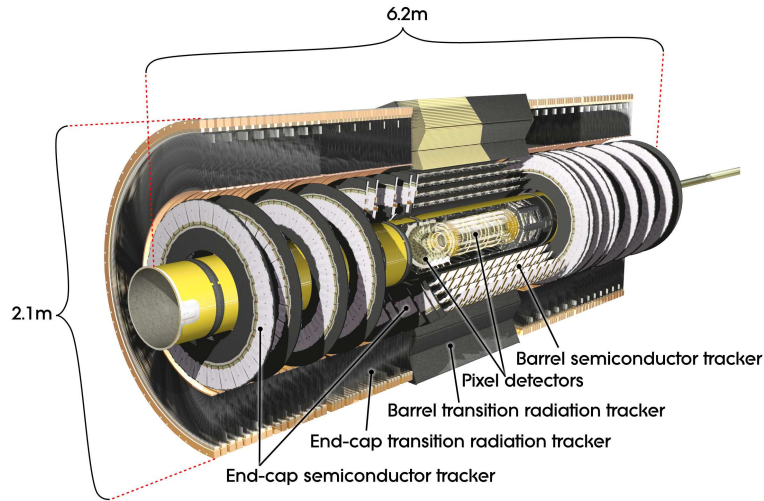


図 1.14 内部飛跡検出器の全体図。内側から Pixel、SCT、TRT が設置されている。[9]

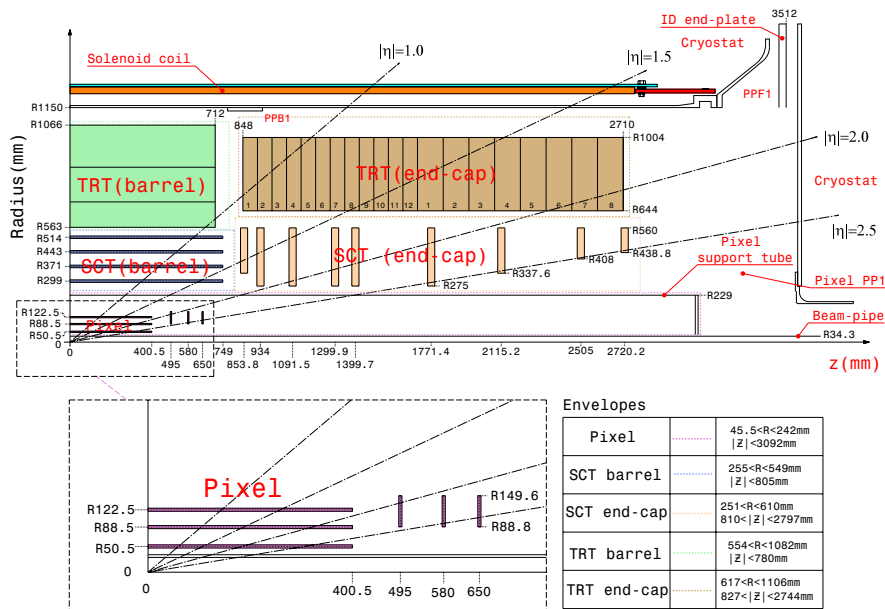


図 1.15 内部飛跡検出器の 1/4 の断面図。下は Pixel の拡大図。Pixel、SCT は $|\eta| < 0.25$ の領域、TRT は $|\eta| < 2.0$ の領域で検出ができる。[9]

表 1.2 内部飛跡検出器の各方向位置分解。TRT のドリフトチューブはビームと平行に設置されており $R-\phi$ 方向のみの位置分解能を持つ。[9]

	$R-\phi$ 方向分解能 [μm]	z 方向分解能 [μm]	R 方向分解能 [μm]
Pixel	10	115	115
SCT	17	580	580
TRT	130	-	-

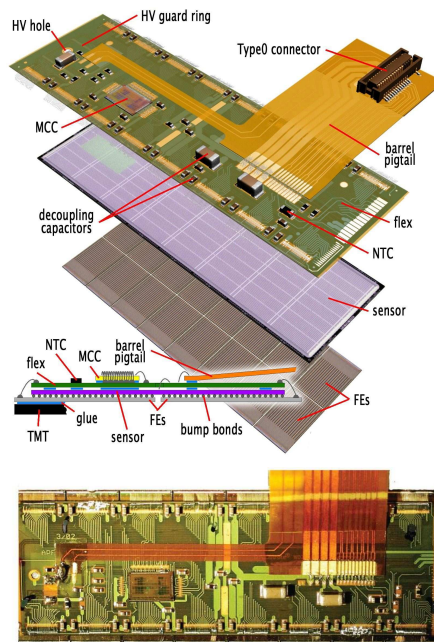


図 1.16 Pixel 検出器のモジュール。47,232 の大きさ $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ のピクセルに分割されていて、それぞれで信号を読み出すことができる。16 枚のフロントエンドチップはセンサーに直接とりつけられている。[9]

Pixel

Pixel は ATLAS 検出器の中で最も最内層の $R = 5 \text{ cm}$ の位置に設置されたシリコン半導体検出器である。Pixel では各センサーを $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ の領域にわけ、それぞれが独立に読み出し可能になっている。これにより高い位置分解能をもつ。バレル部にはビーム軸を中心とした円筒状に 3 層、エンドキャップ部には円盤状に 4 層並んでいる。モジュール数は 1744 で、一つのモジュールは図 1.16 に示すような構成をしておりピクセル数は 47,232 である。また 16 枚のフロントエンドチップはセンサーに直接とりつけられており、8 bit ADC で各 Pixel の電荷を読み出す。位置分解能は $r-\phi$ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 z 方向に $115 \mu\text{m}$ である。

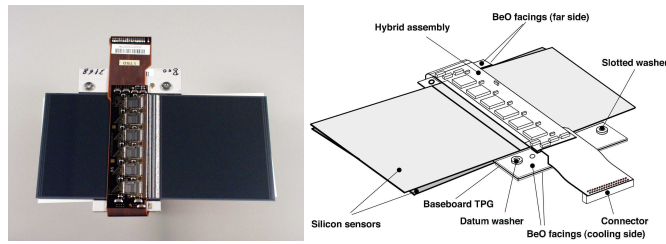


図 1.17 SCT のモジュール。二枚のシリコンウェハーからなり、一枚あたり 768 本のストリップを $80\ \mu\text{m}$ 間隔で並べている。[9]

SCT

SCT は Pixel と TRT の間に設置されたシリコン半導体検出器である。Pixel とは異なり、各センサーを細長い長方形の長さ $64\ \text{mm}$ ストリップに区分けしている。一つのモジュールは図 1.17 に示すように二枚のシリコンウェハーからなり、一枚あたり 768 本のストリップを $80\ \mu\text{m}$ 間隔で並べている。バレル部には円筒形状に 4 層で 2,112 モジュール、エンドキャップ部には 9 層ずつ両サイドに合わせて 1,976 モジュールが並べられている。二枚のウェハーは $40\ \text{mrad}$ 傾けることで 2 次元的な位置検出を可能にしている。

TRT

TRT は SCT の外側に設置された $|\eta| < 2.0$ をカバーするストロー型のガス増幅検出器である。バレル部にはビームと平行にストローチューブ 52,544 本を 73 層に、エンドキャップ部には動径方向に 122,880 本を 160 層に積み重ねている。図 1.18 に TRT の模式図を示す。各チューブは直径 $4\ \text{mm}$ 、長さ $40\text{-}150\ \text{cm}$ のカソードである筒の中にアノードとして $30\ \mu\text{m}$ の金メッキタングステンワイヤーを張っている。その中に Xe 70%、 CO_2 27%、 O_2 3% の混合ガスが $5\text{-}10\ \text{mbar}$ で封入されている。 CO_2 はクエンチャーの役割を持っている。アノードとカソード間には約 $1530\ \text{V}$ の電圧がかけられており、ガス増幅率は約 2.5×10^4 である。

TRT の特徴は、通常のガス増幅検出器としてだけでなく、遷移輻射と呼ばれる現象を利用し電子と荷電ハドロンとの区別ができることである。遷移輻射は相対論的粒子が非一様な誘電率または透磁率をもつ物質中を通過するときに X 線を出す現象である。このとき放射されるエネルギーは γ 因子に比例するため、ハドロンと比べ質量の小さい電子の同定を行うことができる。TRT では遷移輻射の放射源としてストローチューブの間に詰められたポリプロピレンおよびポリエチレンが使われており、Xe ガスが X 線を吸収する役割をもつ。TRT には二種類のスレッシュホールドが設けられており、一つ目は $0.2\ \text{keV}$ 程度で荷電粒子の電離損失によるシグナルを、二つ目は $6\ \text{keV}$ 程度で遷移輻射を識別するために使われる。

TRT の位置分解能は $130\ \mu\text{m}$ で、シリコン検出器と比べると分解能は落ちるが、多層であるため、トラッキングに用いる点を多く得られる。

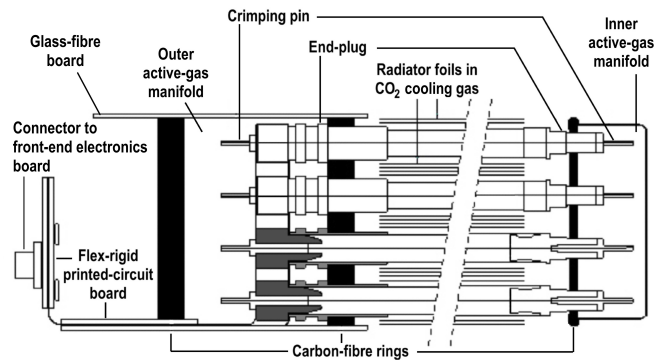


図 1.18 エンドキャップ部の TRT の模式図。プラスチック製の end-plug でストローを固定し、crimping pin でワイヤーをとめている。高電圧は front-end electronics から供給されている。[9]

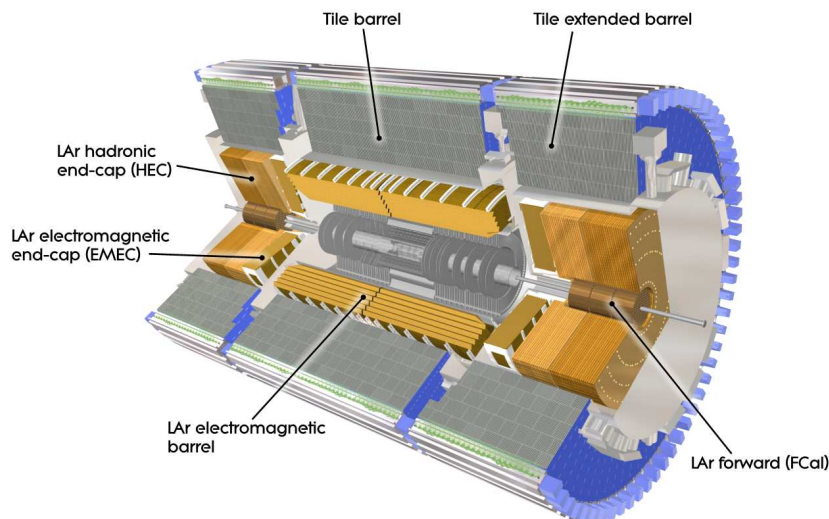


図 1.19 カロリーメータの全体図。内部飛跡検出器の外側に電磁カロリーメータ、更にその外側にハドロンカロリーメータが設置されている。[9]

1.3.4 カロリーメータ

カロリーメータの役割は電子、光子、ジェットなどのエネルギーと位置の測定である。

ATLAS 検出器のカロリーメータは LAr 電磁カロリーメータ (EM)、バレル部タイルハドロンカロリーメータ (Tile)、エンドキャップ部 LAr ハドロンカロリーメータ (HEC)、フォワード部 LAr カロリーメータ (FCal) の 4 種類で構成される。図 1.19 にカロリーメータの全体図を示す。また表 1.3 にカロリーメータの要求エネルギー分解能とテスト時の分解能を示す。なお、本研究で特に重要なハドロンシャワーの物理的側面については 2.1.2 項で述べる。

表 1.3 カロリメータのエネルギー要求分解能とテスト時の分解能。EM は電磁カロリメータ、Tile と HEC はバレル部、FCal はエンドキャップのハドロンカロリメータの分解能である。FCal の第一層は電磁カロリメータなので別に分解能を示す。テストは EM には電子ビーム、ハドロンカロリメータでは π^\pm ビームを使用している。[9]

	要求分解能	テスト時の分解能	カバー領域
EM	$\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\%$	$\frac{(10.1 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.2 \pm 1)\%$	$ \eta < 3.2$
FCal (第 1 層、EM)	-	$\frac{(28.5 \pm 1.0)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (3.5 \pm 0.1)\%$	$3.1 < \eta < 4.9$
Tile	$\frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$	$\frac{(56.4 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (5.5 \pm 0.1)\%$	$ \eta < 1.7$
HEC	$\frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$	$\frac{(70.6 \pm 1.5)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (5.8 \pm 0.2)\%$	$1.5 < \eta < 3.2$
FCal	$\frac{100\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 10\%$	$\frac{(94.2 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (7.5 \pm 0.4)\%$	$3.1 < \eta < 4.9$

EM カロリメータ

EM は内部飛跡検出器のすぐ外側に設置されたサンプリングカロリメータである。 $|\eta| < 1.475$ をカバーするバレル部と $1.4 < |\eta| < 3.2$ をカバーするエンドキャップ部分に分かれている。EM は吸収層に鉛板、検出層として LAr を用いている。鉛板の厚さは $|\eta| < 0.8$ で 1.53 mm、 $|\eta| > 0.8$ で 1.13 mm、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ で 2.2 mm である。LAr は放射耐性に優れるという利点がある一方で LAr の冷却に用いるクライオスタットによってエネルギー損失をする欠点をもつ。

バレル部 EM は $Z = 0$ で 2 つに分かれており、半分のバレルの大きさは長さ 3.2 m、内径 2.8 m、外径 4 m である。重さは 57 t で 1024 の吸収層からなる。各バレルは 16 のモジュールからなり、1 つのモジュールは ϕ 方向で約 0.4 rad をカバーする。物質量は $|\eta| < 0.8$ では $22 X_0$ から $30 X_0$ 、 $0.8 < |\eta| < 1.3$ では $24 X_0$ から $33 X_0$ である。

エンドキャップ部 (EMEC) は A-side と C-side の 2 つのホイールに分かれており、各ホイールは厚さ 630 mm、内径 330 mm、外形 2098 mm で $|\eta| = 2.5$ の領域で 2 つに分けられている。 $|\eta| < 2.5$ では 768 枚の吸収層からなり物質量は $26 X_0$ から $36 X_0$ 、 $|\eta| > 2.5$ では $24 X_0$ から $38 X_0$ である。

ATLAS の電磁カロリメータの特徴は図 1.20 のようなアコーディオン構造をしていることである。これにより ϕ 方向のモジュール間の隙間がなくなり、また配線が短くなるためキャパシタンスが小さくなり応答が速くなっている。EM は Strip セル、Middle セル、Back セルの三層からなっている。Strip セルは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.0982$ と η 方向に細かくセグメントされており、角度分解能は $50 \text{ [mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}]$ である。この細かいセグメントによって単一の光子と中性 π 中間子から崩壊した 2 つの光子とを識別することも可能である。Middle セルは最も物質量の多い部分であり、電磁シャワーの大部分のエネルギーが落とされる。グラニュラリティは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$ である。Back セルの分割は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.050 \times 0.0245$ である。なお、独立にエネルギーを測定できる最小単位 (これをセルと呼ぶ) の大きさをグラニュラリティと呼ぶ。

EM の手前には厚さ 11 mm の presampler がおかれている。入射した粒子のシャワーの広がりから光子と中性 π 中間子からの 2 つの光子の識別することができる。presampler も EM と同様に

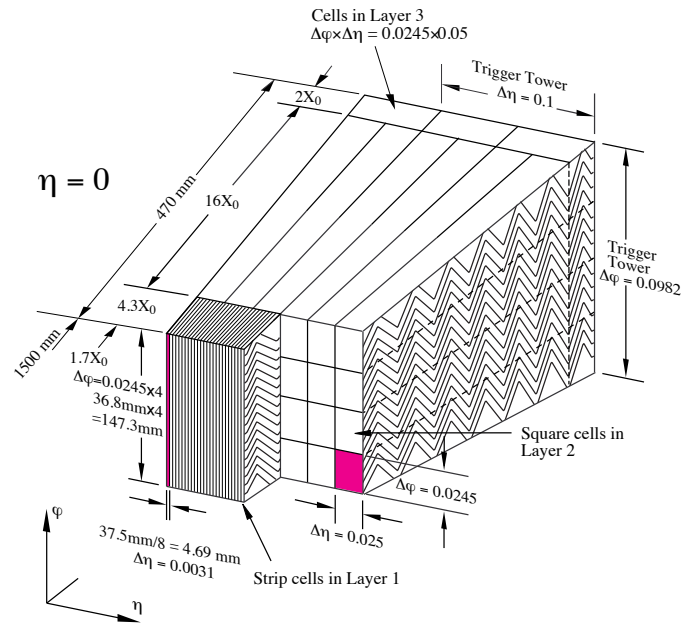


図 1.20 EM の構造。Strip、Middle、Back の三層のグラニュラリティを示している。[9]

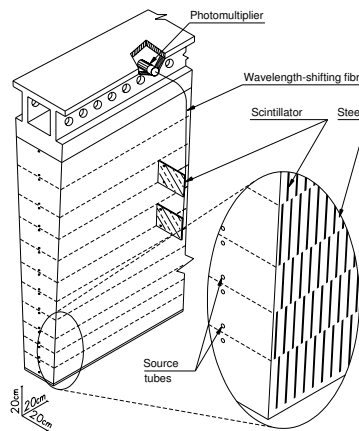


図 1.21 Tile モジュールの構造。タイルシンチレータの光をその両端についている波長変換ファイバーによって別々の光電子増倍管に導いている。[9]

LAr を利用しており、グラニュラリティは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0982$ である。

Tile カロリメータ

Tile は $|\eta| < 1.7$ をカバーするサンプリングハドロンカロリメータで z 軸方向の長さは 5.8 m である。厚さ 3 mm の鉄と厚さ 5 mm のタイル状のシンチレータをサンドイッチ状に重ね合わせた構造をとっている。図 1.21 に Tile モジュールの模式図を示す。

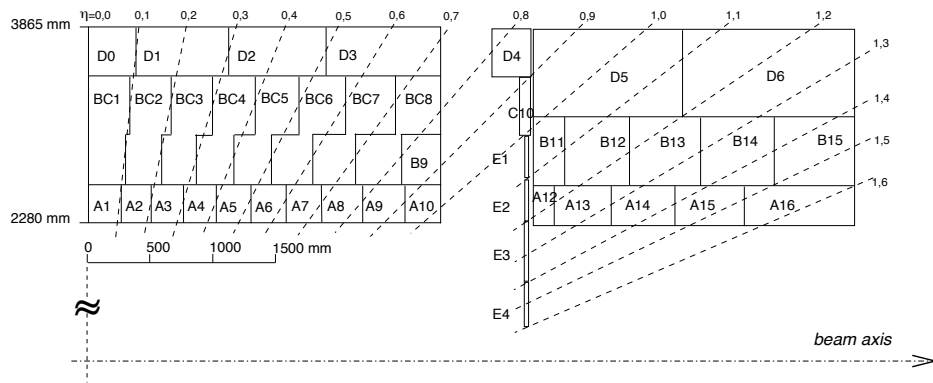


図 1.22 Tile モジュールの配置図。Tile はパレル領域（左）とエクステンディッドパレル領域（右）の 2 つに分かれている。この 2 つの領域の間には隙間があるため E1-E4 のギャップシンチレータと D4、C10 のクラックセルがおかれている。[9]

Tile は $|\eta| < 1.0$ のパレル領域と $0.8 < |\eta| < 1.7$ のエクステンディッドパレル領域の 2 つの部分に分けられており、それぞれ ϕ 方向に 64 モジュールに分けられている。グラニュラリティは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ である。この 2 つの領域の間には隙間があり測定精度がおちるため、そのエネルギー損失を見るためにギャップシンチレータが設置されている（図 1.22 中の D4 セル、C10 セルなど）。また Tile は奥行方向について三層にわかれており、それぞれパレルでは $1.5 \lambda_{\text{int}}$ 、 $4.8 \lambda_{\text{int}}$ 、 $1.8 \lambda_{\text{int}}$ 、エクステンディッドパレルでは $1.5 \lambda_{\text{int}}$ 、 $2.6 \lambda_{\text{int}}$ 、 $3.3 \lambda_{\text{int}}$ の厚みである。ただし、 λ_{int} は相互作用長である。

HEC

HEC は $1.5 < |\eta| < 3.2$ をカバーするサンプリングハドロンカロリメータで、EM と同様に LAr を検出層として使用し、吸収層には銅を使用している。HEC は図 1.23 のようにそれぞれ HEC1 と HEC2 の二層にわかれており、HEC1 は厚さ 25 mm の銅板 24 枚、厚さ 12.5 mm の銅板 1 枚、HEC2 は厚さ 50 mm の銅板 16 枚、厚さ 25 mm の銅板 1 枚を重ね合わせた構造になっている。グラニュラリティは $|\eta| < 2.5$ で $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ 、 $|\eta| > 2.5$ で 0.2×0.2 である。

FCal

FCal は $3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域をカバーするサンプリングカロリメータである。FCal の配置を図 1.24 に示す。FCal は HEC と EMEC と同じクライオスタットに入っている。FCal はビーム軸方向に 3 層に分かれており、第一層（FCal1）は電磁カロリメータで吸収体として銅を用いており、厚さは $27.6 X_0$ である。第二層（FCal2）、第三層（FCal3）はハドロンカロリメータで吸収体としてタングステンを用いている。また検出層として LAr を使用している。 μ 粒子システムのシールドのため FCal の後方には銅合金のシールドが設置されている。

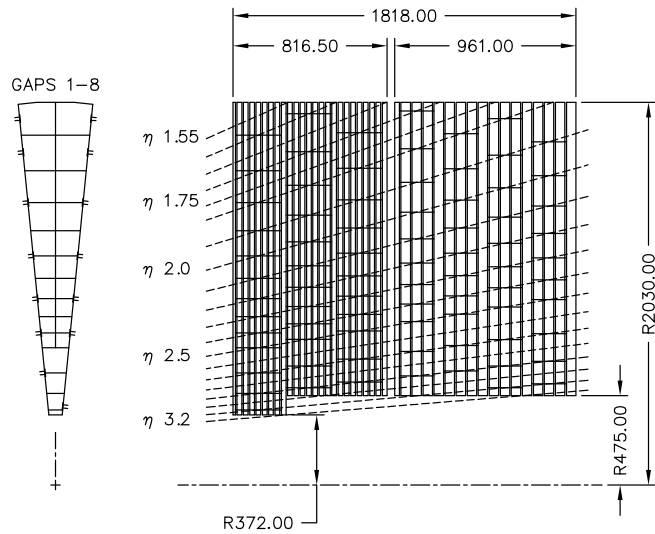


図 1.23 HEC の $R-\phi$ 方向 (左) $R-z$ 方向 (右) からみた模式図。点線は読み出し用の電極の位置である。[9]

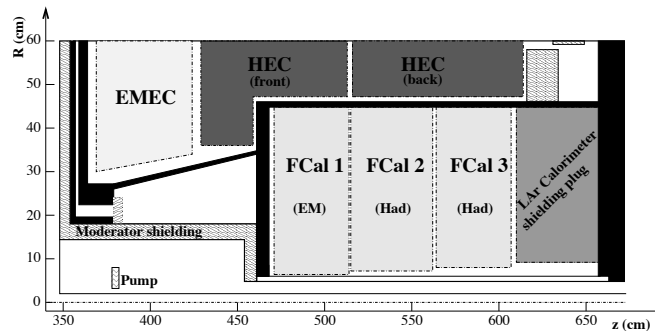


図 1.24 FCal の配置図。第 1 層の FCal1 は電磁シャワーを、第 2、第 3 層はハドロンシャワーを検出する。FCal の後方には銅合金のシールドが置かれ μ 粒子測定システムのバックグラウンドを減らしている。[9]

1.3.5 μ 粒子検出器

μ 粒子検出器は ATLAS 検出器の最も外側に設置されている。これは μ 粒子がカロリメータでのエネルギー損失が小さいため透過力が強く、一番外側の検出器まで到達できるためである。 μ 粒子検出器は Monitored Drift Tube (MDT)、Resistive Plate Chamber (RPC)、Thin Gap Chamber (TGC)、Cathode Strip Chamber (CSC) の 4 つで構成される。MDT と CSC は位置分解能に優れており μ 粒子の運動量を測定することを目的とする。RPC と TGC は応答速度が高くトリガーの発行を行う。 μ 粒子検出器はトロイド磁場によって曲げられた μ 粒子の飛跡の曲率から運動量を

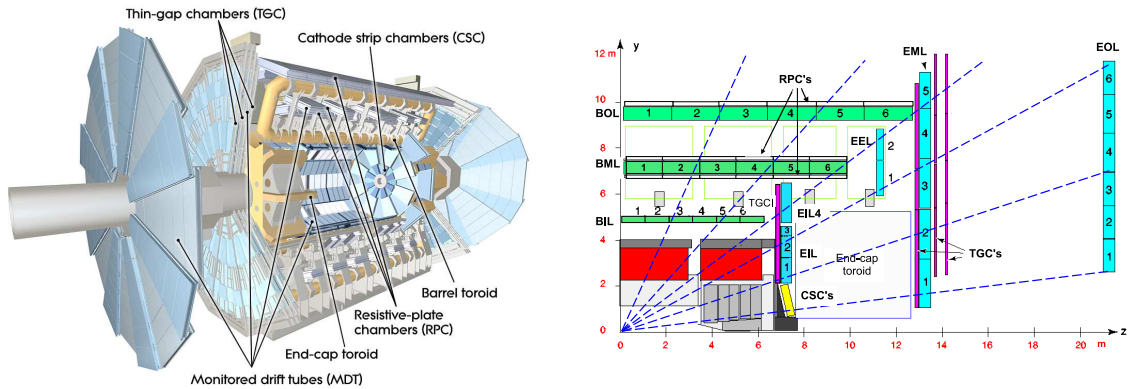


図 1.25 μ 粒子検出器の全体図 (左) と 1/4 の断面図 (右)。MDT、CSC、RPC、TGC の配置を示す。[9]

算出する。図 1.25 に μ 粒子検出器の全体図を示す。また表 1.4 にそれぞれの位置分解能、時間分解能、チェンバー数、チャンネル数を示す。

表 1.4 各検出器の位置分解能、時間分解能、チェンバー数、チャンネル数 [9]

	$\sigma(z/R)$	$\sigma(\phi)$	$\sigma(T)$	チェンバー数	チャンネル数	カバー領域
MDT	35 $\mu\text{m}(z)$	-	-	1088	339k	$ \eta < 2.7$
CSC	40 $\mu\text{m}(R)$	5 mm	7 nsec	32	30.7k	$2 < \eta < 2.7$
RPC	10 mm(z)	10 mm	1.5 nsec	544	359k	$ \eta < 1.05$
TGC	2-6 mm(R)	3-7 mm	4 nsec	3588	318k	$1.05 < \eta < 2.4$

MDT

MDT はパレル部、エンドキャップ部の $|\eta| < 2.7$ に設置されており、 μ 粒子の飛跡を精密に測定するための検出器である。MDT は図 1.26 のようにドリフトチューブを並べた構造をとっている。チューブは直径約 30 mm、アノードワイヤーは直径 50 mm の金メッキのタングステンワイヤーで、チューブの中には Ar 97%、CO₂ 3% の混合気体が 3 気圧で封入されている。アノードには 3080 V の高電圧がかけられ増幅率は 2×10^2 である。トロイド磁場は位置依存性が強く、高い運動量分解能を保つためには常にそこに位置をモニターする必要がある。このため MDT にはレーザーによる検出器の位置測定装置が搭載されており約 40 μm の精度で設置位置が測定できるようになっている。

CSC

エンドキャップ部の MDT は 3 層あるが、最も内側の層 (Inner Station) の $|\eta| > 2.0$ でカウントレートが MDT の上限 150 Hz/cm² を超えてしまう。そのため、 $2.0 < |\eta| < 2.7$ 部分では MDT の代わりにレート耐性の高い CSC を使用する。

CSC は 16 枚のカソード読み出し MWPC チェンバーをホイール状に並べた構造をしており、ワ

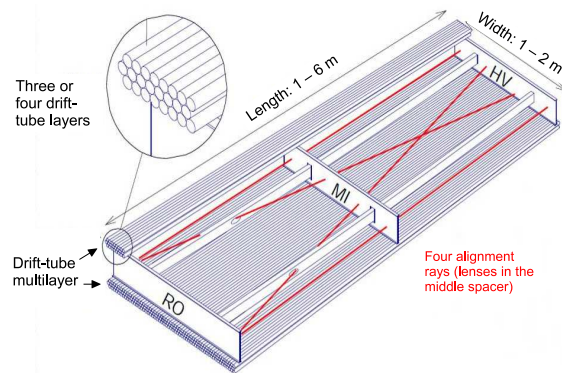


図 1.26 MDT の構造。赤線はチェンバーの変形をモニターするためのレーザーアラインメントシステムを表している [9]

ワイヤ間隔が 2.5 mm、ストリップ間隔は 5.3 mm と 5.6 mm の二種類があり、Ar 40 %、CO₂ 50 %、CF₄ 10 % の混合気体が封入されている。

CSC はビームに近い位置に設置されるため中性子、光子に対する感度も考慮した設計になっている。中性子への感度は 10^{-4} よりも小さく、光子に対しては 1 % 程度である。

RPC

RPC は $|\eta| < 1.05$ のパレル部に設置されるトリガー用検出器で、反応時間が LHC の衝突間隔の設計値 25 ns よりも高速なトリガー処理が可能である。二枚の高抵抗ベークライトのストリップ板を 2.0 mm 間隔で並べ、9800 V の高電圧をかけ C₂H₂F₄ 94.7 %、イソブタン 5 %、SF₆ 0.6 % の混合ガスを封入している。ガス増幅率は 10^7 である。

TGC

TGC は $1.05 < |\eta| < 2.7$ のエンドキャップ部に設置されるトリガー用検出器である。TGC は CSC と同様に MWPC チェンバーで、ワイヤ間隔が 1.8 mm でストリップ間隔 1.4 mm と狭いことが特徴であり、これにより応答速度を上げている。ガスは CO₂ 55 % と n-C₅H₁₂ 45 % が封入されている。n-C₅H₁₂ は狭い間隔に 2800 V による放電をふせぐため、クエンチングの目的で封入されている。

1.3.6 トリガーシステム

2012 年の LHC の運転におけるバンチ間隔は 50 ns である。すなわち 20 MHz で陽子陽子衝突が起きていることになる。このうち ATLAS で記録可能なのは 400 Hz であるため unnecessary 事象を排除する必要がある。

もしここで重要な物理を含む事象を落としてしまうと物理に対する感度が悪くなってしまふ。ま

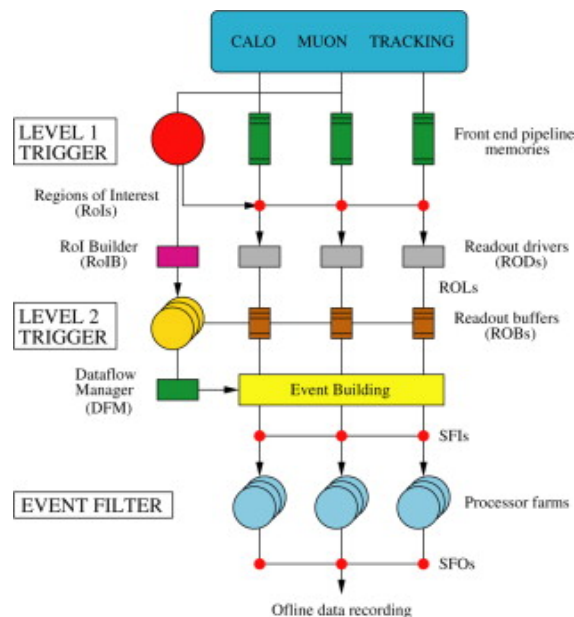


図 1.27 トリガーの流れを示す。ATLAS では三段階のトリガーシステムをとっており、それぞれレベル 1 トリガー、レベル 2 トリガー、イベントフィルターと呼ぶ。レベル 1 トリガーはカロリメータ、TGC、RPC からの情報を入力とし、トリガーを発行する。レベル 2 トリガーではレベル 1 トリガーの情報を元に領域を限定し、飛跡検出器、MDT、CSC などの情報からトリガーを発行する。イベントフィルターでは検出器の全領域を使用し、最終的なトリガーを発行する。

たトリガーの選び方によっては事象の選択のバイアスになる。このようなことを考慮しトリガーは慎重に選択しなければならない。

ATLAS では三段階のトリガーシステムをとっており、それぞれレベル 1 トリガー、レベル 2 トリガー、イベントフィルターと呼ぶ。またレベル 2 トリガーとイベントフィルターを合わせてハイレベルトリガーと呼ぶ。図 1.27 にトリガーの流れを示す。

レベル 1 トリガー

レベル 1 トリガーはレートを 20 MHz から 60 kHz まで落とす。レベル 1 トリガーには μ 粒子トリガーとカロリメータトリガーがある。得られた位置情報から Region of Interest (RoI) 情報を生成し、レベル 2 トリガーに渡す。

レベル 2 トリガー

レベル 2 トリガーではレートを 5 kHz まで落とす。レベル 1 トリガーでは利用しない内部飛跡検出器や MDT、CSC などの情報を使用してより正確な位置情報を元にトリガーを発行する。ここではレベル 1 トリガーによって得られた RoI の情報のみを使うことで効率よくトリガーを発行し、処理速度を 40 msec 以下に抑えている。

イベントフィルター

イベントフィルターではレベル 2 トリガーで選別された事象に対して RoI の領域だけでなく全検出器の情報を使いイベント再構成を行って最終的なトリガー判定をし 400 Hz まで落とす。イベントフィルターでは 1 事象に対して約 1 秒の時間で処理が行われる。

第 2 章

ジェットの物理

2.1 ジェットの生成

2.1.1 クォークの閉じ込めとジェット

クォークは色荷とよばれる電荷と似た性質の量子数を持つ。量子色力学 (QCD) の大きな特徴は、強い相互作用の媒介であるグルーオンもまた、色荷をもつために自己相互作用を持つことである。これによりクォークは近距離では弱結合、遠距離では強結合になる漸近的自由性とよばれる性質を持つ。これはクォーク同士は距離が大きくなるにつれエネルギーが増大することを意味するため、ある程度の距離が離れるとその間にクォークと反クォーク対を生成したほうがエネルギー的に得になる。よってクォークは単独では取り出すことができず、色荷が 0 (無色) になるように複数のクォーク同士がハドロンと呼ばれる複合粒子を構成することになる。これをクォークの閉じ込めと呼ぶ。

パートンが衝突事象によって高エネルギーを得た場合、クォーク同士の距離が大きくなるので、このときに複数のクォーク対が生成し、これらのクォーク同士がハドロンの束を形成、同じ方向に粒子が放出される。ここで形成された不安定なハドロンは最終的に π 中間子や K 中間子、光子、陽子、中性子、 μ 粒子、ニュートリノなどの粒子に崩壊し準安定化する。この一連のプロセスをジェットと呼ぶ。図 2.1 にジェットの生成過程の模式図を示す。

QCD では漸近的自由性のために、近距離では摂動論が適用できるが、強結合になる遠距離では摂動論によって現象を予言することが難しくなる。クォークのハドロン化は強結合における現象であり、ジェットの性質を理論的に予想することは困難である。このため、モンテカルロシミュレーション (MC) におけるジェット生成事象ではハドロン化、および高次の計算が必要なパートンの放射については、モデルを用いて計算を行う (これについては 3.1.1 で再度述べる)。これはあくまで QCD 事象の近似のため、MC によるジェットが現実のジェットの性質を正しく再現しているかどうかの検証が必要である。図 2.2 にジェットの横運動量毎の生成断面積の実データと MC による比較を示す。

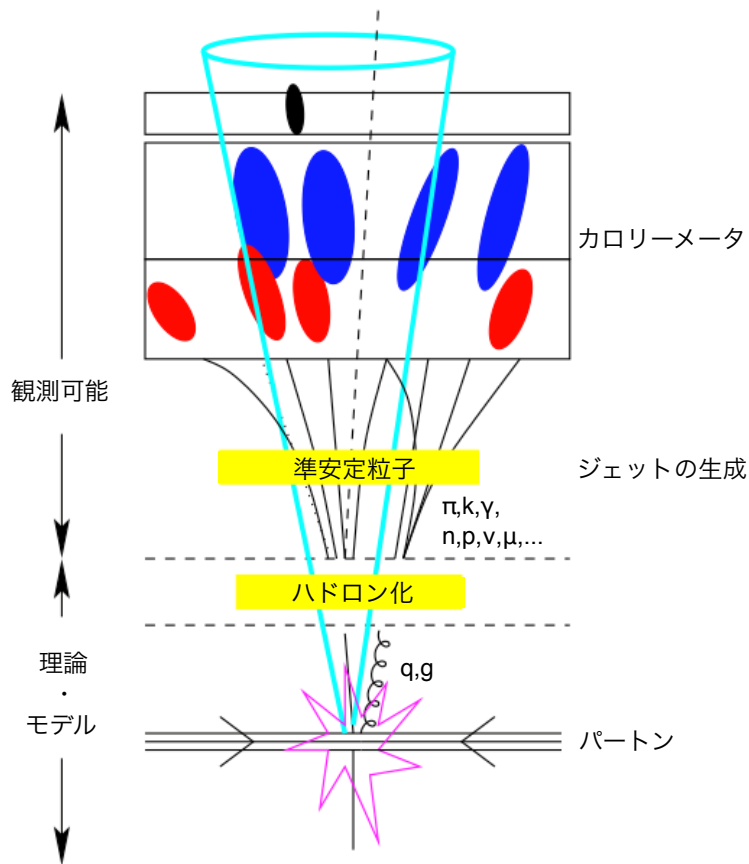


図 2.1 ジェットの生成過程の模式図。衝突で生成したパートンによってハドロン群が形成される。この段階ではジェットとして観測できないため、理論の領域である。次に生成した不安定なハドロンは崩壊して準安定化する。この段階でジェットに含まれる荷電粒子については飛跡検出器によって検出可能である。最終的にジェットは中性粒子も含めてカロリメータで検出される。

陽子陽子衝突で起こる事象の多くは強い相互作用によるパートン^{*1}の散乱事象で、これらの多くは終状態がジェットとして検出される。図 2.3 にパートン反応事象の二体二体反応のダイアグラムの例を示す。2.4 に陽子に含まれるパートン分布関数、図 2.5 に陽子陽子衝突における生成断面積の標準理論での予想値を重心系エネルギーの関数としてを示す。

また、W ボソン、Z ボソンはある崩壊分岐比で 2 つのクォークに崩壊し、トップクォークはほぼ 100% がボトムクォークと W ボソンに崩壊する。さらにヒッグス粒子は 57.7% がボトムクォーク、半ボトムクォーク対へと崩壊すると計算されている。このようにジェットは多くの重要な物理事象に現れる。

*1 ハドロンに含まれるクォークやグルーオンを総称してパートンとよぶ。

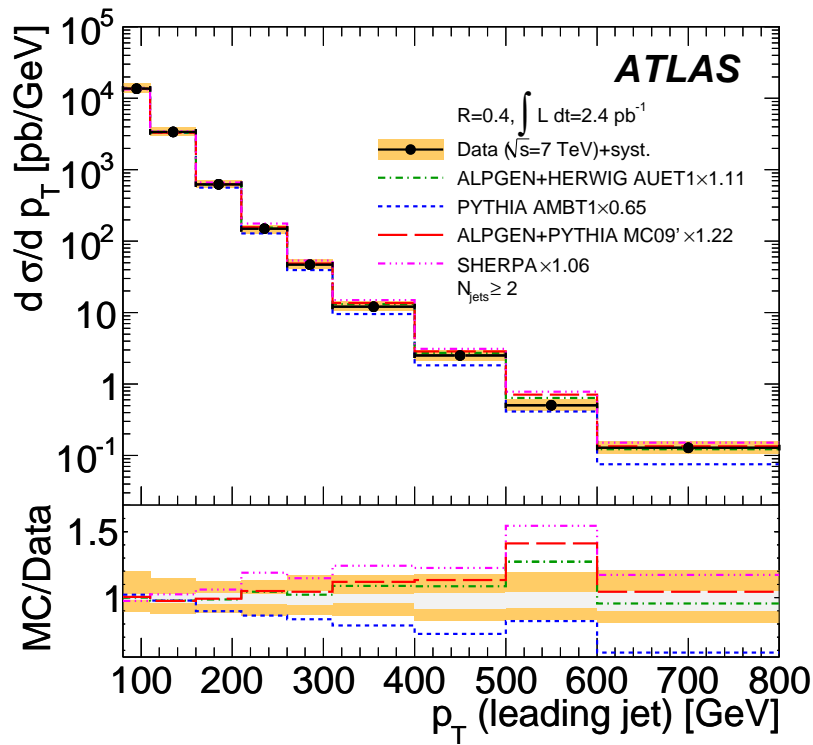


図 2.2 ジェットの横運動量毎の生成断面積の実データと MC による比較。黒の実線が実データ、色づけしている点線はそれぞれの MC サンプルを示す。[21]

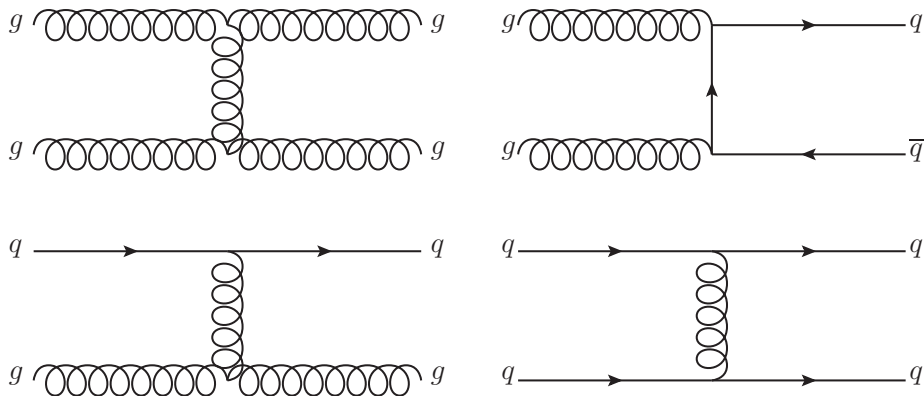


図 2.3 QCD 背景事象の最低次のダイアグラムの例

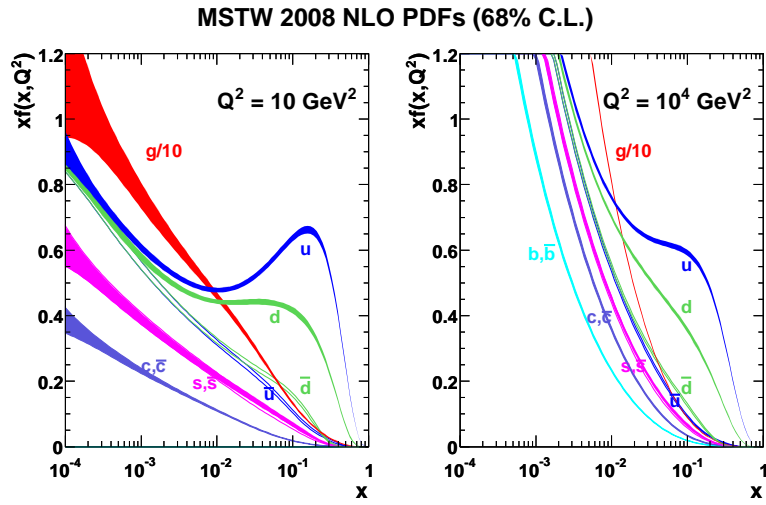


図 2.4 運動量移行 $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ 、 $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ におけるパートン分布関数。縦軸は陽子の中のパートンが運動量比 x (Bjorken 変数) を持つ確率を表す。運動量移行が増えるとグルーオンや sea-クォーク (ハドロン中で対生成、消滅を繰り返すクォーク) が担う運動量比が多くなる。 [18]

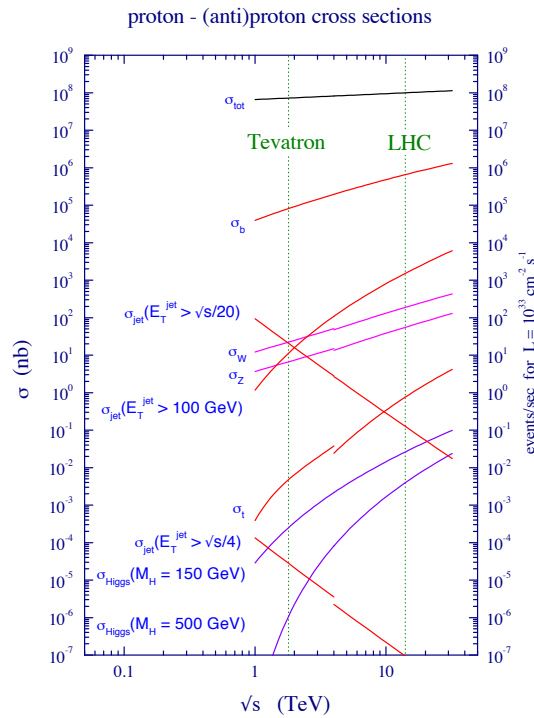


図 2.5 重心系エネルギー \sqrt{s} に対する陽子 (反) 陽子衝突での各反応事象の反応断面積 [19]

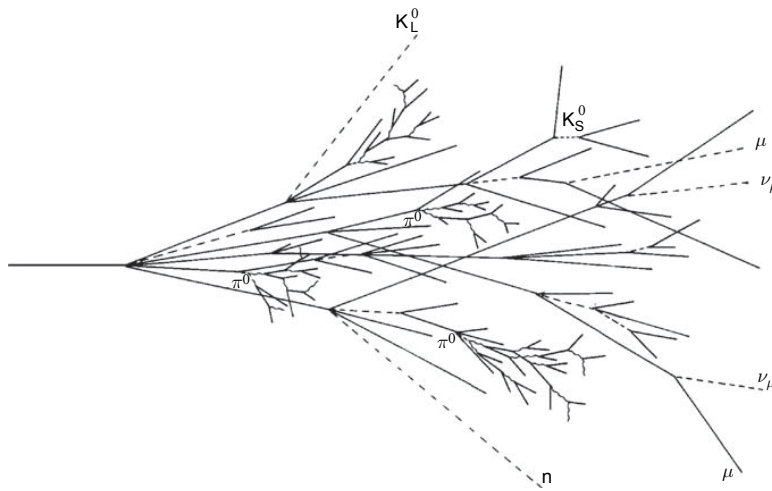


図 2.6 ハドロンシャワーの概念図。ハドロンシャワーで生成された π^0 中間子、光子、電子は局所的な電磁シャワーを引き起こす。またニュートリノや μ 粒子によってエネルギーを失う。[20]

2.1.2 ハドロンシャワーの物理

ハドロンは物質に入射すると原子核と強い相互作用によってカスケードシャワーを生成する。

ハドロンシャワーの広がり物質の相互作用長 λ_{int} 、電磁シャワーの広がり放射長 X_0 で特徴づけられる。多くの場合では $\lambda_{\text{int}} \gg X_0$ であるため、ハドロンシャワーは縦方向、横方向ともに電磁シャワーよりも大きくなる。表 2.1 に物質毎の相互作用長と放射長を示す。

表 2.1 物質毎の相互作用長と放射長、および密度 [22]

物質	$\lambda_{\text{int}}[\text{g}/\text{cm}^2]$	$X_0[\text{g}/\text{cm}^2]$	密度 $[\text{g}/\text{cm}^3]$
Ar	119.7	19.55	1.398 (液体)
Fe	132.1	13.84	7.874
Pb	199.6	6.37	11.34

ハドロンシャワーで生成された中性 π 中間子 (π^0 中間子) は 2 つの光子に崩壊し、電磁シャワーを引き起こす。このためハドロンシャワーは純粋なハドロンのカスケード (以降、ハドロン成分とよぶ) と電磁シャワー (以降、電磁成分とよぶ) が組み合わさった複雑なものになり、事象ごとにシャワーの様相は異なるものになる。図 2.6 にハドロンシャワーの概念図を示す。

ハドロンシャワーではエネルギーの多くが原子核の励起や原子核の分解に使われる (約 25%)。また原子核分裂で大量に生じる遅い中性子は検出器中にエネルギーを落としにくい (約 2%)。さらに荷電 π 中間子 (π^\pm 中間子) の崩壊で生じたニュートリノも検出器にエネルギーを落とさない

(約 25%)。このためハドロンは電磁シャワーと比べると可視化されるエネルギーが小さい。一方で高エネルギーハドロンが作るシャワーには多数の π 中間子が含まれており、およそ 1/3 は π^0 中間子である。これが局所的に電磁シャワーを引き起こす。このため π^0 中間子の生成数の統計的揺らぎによってハドロンのエネルギー分解能は悪くなる。

エネルギー E をもったハドロンの入射エネルギー E のうちハドロン成分に分配されるエネルギー比率 F_h は次の式で与えられる [23]。

$$F_h = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{m-1} \quad (2.1)$$

ここで m はシャワーの発展過程での π 中間子の生成量と π^0 中間子の割合によって事象ごとに異なる値をとり、およそ $0.80 \leq m \leq 0.85$ の範囲である。 E_0 はエネルギーのすべてをハドロンに分配する (粒子のエネルギーが足りず、 π_0 を生成できない) ようなハドロンのエネルギーの最大値である。この値は粒子の種類によって異なり π 中間子では 1 GeV、陽子では 2.6 GeV である。

入射粒子のエネルギーを E として電磁成分、ハドロン成分のエネルギー効率をそれぞれ η_e と η_h とする。この時カロリメータで検出される電子、 π 中間子のエネルギー E_{vis}^e 、 E_{vis}^π は

$$\begin{aligned} E_{\text{vis}}^e &= \eta_e E \\ E_{\text{vis}}^\pi &= \eta_e (1 - F_h) E + \eta_h F_h E \\ &= \eta_e \left(1 - \left(1 - \frac{\eta_h}{\eta_e} \right) F_h \right) E \end{aligned} \quad (2.2)$$

と与えられる。よってこの比 (e/h と表記する) をとって、式 2.1 を使い、

$$\begin{aligned} \frac{e}{h} &= \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\eta_h}{\eta_e} \right) F_h} \\ &= \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\eta_h}{\eta_e} \right) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{m-1}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

が得られる。式 2.3 により電子成分による応答関数とハドロンによる応答関数の比は線形でないことが分かる。

2.2 ジェットの再構成

ハドロン粒子が物質に入射した時に起こるカスケードシャワーはカロリメータのセル (セルの大きさについては 1.3.4 で述べた。) に塊状にエネルギーを落とす。これをクラスターと呼ぶ。ジェットには複数の粒子が含まれるため、ジェットは複数のクラスターとして検出される。このため、ジェットの再構成はまずセルからクラスターを構成し、次にクラスターからジェットを再構成するという方法をとる。

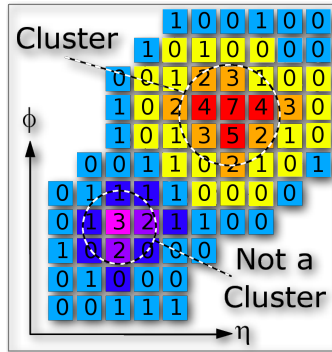


図 2.7 トポロジカルクラスターアルゴリズムによって再構成されたクラスターの模式図。
 $E_{\text{cell}} > 4\sigma_{\text{noise}}$ のセルを seed として、隣接する $E_{\text{cell}} > 2\sigma_{\text{noise}}$ のセル、さらにこれらに隣接するセルをすべて足しあわせる。図の右上の部分はクラスターとして再構成されるが、左下の部分は $E_{\text{cell}} > 4\sigma_{\text{noise}}$ のセルが存在しないため、クラスターとして再構成されない。

2.2.1 トポロジカルクラスターアルゴリズム

クラスターの構成には次に説明するトポロジカルクラスターアルゴリズムと呼ばれる手法を使用する。

1. $E_{\text{cell}} > 4\sigma_{\text{noise}}$ のセルを seed としてクラスターに加える。ここで E_{cell} はセルに落とされたエネルギー、 σ_{noise} はカロリーメータノイズのエネルギー分布の中心値から 1σ (標準偏差) 分ずれた位置でのエネルギーである
2. seed セルと奥行き方向も含めた隣接するセルのうち $E_{\text{cell}} > 2\sigma_{\text{noise}}$ のセルをクラスターに加える
3. 最後にこれらのセルに隣接するすべてのセルを足しあわせて一つのクラスターとする

クラスターのエネルギーは加えられたセルのエネルギーの和とし、 η 、 ϕ は加えられたセルのエネルギーを重みにした重心位置とする。またクラスターの質量は 0 とみなす。

図 2.7 にトポロジカルクラスター (topo クラスター) アルゴリズムによって再構成されたクラスターの模式図を示す。

セルのノイズ σ_{noise} はエレクトロニクス起源のノイズ σ_{elec} とパイルアップにより前の事象の信号が重なってできるノイズ $\sigma_{\text{pile-up}}$ の 2 つを主な起源とする。両者は無相関なので二乗和をとって、

$$\sigma_{\text{noise}} = \sigma_{\text{elec}} \oplus \sigma_{\text{pileup}} \quad (2.4)$$

でセルのノイズは与えられる。図 2.8 にエレクトロニクス起源のノイズとパイルアップの影響を含めたノイズの η 分布を示す。

トポロジカルクラスターの利点は

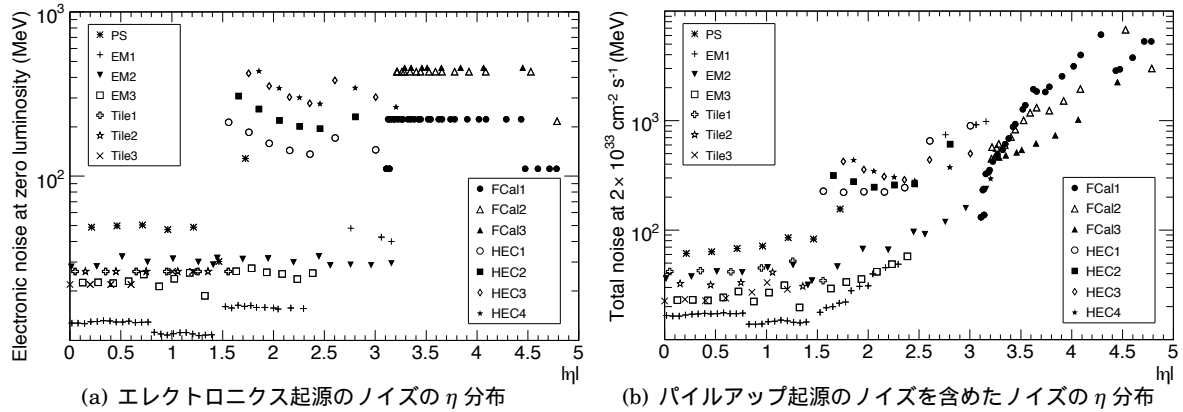


図 2.8 ノイズの η 分布。典型的なノイズの大きさは中心領域では 10 MeV 程度、前方領域ではエレクトロニクス起源のノイズのみで 850 MeV 程度、パイルアップ起源のノイズを含めると 4 GeV 程度である。パイルアップがない状態でも、ノイズの値は η に依存しているが、これはカロリメータの層によってエネルギー較正に使用する因子の大きさが異なるためである。[9]

- セルのノイズ σ_{noise} を基準としてクラスターを作るのでノイズの影響を小さくできること
- 各クラスターが粒子の作るカスケードシャワーと対応するためクラスター毎にエネルギー較正 (Local Cluster Weighting、2.3.1 項で説明する) ができること

が挙げられる。

2.2.2 anti-kt アルゴリズム

ジェットの構成アルゴリズムは次のような性質を満たしていることが要求される。

- 高いルミノシティでも放射方向の近いパートンを別々のジェットとして分離できる
- 終状態でのグルーオンの放射 (FSR) と放射前のパートンを一つのジェットとして再構成できる
- 最終的にエネルギー較正されたジェットが検出器の特性に依存しない
- 検出器の位置分解能、エネルギー分解能がジェットに与える影響を最小限にする
- 検出器のノイズやルミノシティの増加などの検出器の環境が変化してもジェットを再構成できる
- 重要な物理事象からの信号を効率よく得られる

いくつかのジェット再構成アルゴリズムが提案され、これらの点について性能を比較した結果、anti-kt というアルゴリズム高エネルギー実験で広く採用されることとなった [29]。

anti-kt アルゴリズムの具体的な方法について述べる。まず入力された要素（今の場合 topo クラスタ）から次のような量 d_{ij} 、 d_{iB} を定義する。

$$d_{ij} = \min(k_{t,i}^{2p}, k_{t,j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2.5)$$

$$d_{iB} = k_{t,i}^{2p}$$

ただし k_t は要素の横方向エネルギー、 p は anti-kt では $p = -1$ である。min は 2 つの引数のうち、小さい引数を返す関数である。また ΔR_{ij} の定義は各要素同士の距離 $\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$ である。 R は定数で、ATLAS 実験では主に 0.4 または 0.6 が使用され、それぞれの場合を特に anti-kt4、anti-kt6 と呼ぶ。また R の値をジェットサイズとも呼ぶ。これを使用して、次のような手順でジェットを再構成する。

1. 入力された要素からすべての組み合わせについて d_{ij} 、 d_{iB} を計算する
2. すべての d_{ij} 、 d_{iB} の中から最小のものを選び、
 - (a) もし d_{ij} が最小なら要素 i と j を足し合わせて要素に加える
 - (b) もし d_{iB} が最小なら要素 i をジェットとして、要素から取り除く
3. 残った要素を入力として再び 1、2 を行う。要素がなくなるまでこれを続ける

図 2.9 に anti-kt アルゴリズムの手順についての詳細例を示す。また図 2.10 に各ジェット再構成アルゴリズムが作るジェットの比較を示す。

2.3 ジェットのエネルギー較正

カロリメータのエネルギー較正については、LAr カロリメータではインストール前に電子ビームによる較正が行われ、Tile ではインストールされた状態で定期的に ^{137}Cs のガンマ線によるエネルギー較正が行われている [9, pp.147-150]。いずれも電磁スケールでのエネルギー較正である。

2.1.2 項で述べたようにハドロンは電子や光子に比べ落とすエネルギーが小さい。再構成されたジェットのエネルギーは小さく見積もられるので、真のジェットのエネルギーを知るためには補正が必要である。この補正係数を Jet Energy Scale (JES) と呼ぶ。

2.3.1 ジェットのエネルギー補正関数

ジェットは前述したように恣意的に選んだアルゴリズムで再構成されたものであり、基本的にはジェットの真のエネルギーを知ることはできない。このためジェットのエネルギー較正は MC に依存した方法をとる。本研究では電磁スケールでの測定に基づいた EM+JES と Local Cluster Weighting に基づいた LCW+JES と呼ばれる 2 つの較正方法を使用し、性能を比較する。

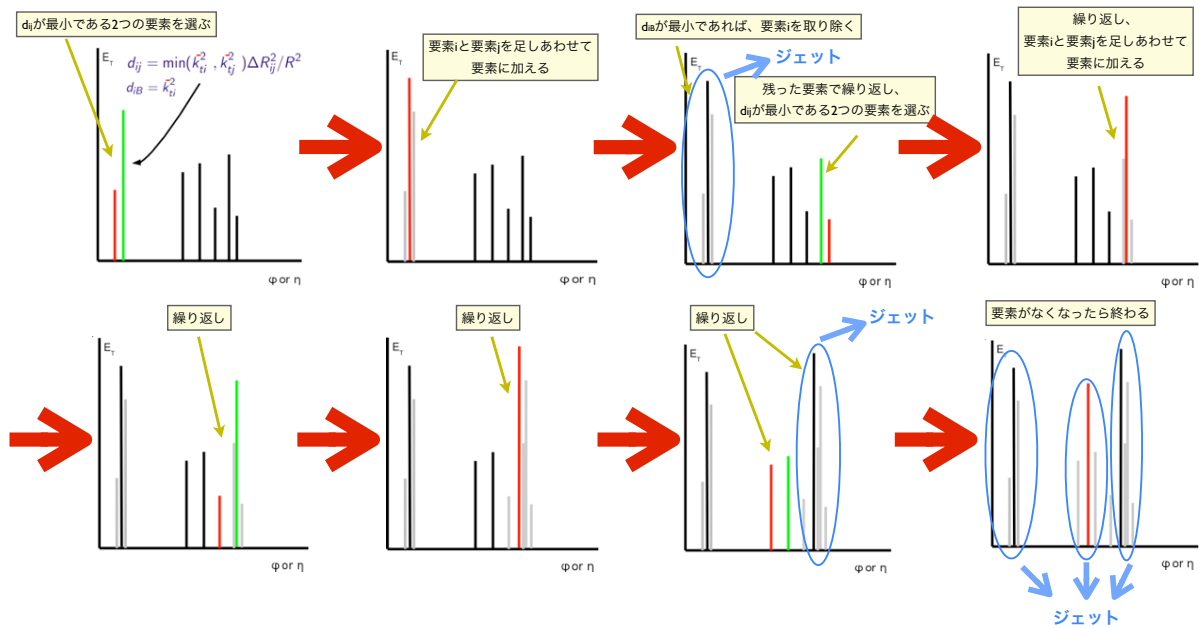


図 2.9 anti-kt アルゴリズムの手順。グラフの横軸は ϕ または η 、縦軸は横方向エネルギー E_T 。赤と緑の要素は d_{ij} が最小である 2 つの要素 i, j を表し、灰色の要素はアルゴリズムの要素から取り除かれたことを表している。青の丸で囲んだ要素が最終的に再構成されたジェットである。[28]

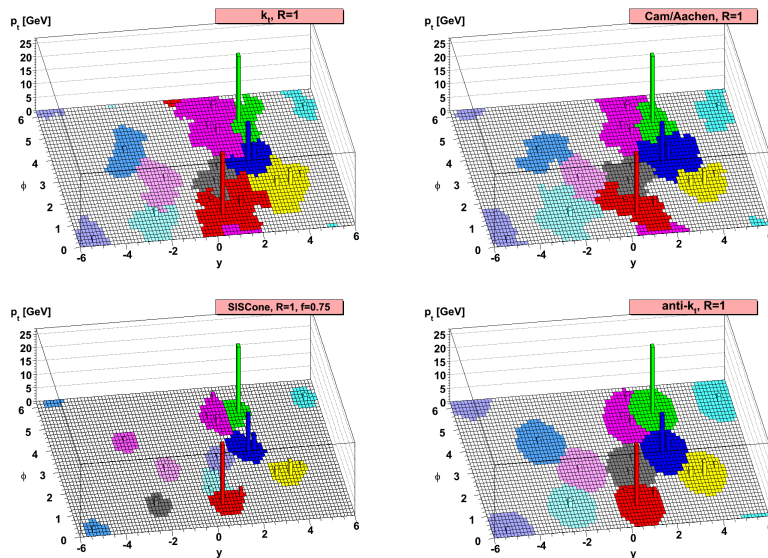


図 2.10 ジェット再構成アルゴリズムの比較。左上は k_t アルゴリズム、右上は Cam/Aachen アルゴリズム、左下は SIScone アルゴリズム、右下は anti- k_t アルゴリズム。各アルゴリズムの詳細については [29] を参照。

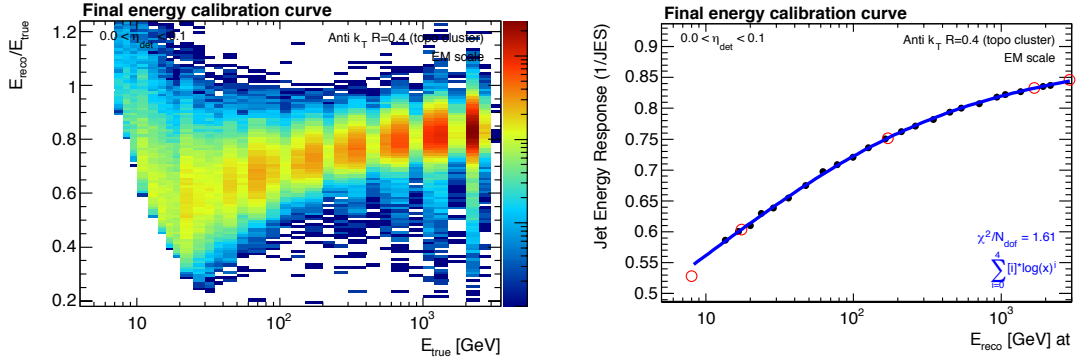


図 2.11 ジェットのエネルギー補正関数。左は E_T^{true} と $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{true}}$ の 2 次元ヒストグラム、右は $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{true}}$ の中心値に対して E_T^{reco} を横軸にしたグラフに $\ln(E_T^{\text{reco}})$ の 4 次の多項式でフィッティングしたもの。[32]

EM+JES

MC シミュレーションによって 2 つのジェットが伴う事象を生成する。まずカロリメータのセル情報を入力として 2.2 節で説明した方法でジェットを再構成する。このように再構成されたジェットを reco ジェットと呼ぶ。これとは別にシミュレーション内部の真の粒子情報を anti-kt アルゴリズムの入力にしてジェットを再構成する。これを truth ジェットと呼ぶ。

次に truth ジェットの横方向エネルギー E_T^{true} 、 η_{true} の各領域で、 $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{true}}$ の値を計算する(図 2.11 左)。各 E_T^{true} 、 η_{true} 領域での $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{true}}$ の分布に対してガウシアンでフィッティングをし、ガウシアンの平均値の逆数を各点での補正因子とする。これらの補正因子から $R(E_T^{\text{reco}}) = E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{true}}$ のグラフを作り $\ln(E_T^{\text{reco}})$ の 4 次の多項式でフィッティングすることで各 η 領域において E_{reco} を入力とした補正関数を得る(図 2.11 右)。ある E_T^{reco} 、 η_{reco} をもつジェットに対してこの関数の値の逆数をかけることでエネルギー較正を行う。

$$E_T^{\text{corr}} = E_T^{\text{reco}}/R(E_T^{\text{reco}}, \eta_{\text{reco}}) \quad (2.6)$$

この補正係数、または関数そのものを JES (Jet Energy Scale) と呼ぶ。また電磁スケール (EM) のジェットに JES をかけて補正するため、この方法をまとめて EM+JES と呼ぶ。

LCW+JES

LCW (Local Cluster Weighting) は、カロリメータのクラスタの形状からそのクラスタの電磁シャワーらしさを定義し、各クラスタ毎にエネルギーに重みをつけ、エネルギーの補正をクラスタ単位で行う手法である。LCW による較正を用いた場合でも、EM の場合とは別に求めた JES を用いて補正するため、これらをまとめて LCW+JES と呼ぶ。

クラスタの形状を表す変数として、セルの平均エネルギー濃度 $\langle \rho_{\text{cell}} \rangle [\text{MeV}/\text{mm}^3]$ とカロリメータの表面からクラスタ中心までのシャワー軸方向の長さ $\lambda_{\text{center}} [\text{mm}]$ を使用する。図 2.12

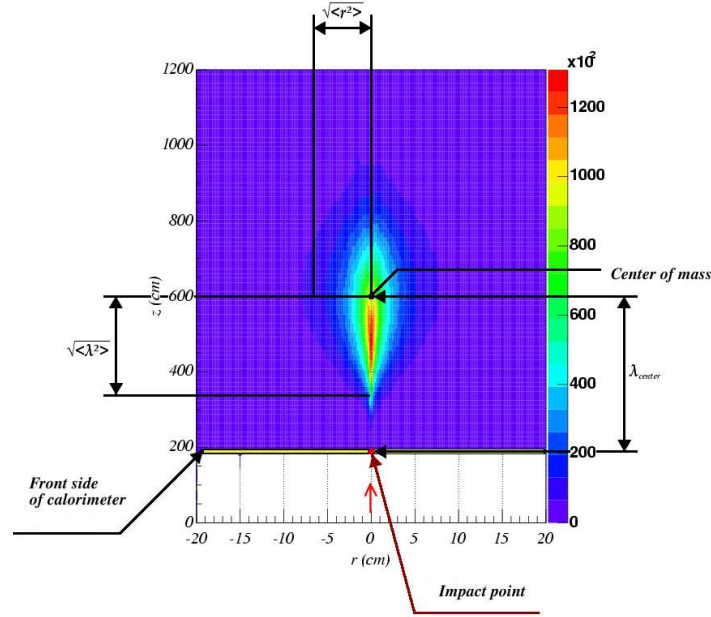


図 2.12 カロリーメータにおけるクラスターの奥行き方向のセルのエネルギー濃度分布。ヒストグラム の Z 軸 (色) はセルのエネルギー濃度を表す。 λ_{center} はカロリーメータの表面 (impact point) からクラスター中心までの奥行き方向の長さ。 $\langle \lambda_{\text{center}}^2 \rangle$ 、 $\langle r^2 \rangle$ はそれぞれ奥行き方向、横方向の 2 次のモーメント (分散)。 [33]

にクラスターの奥行き方向のセルのエネルギー濃度分布を示す。

まず MC によって単一の π 中間子が検出器に入射する事象を生成する。クラスターの E 、 η 、 $\langle \rho \rangle$ 、 λ の 4 次元位相空間で、 π^0 、 π^\pm 中間子のそれぞれの生成数 $N(\pi)$ のヒストグラムを作成する。ここで π^0 中間子と π^\pm 中間子が生成する確率が 1:2 であると仮定すると、

$$p_{\text{em}} = \frac{F(\pi_0)}{F(\pi_0) + 2F(\pi_\pm)}, \quad (2.7)$$

$$\text{ただし } F(X) = \frac{N(X; E, \eta, \langle \rho \rangle, \lambda)}{\sum_{\text{total}} N(X; E, \eta, \langle \rho \rangle, \lambda)}$$

で定義する p_{em} が、そのクラスターが π_0 由来の純粋な電磁シャワーによるものである確率を与える。図 2.13 に p_{em} の分布の例を示す。

次に、ハドロンシャワーによって作られるクラスターに含まれるセルのエネルギーに対する重み w_{had} を次のように定義する。まず MC によって π^\pm 中間子を生成する。クラスターの E 、 η 、セルのエネルギー濃度 $\langle \rho_{\text{cell}} \rangle$ 、 λ_{center} の 4 次元位相空間で、セルの真のエネルギー E_{true} と再構成されたセルのエネルギー E_{cell} の比率 $E_{\text{true}}/E_{\text{cell}}$ のヒストグラムを作成する。これにガウシアンでフィッティングを行い、その中心値を重み w_{had} と定義する。図 2.14 に得られた重みの分布の例を示す。

これらの量を使用し、クラスターのエネルギーに対する重み w を

$$w = p_{\text{em}} w_{\text{em}} + (1 - p_{\text{em}}) w_{\text{had}} \quad (2.8)$$

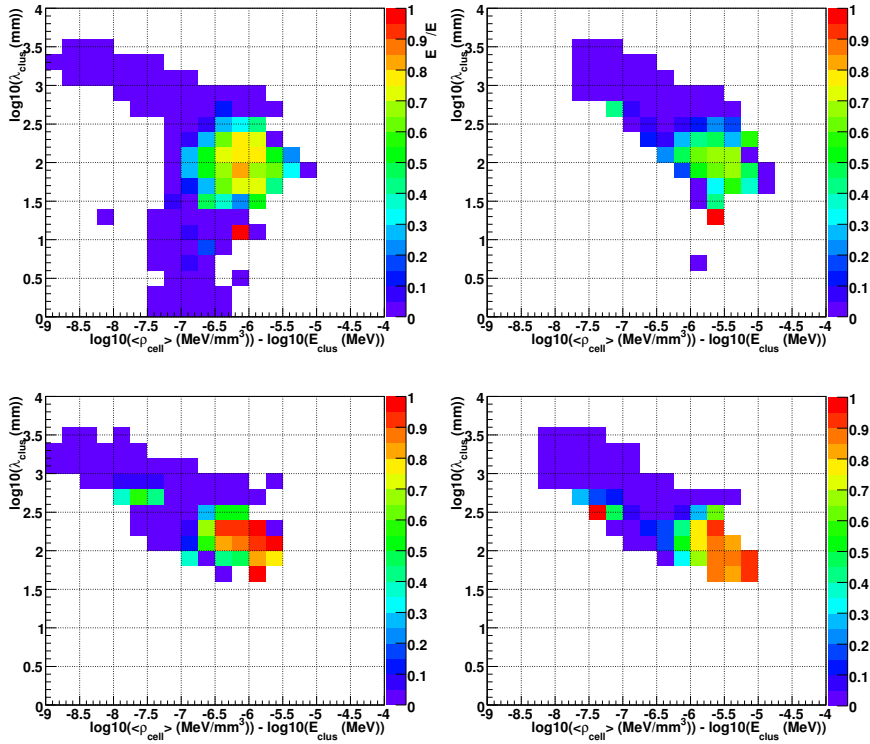


図 2.13 クラスタが π^0 中間子由来のものである確率の分布。左の列は $0.2 < |\eta| < 0.4$ 、右の列は $2.0 < |\eta| < 2.2$ 。上の段は $1 \text{ GeV} < E_{\text{cluster}} < 2 \text{ GeV}$ 、下の段は $8 \text{ GeV} < E_{\text{cluster}} < 16 \text{ GeV}$ 。縦軸はカロリメータの表面からクラスタ中心までのシャワー軸方向の長さ λ_{center} 、横軸はセルのエネルギー濃度 $\langle \rho_{\text{cell}} \rangle$ とクラスタのエネルギー E_{cluster} との比。それぞれ対数スケールで表示されている。右下の赤い領域が電磁成分によるクラスタ、左上の青い領域がハドロン成分によるクラスタである確率が高い。[33]

で定義し、これによって補正を行う。ただし $w_{\text{em}} = 1$ とする。

ハドロンシャワーはクラスタの外側のセルや、カロリメータ外の不感物質にもエネルギーを落とすため、クラスタのエネルギーをさらに補正する必要がある。これについても同様に MC によって、それぞれのエネルギー損失を見積もり、補正を行う。詳細は [33] を参照。

LCW で補正されたクラスタを入力として得られたジェットは

- ノイズ閾値以下のセルからの信号
- アクセプタンスの外へ飛来する粒子

のために、さらにエネルギーの補正が必要である。このため EM の場合と同様に JES を求め、それを用いてジェット単位の補正を行う。

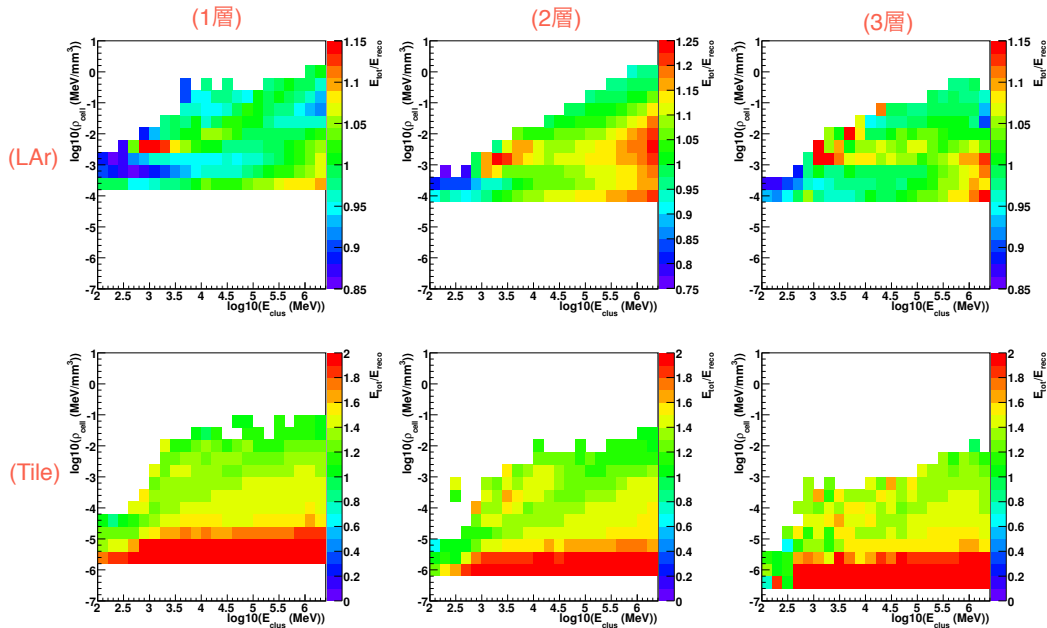


図 2.14 純粋なハドロンシャワーによるクラスターに含まれるセルのエネルギーに対する重みの $0.2 < |\eta| < 0.4$ での分布。上の段は左から LAr の第一層から第三層まで、下の段は Tile の第一層から第三層までの重みを表す。縦軸はセルのエネルギー濃度 $\langle \rho_{\text{cell}} \rangle$ 、横軸はとクラスターのエネルギー E_{cluster} である。それぞれ対数スケールで表示されている。下の段はハドロンカロリメータであるため大きな値になっている。またハドロンシャワーでは $\langle \rho_{\text{cell}} \rangle$ が小さいため、重みが大きい傾向にある。式 2.3 がエネルギーに対する増加関数であるため、 E_{cluster} が大きいほど重みが大きい。[33]

2.3.2 パイルアップ補正

図 1.2 で示したように 2012 年のパイルアップ数は 20.7 で、2011 年の 9.1 から大きく増加した。パイルアップ数の増加はジェットのエネルギー測定精度を悪化させる。図 2.15 にパイルアップ数に対する truth ジェットと reco ジェットの横運動量の比とジェットのエネルギー分解能の依存性を示す。この状況を改善するため 2.3.1 項で述べたエネルギー較正方法を基本として、これに更に補正を加える。

本研究ではジェット領域 (“Active Area”) によるパイルアップ補正 [36] を用いているので、これについて以下で説明する。また、ATLAS 実験の 2011 年での解析は MC を用いた補正方法が標準なので、これについてまず述べる。

MC シミュレーションを用いたパイルアップ補正

単独の陽子衝突と比較して、複数の陽子を複数のバンチで交差させる場合に、それがジェットのエネルギー測定に影響を与える原因は次の 2 つに分類される。

- 同じバンチ衝突時に起きた別の事象からのエネルギーによる寄与「in-time パイルアップ」
- パルスが両極性であること (図 2.16) により、前のバンチ事象で発生したエネルギーの影響

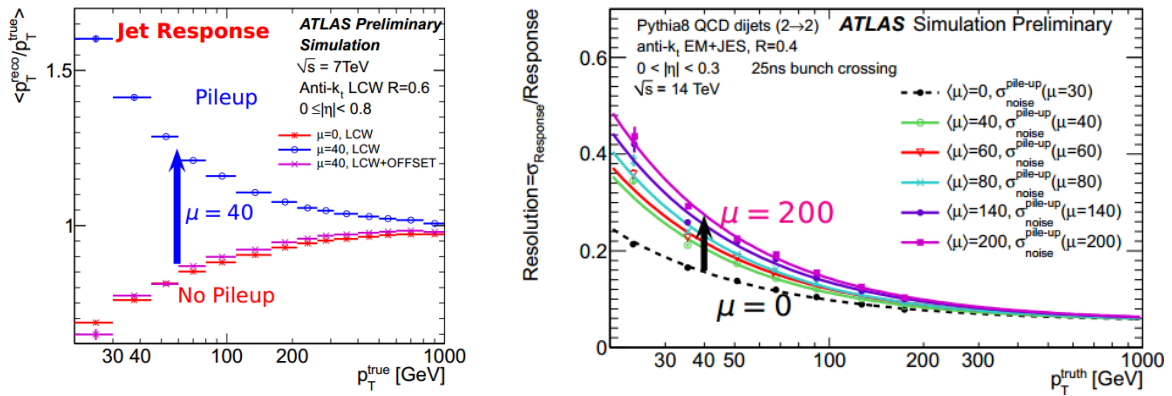


図 2.15 truth ジェットと reco ジェットの横運動量の比 (LCW+JES、左) とジェットのエネルギー分解能 (EM+JES、右) のパイルアップ数に対する依存性。μ は平均パイルアップ数である。左の図から分かるようにパイルアップの影響化では LCW に対する JES への $\ln(p_T)$ でのフィッティングが困難である。また右の図からパイルアップによってエネルギー分解能が悪くなっていることがわかる。このため対策が必要である。[40]

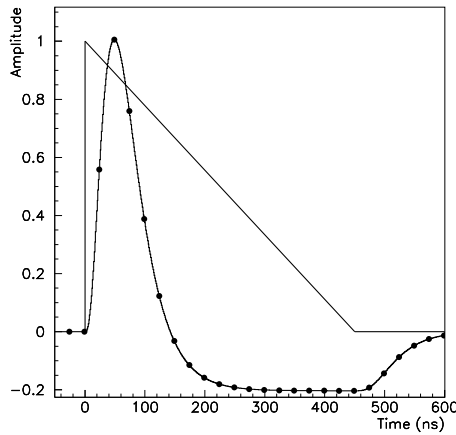


図 2.16 パレル部 LAr での両極性パルス。黒の点はサンプリングを表し、それぞれの間隔は 25 ns 毎である。Optimal Filter と呼ばれる手法で、信号の形を変え、最高点の波高とその時間を出力している。[9]

が負の方向に現れる「out-of-time パイルアップ」

ここでそれぞれのパイルアップに関する変数 N_{PV} 、 $\langle \mu \rangle$ を定義する。 N_{PV} は $p_T > 500$ MeV の飛跡 2 本以上*2で再構成された 1 次衝突点の数である。 $\langle \mu \rangle$ は

$$\langle \mu \rangle = \frac{L \times \sigma_{inel}}{N_{bunch} \times f_{LHC}} \quad (2.9)$$

*2 2011 年での解析では 400 GeV 以上の飛跡 3 本以上で再構成された 1 次衝突点の数。

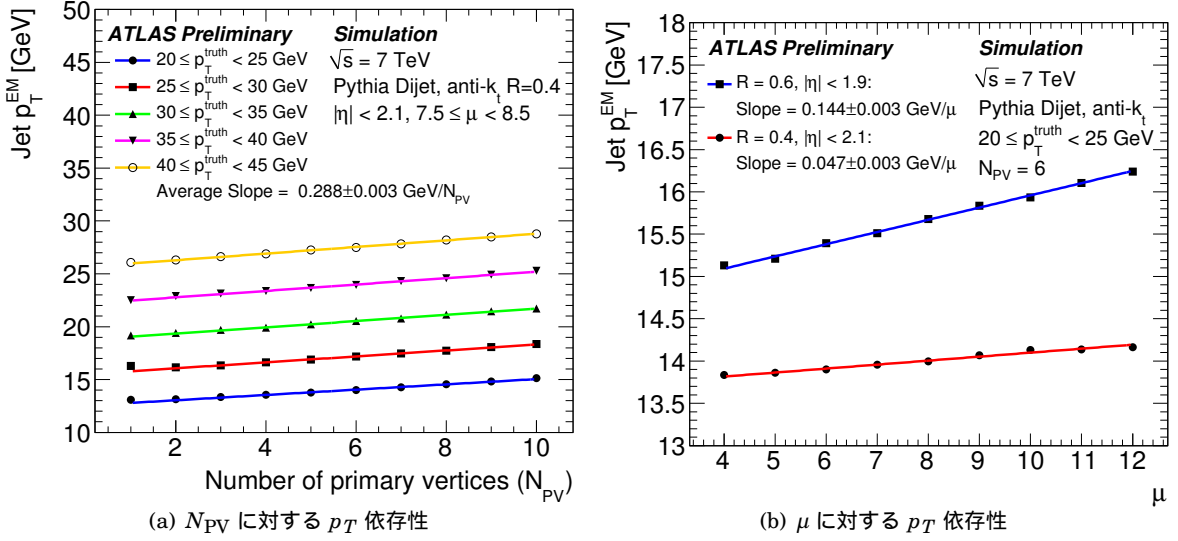


図 2.17 ジェットの平均横運動量 p_T の N_{PV} (左) μ (右) に対する依存。 N_{PV} 、 μ に対して直線的に p_T が増加している。またパイルアップの影響は、ほぼ p_T^{true} によらず η のみに依存する。これは 2011 年における解析のものであるため、 N_{PV} 、 μ について最大 10、12 までで線形性を確認している。[40]

で定義される。ここで L は瞬間ルミノシティ、 σ_{inel} は陽子陽子衝突による非弾性散乱の反応断面積、 $N_{\text{bunch}} \times f_{\text{LHC}}$ は LHC の平均バンチ衝突頻度である。2012 年の運転では最大瞬間ルミノシティは $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、平均バンチ衝突頻度は 50 MHz で、 $\langle \mu \rangle$ は 20.7 である。

N_{PV} は in-time パイルアップに対応する変数である。一方 $\langle \mu \rangle$ は in-time パイルアップ、out-of-time パイルアップのどちらにも関係する変数である。このため N_{PV} を固定し、 $\langle \mu \rangle$ の値を変化させて、ジェットのエネルギーを比較することで out-of-time パイルアップの影響を知ることができる。

図 2.17 のように、MC によって N_{PV} 、 $\langle \mu \rangle$ のそれぞれに対する、ある η 領域でのジェットに対する平均 p_T のグラフを作成し、これに対して直線フィッティングをする。これにより補正関数

$$O(N_{PV}, \langle \mu \rangle, \eta) = \alpha(N_{PV} - N_{PV}^{\text{ref}}) + \beta(\langle \mu \rangle - \langle \mu \rangle^{\text{ref}}) \quad (2.10)$$

を作成する [38]。ただし、 N_{PV}^{ref} 、 $\langle \mu \rangle^{\text{ref}}$ は $O = 0$ になる N_{PV} 、 $\langle \mu \rangle$ である。 $O(N_{PV}, \langle \mu \rangle, \eta)$ をジェットの p_T から引くことで補正を行う。

ジェット領域によるパイルアップ補正

前述の方法は事象単位で平均値について補正を行っただけなので、ジェットのエネルギー分解能を改善することはできない。これに対してジェット領域という変数を利用した方法では各ジェット毎に補正を行うことができる。この手法について説明する。ジェットはその領域(大きさ)に応じて、パイルアップからのエネルギー寄与が増加する。領域あたりのパイルアップからのエネルギー

の平均を計算し、各ジェット領域の大きさに応じてこのエネルギーをジェットのエネルギーから引くことで補正を行う。

ジェット領域は次で示す FastJet アルゴリズムによって定義する。まず $p_T = O(10^{-100}[\text{GeV}])$ の中性粒子（ゴースト粒子）をシミュレーションによって乱数を使用して一様に加えた上でジェットを再構成する。このゴースト粒子の p_T は非常に小さいため、再構成されたジェットのエネルギーに影響を与えない。この時ジェット領域 A^{jet} は

$$A^{\text{jet}} = \frac{1}{v_g \langle g_T \rangle} \sum_{g_i \in \text{jet}} g_i \quad (2.11)$$

で定義される。ただし、 $v_g \langle g_T \rangle$ は単位面積に含まれるゴースト粒子の横運動量の和である。式中の総和はあるジェットに含まれるゴースト粒子（あるジェットに再構成されたゴースト粒子）の 4 元運動量について行う。左辺の値はここで得られた 4 元運動量の横運動量とする。ここで ρ という量を

$$\rho = \text{median} \left(\frac{p_{T,i}^{\text{jet}}}{A_i^{\text{jet}}} \right) \quad (2.12)$$

で定義する。ただし median はすべてのジェットに対して平均をとるものとする。これらを使って

$$p_T^{\text{jet,corr}} = p_T^{\text{jet}} - \rho \cdot A^{\text{jet}} \quad (2.13)$$

という量を計算し、これを用いて補正を行う。

ジェット領域による補正は out-of-time パイルアップに対する効果が小さいため、前述の MC シミュレーションによる補正の方法で更に補正を行う [36]。

図 2.18 にそれぞれの補正を加えた後の N_{PV} （左） $\langle \mu \rangle$ （右）に対するジェットの横運動量 p_T の依存性を示す。図 2.18 の右図から $|\eta|$ の大きい領域で out-of-time パイルアップの影響が増加しているのが分かる。 η の大きい領域ではシャワーサイズの $\Delta\eta$ が小さくなるため、相対的にカロリメータのグラニュラリティが下がる。このためジェットの領域と負のエネルギー損失の領域との重なりが多くなり、out-of-time パイルアップの影響を受けやすくなる。

Jet Vertex Fraction

Jer Vertex Fraction (JVF) はエネルギー較正に用いるわけではないが、パイルアップ補正と関係の深い量であるため、ここで説明する。

JVF は次の式で定義される。

$$\text{JVF}(\text{jet}_i, \text{PV}_j) = \frac{\sum_k p_T(\text{trk}_k^{\text{jet}_i}, \text{PV}_j)}{\sum_m \sum_l p_T(\text{trk}_l^{\text{jet}_i}, \text{PV}_m)} \quad (2.14)$$

ただし trk^{jet} はあるジェットを中心とした半径 R の範囲に検出された飛跡のうち横運動量 $p_T > 500$ MeV のものを表す（以後、これをジェットに含まれる飛跡と表記する）。 $p_T(\text{trk}_k^{\text{jet}}, \text{PV})$ はジェットに含まれる、ある衝突点 PV 起源の飛跡の横運動量を表す。飛跡検出器の有効領域は $|\eta| < 2.5$ で

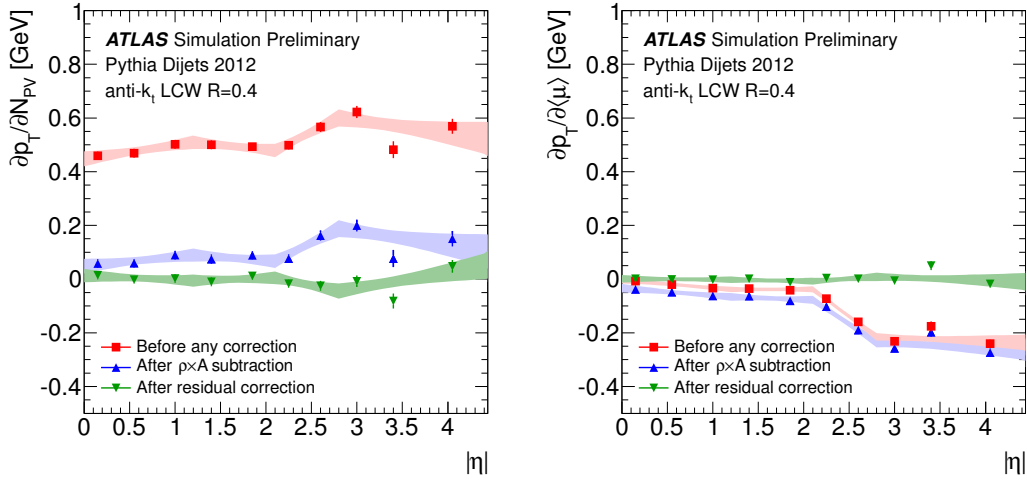


図 2.18 N_{PV} (左) $\langle\mu\rangle$ (右) に対するジェットの横運動量 p_T 依存性の $|\eta|$ 分布。赤が補正前、青がジェット領域を利用した補正、緑が更に MC による補正 (residual correction) を加えた結果。誤差幅は 68% の信頼性の範囲で描かれている。 $|\eta|$ の大きい領域では out-of-pileup の影響を受けやすくなるが、MC による補正で大きく改善されていることが分かる。[36]

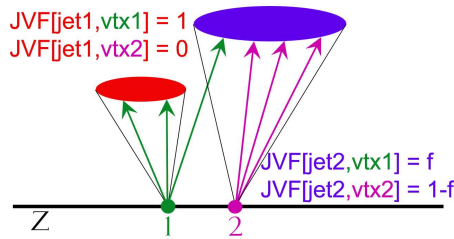


図 2.19 Jet Vertex Fraction の概念図。[42]

あるため、これより外側のジェットの JVF は定義できない。この場合を含めて半径 R の範囲に検出された飛跡が一つもない場合は JVF は -1 と定義する。

JVF はジェットに対するパイルアップの影響を示す指標で、この量が 1 に近いほどあるジェットに対するパイルアップの影響が小さいと考えられる。図 2.19 に JVF の概念図を示す。

なお、衝突点 PV_i の添字 i は飛跡の横運動量の二乗和の大きい順になっており、今後特に断らない限り JVF といった場合は PV_1 (最も衝突エネルギーの高いもの) に対するものとする。

2.3.3 Global Sequential Calibration

Global Sequential Calibration (GSC) は、各ジェットに伴って得られる情報を用いてジェット毎に付加的なエネルギー較正を行う手法である。本研究では、EM+JES、LCW+JES の両方について GSC を適用した場合としない場合での結果を比較した。

GSC は次のような方法でエネルギー較正を行う。

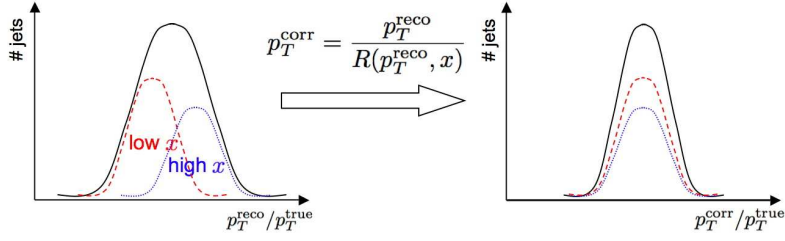


図 2.20 Global Sequential Calibration の概念図。ジェットに伴う変数 x を使用してジェット毎にエネルギー補正を行い、右図のようにエネルギー分解能が向上できる。[44]

1. モンテカルロシミュレーションを行い、あるジェットに伴う変数 x_i (例えば、カロリメータの各層で落とすエネルギーなど。以下で詳しく説明する) 及び p_T 、 η の領域で区切り、各区间についての $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{true}}$ のヒストグラムを作成する。
2. 1 で得られた分布に対してガウシアンでフィッティングを行い、中心値を得ることで、変数 x_i 及び p_T 、 η についての $R(p_T, \eta, x_i) = p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{true}}$ の関数を得る (各区间での値を連続関数にする方法については [43] を参照)。
3. $p_T^{\text{corr}} = p_T^{\text{reco}}/R(p_T, \eta, x_i)$ によって補正を行う。
4. p_T^{corr} と別の変数 x_j について、同様の補正を繰り返す。

GSC は以上のような方法で行うため、ジェットに対して任意のエネルギー較正を行った後でも適用することができる。また各ジェット毎にエネルギー較正を行うため、エネルギー分解能を向上させることができる。図 2.20 に GSC の概念図を示す。

GSC で具体的に使用される変数は

- ジェットがカロリメータの各層に落とすエネルギーの比率

$$f_i = \frac{E_i}{E_{\text{jet}}} \quad (2.15)$$

ただし、 i は検出器の各層を表し、 $i = 0$: presampler, 1–3: EM(Strip, Middle, Back), 4–6: Tile(A, BC, D) である。

- ジェットの横方向の広がりを表す次の変数 (jet track width と呼ばれる)

$$\text{width} = \frac{\sum_i p_T^{\text{track}_i} \Delta R(\text{track}_i, \text{jet})}{\sum_i p_T^{\text{track}_i}} \quad (2.16)$$

ただし、track はジェットに含まれる飛跡である。

- ジェットに含まれる飛跡の数 N_{track}

の三種類である。ただし LCW については f_i は使用しない。

width と N_{track} はジェットのフレーバー (特にグルーオンとクォーク) に対するエネルギー依存性を補正すると考えられる。これは次のように説明される。

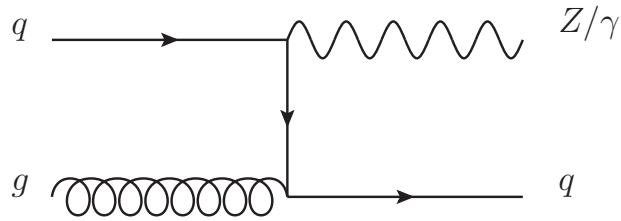


図 2.21 光子または Z ボソンを伴うジェット事象の最低次のダイアグラム

高エネルギーパートン反応で生じたグルーオンはクォーク、反クォーク対を生成（グルーオンスプリッティング）した後、ジェットを形成する。一方、クォークからのグルーオンの放射は、グルーオンスプリッティングによるクォークと比べると、相対的に小さいエネルギーになる。このためグルーオン起源のジェットに含まれる粒子の数はクォーク起源のジェットに比べて多くなり、粒子あたりのエネルギーは小さくなる。またジェットの横方向の広がりは大きくなる。式 2.3 からわかるように、エネルギーの小さいハドロンはカロリメータで落とすエネルギーの割合が小さいため、結果としてグルーオン起源のジェットはクォーク起源のジェットよりもエネルギーが小さく見積もられる。このためジェットの形状情報や飛跡情報を用いたエネルギー補正ではフレーバーに対する依存性を小さくすることができる。

2.3.4 実データによるエネルギー較正

ここまで述べてきたエネルギー較正方法はすべて MC に依存した方法である。2.1.1 項で述べたようにジェットのエネルギーを理論的に決定することは難しいため、MC によるジェットのエネルギーの大きさはモデルによる不定性を含む。そのため、実データを用いてジェットのエネルギー較正の検証を行う必要がある。

ここでは実データを利用したエネルギー較正のうち、光子または Z ボソンを伴うジェット事象を利用した方法について述べる。図 2.21 にこの事象のダイアグラムを示す。なお詳細な解析方法については 3.4 節で述べる。

この事象では光子または Z ボソンとジェットは横方向空間で反対向きに検出され、これらの横運動量は等しくなる。光子は電磁カロリメータによってジェットに比べ精度よくエネルギーを測定できる。また Z ボソンについても 2 つのレプトンへと崩壊する事象を選び、 Z ボソンの再構成を行うことで精度よくエネルギーを測定できる。このためジェットの真の横運動量として光子または Z ボソンの横運動量を使うことでエネルギー較正を行うことができる。本研究では Z ボソンを用いた方法を使用した。

第 3 章

ボトムクォーク起源のジェットのエネ ルギー系統誤差の解析

3.1 解析の概要

ここでは本研究で行った解析の概要について述べる。本研究では

- MC サンプルの違いによるボトムクォーク起源のジェットの高運動量応答関数の系統誤差の評価
- 実データと MC サンプルを使用したボトムクォーク起源のジェットの高運動量応答関数の系統誤差の評価

の 2 種類の解析を行う。前者はボトムクォーク起源のジェットのエネ
ルギー系統誤差を評価するため、後者は MC サンプルによるボトムクォーク起源のジェットのエネ
ルギー較正の検証のために行う。ここでの系統誤差の物理的意味については次の項で説明する。

なお今後、各クォークの頭文字を使用して、ジェットやハドロンのフレーバーを表す。例えば
チャームクォーク起源のジェットであれば c-ジェット、ボトムクォーク起源であれば b-ジェットと
表記する。ハドロンについても同様で、例えばボトムクォークを含む場合は B-ハドロンなどと表
記する。

3.1.1 ジェットのエネ ルギー系統誤差測定 の目的

ジェットのエネ
ルギー較正は、2.3 節で述べたように、基本的には MC シミュレーションを利用
している。しかしこの方法は MC 内で使用されているモデルに依存したエネ
ルギー較正に対する
不定性が避けられない。

シミュレーションでは基本的には次のような方法でジェットの生成を行う。

1. 入射ハドロンからのパートン反応（ここでは陽子衝突）を最低次（Leading Order、LO）ま
たは 2 次（Next Leading Order、NLO）の摂動論的 QCD で計算する（ハードプロセス）

2. 始状態放射 (Initial State Radiation、ISR) と終状態放射 (Final State Radiation、FSR) を最低次の摂動論的 QCD で計算する
3. 終状態のパートンレベルで計算をする
4. ハードプロセスに寄与しなかった、陽子中のパートンの反応を計算する (underlying event)
5. ハドロ化モデルを使用し、パートンからハドロンを構成する
6. 生成した短寿命ハドロンを崩壊させる
7. ハドロン、および短寿命ハドロンで生じた光子やレプトンなどの粒子を入射粒子として検出器シミュレーションを行う

終状態のパートンは MC のモデルによって計算されるため、各 MC サンプルに採用されているモデル間の違いによってジェットのエネルギースケールに差異が生じる。さらにパートンのハドロ化モデルに対する依存性によっても不定性が生じる。また MC におけるカロリメータの不感物質は、ある種類の元素の物質の量を決めて、検出器に追加するので、この量の決め方にジェットのエネルギーが依存する。

このようにジェットのエネルギーは MC で使用する事象生成モデルに大きく依存する。この差はジェットのエネルギー較正手法そのものに由来するので、これを系統誤差として物理結果に取り込む必要がある。そこで 3.3 節で、異なる MC サンプル間で横運動量応答関数 $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{truth}}$ を比較し、この差を系統誤差として評価する。

ジェットのエネルギー較正は、基本的にはジェットのフレーバーを考慮せずに行う (このようなジェットを inclusive ジェットと呼ぶ)。このため、ジェットを測定する際に、それがグルーオン起源であるかクォーク起源であるかによって、クォーク起源であるならばクォークの種類によってもジェットの様相は異なってくる。このため、あるジェットに対して、それがボトムクォーク起源であることを要求した場合、横運動量応答関数にフレーバー間の平均である inclusive ジェットとの差が生じる。この値を、ジェットに対して b-ジェットを要求した場合の inclusive ジェットに対して測定された系統誤差に対する付加的な系統誤差として評価する。

B-ハドロンは分岐比、約 10% で図 3.1 に示すセミレプトニック崩壊を起こす [22]。このときに生じるニュートリノや μ 粒子によってカロリメータで可視化されるはずのエネルギーがある割合で持ち去られるため、横運動量応答関数に影響を与えられられる。

また MC を用いた系統誤差の評価だけでなく、3.4 節で実データを用いた系統誤差の評価を行う。先程述べたように MC では QCD 相互作用を近似して事象を再現するため、現実のジェットと同じ挙動を示す保証はない。このため、MC を用いたエネルギー較正手法を実データに適用し、MC によるジェットのエネルギー較正をデータを用いて検証する。

3.1.2 2011 年の b-ジェットの測定状況

ATLAS 実験では 2011 年に MC を用いた b-ジェットのエネルギー系統誤差の測定が行われている。使用している MC サンプルは

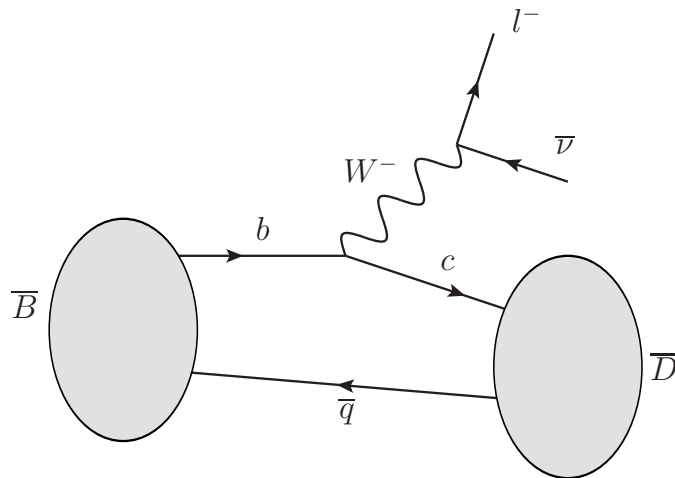


図 3.1 B 中間子のセミレプトニック崩壊のダイアグラム。B 中間子は弱い相互作用によって分岐比およそ 10% で D 中間子と荷電レプトンとニュートリノに崩壊する。

- PYTHIA6
- HERWIG++
- PYTHIA6 Perugia 2011 tune
- PYTHIA6 に対して不感物質の量を増加させたサンプル
- PYTHIA6 に対して破砕プロセスを調整したサンプル

の 5 つである。ここで PYTHIA は高エネルギー実験で使用される MC シミュレーションの標準的なツールである。事象生成から検出器シミュレーション前までの終状態の作成を行うツールである [59]。検出器のシミュレーションには Geant4 と呼ばれるフレームワークを用いる [60]。HERWIG も PYTHIA と同様の MC シミュレーションのツールだが、PYTHIA とは事象生成モデルに違いがある [61]。

2011 年度にはジェットに対して b-ジェットを要求した時の inclusive ジェットの横運動量に対する付加的な系統誤差を 0-1 TeV の領域でおよそ 1.0-1.8% 程度と見積もった。図 3.2 に 2011 年での MC を用いた系統誤差の評価結果を示す。

この値は 2011 年のデータについてのチューニングを行って作成した MC サンプルを用いて得られたもので、2012 年の物理解析における系統誤差としては使うことができない。また 2012 年における解析ではパイルアップ補正の手法が、ジェット領域を利用した手法に変更されたことを 2.3.2 で述べた。このため、新たな補正方法による系統誤差への影響を評価する必要がある。

実データを用いた解析については、2011 年に得られた 5.2 fb^{-1} のデータでは b-ジェットの統計量が十分ではなく、Z ボソンに伴うジェット事象を使用した方法では有意な結果が得られないことがわかってきた。このため、本研究における実データを用いた b-ジェットのエネルギー系統誤差の研究は、ATLAS 実験において初の試みである。

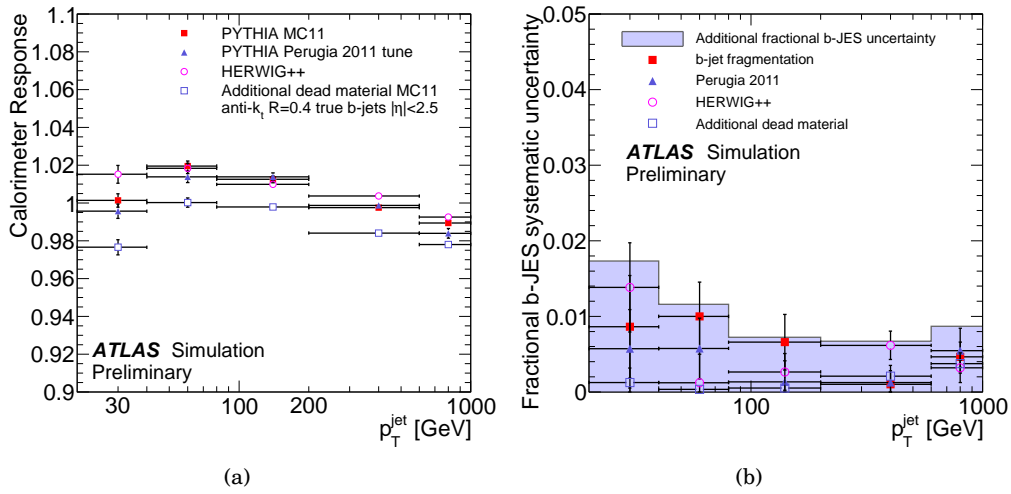


図 3.2 2011 年での MC を用いた b-ジェットの系統誤差の評価結果。(a) は各 p_T 領域での b-ジェットの横運動量応答関数、(b) が b-ジェットの系統誤差の絶対値。[50]

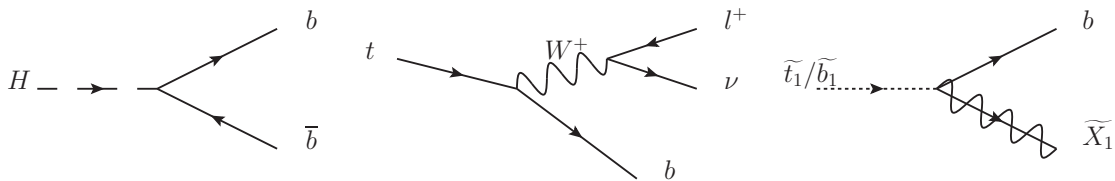


図 3.3 ボトムクォーク生成事象のダイアグラムの例

3.2 b-ジェットの同定

$H \rightarrow b\bar{b}$ 事象の同定、トップクォークの解析、ストップクォークやスボトムクォークの崩壊によるボトムクォークの生成事象の解析などにおいて、ボトムクォーク起源のジェットとその他のジェットを区別することは極めて重要である。図に 3.3 にボトムクォーク生成事象のダイアグラムの例を示す。なお、ボトムクォーク起源のジェットを同定することを b-タグという。

一般にジェットの様相のフレーバーによる違いは明確ではないため、ジェットのフレーバーを識別するのは困難であるが、例外的に b-ジェットについては B-ハドロンによって与えられる情報を用いた比較的精度の良い同定が可能である。B-ハドロンの寿命 $c\tau$ は約 $450 \mu\text{m}$ であり、さらにローレンツブーストされるため、B-ハドロンは平均でこの 10 倍程度の飛距離で崩壊する。このため、B-ハドロンの生成される事象では

- 衝突径数 (Impact Parameter, IP) の大きな飛跡
- 1 次衝突点と大きく離れた 2 次崩壊点 (Secondary Vertex, SV)

という2つの特徴が観測されるため、これらの情報を元に同定を行う。図3.4にb-ジェットと2次崩壊点の模式図を示す。

b-ジェットの同定アルゴリズムにはMCによる対数尤度法を用いる。ある変数 S_i に対するlight-ジェット、b-ジェットの分布関数 $u(S_i)$ 、 $b(S_i)$ をMCによって作成し、

$$w_{\text{jet}} = \sum_i \ln w_i = \sum_i \ln \frac{b(S_i)}{u(S_i)} \quad (3.1)$$

によって重みを定義する。この重み変数を用いてb-ジェットを識別する。

具体的に使用する変数はMV1と呼ばれる変数で、以下で説明するIP3D、SV1、JetFitterの3つの変数を入力として用いたニューラルネットワーク^{*1}の出力として得られる変数である。

- IP3D

衝突径数を利用した変数。ジェットに含まれる飛跡の横方向衝突径数 $d0$ とビーム軸方向衝突径数 $z0$ を対数尤度法の変数として使用する。

- SV1

2次崩壊点を利用した変数。2次崩壊点の質量^{*2}、 $JVF(\text{jet}, SV)$ 、2本以上の飛跡を含む衝突点の数、ジェット方向と1次衝突点から2次崩壊点への方向との間の距離 ΔR を対数尤度法の変数として使用する。

- JetFitter

SV1同様、2次崩壊点を利用した変数。カルマンフィルターと呼ばれる数学的手法によって1次衝突点、B-ハドロンの崩壊点、D-ハドロンの崩壊点を結ぶ直線を決定する。これによりb-ジェットだけでなく、c-ジェットの分離が可能。使用する変数はSV1と同様である。図3.5に3つの崩壊点に対する直線フィットの模式図を示す。

MV1によるb-ジェットの同定効率の測定は基本的には、セミレプトニック崩壊によって生成されるミューオンによってジェットをタグすることで行う^{*3}。タグされたジェットを使用して

$$\epsilon_b = \frac{N_b^{\text{tag}}}{N^{\text{tag}}} \quad (3.2)$$

で同定効率を定義する。ただし N^{tag} はミューオンによってタグされたジェットの数、 N_b^{tag} はこのうち、MV1でb-ジェットと判断されたジェットの数である。測定手法の詳細については[54]を参照。MV1の同定効率はb-ジェットについて70%の時、誤って他の粒子を同定する効率はlight-ジェットが0.7%、c-ジェットが20%である。また同定効率の系統誤差は5-19%である。図3.6にMV1のlight-ジェット、c-ジェットの排除効率(同定効率の逆数)をb-ジェットの同定効率の関数として示す。図3.7にジェットの横運動量に対する同定効率の系統誤差を示す。

*1 ニューラルネットワークとは多変量解析の一種で、入力された情報から学習し、最適な解を出力する手法である。

*2 衝突点からのすべての飛跡の4元運動量を足して得られる4元運動量の質量成分。

*3 b-ジェットの同定効率は2つのトップクォークを伴う事象によっても測定されている。[55]

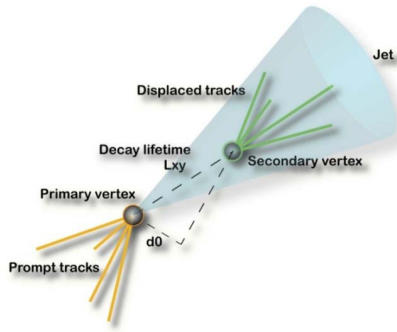


図 3.4 b-ジェットと 2 次崩壊点の模式図。B-ハドロンは 1 次衝突点 (Primary vertex) から数 $100\ \mu\text{m}$ 飛行した後崩壊するため、2 次崩壊点 (Secondary vertex) が観測される。2 次崩壊点からの飛跡は 1 次衝突点からの衝突径数 (d_0) が大きくなる。[58]

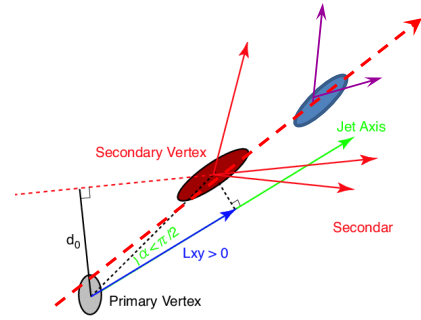
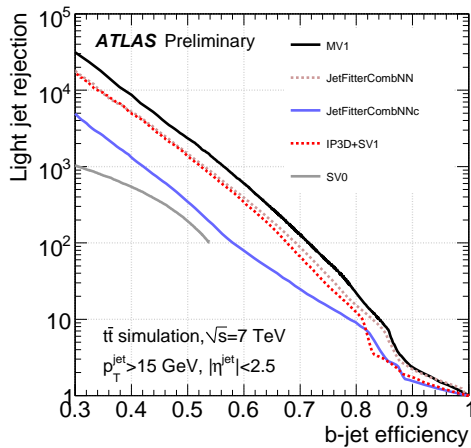
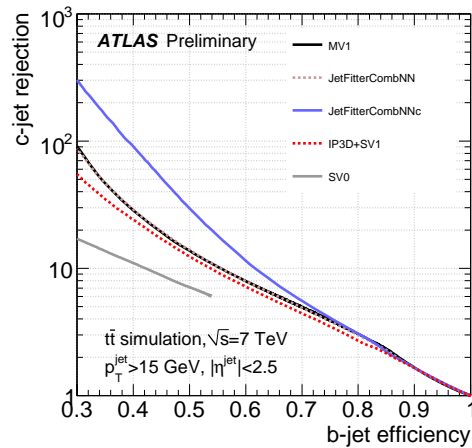


図 3.5 1 次衝突点、B-ハドロン、D-ハドロン崩壊点を結ぶ直線フィットの模式図。フィットはカルマンフィルターによって行う。赤い点線が得られた直線。この直線とジェット方向 (緑の矢印) との間の距離 ΔR を対数尤度法の変数の一つとして使用する。[58]



(a)



(b)

図 3.6 light-ジェット (a)、c-ジェットの排除効率 (b) を b-ジェットの同定効率に対する関数として示したグラフ。本研究では MV1 を同定効率 70% で用いる。[54]

3.3 シミュレーションを用いた系統誤差の評価

本研究で行ったシミュレーションを用いた系統誤差の解析について詳細を述べ、その結果を示す。

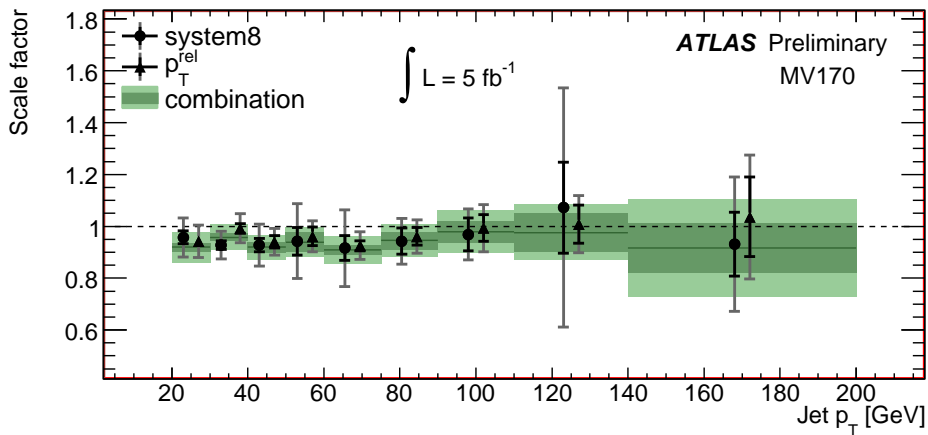


図 3.7 ジェットの横運動量に対する同定効率の系統誤差を横運動量の関数として示したグラフ。縦軸は、シミュレーションでの同定効率を分母、実データの同定効率を分子にとった比率。 p_T^{rel} 、system8 と呼ばれる同定効率の評価手法によるそれぞれの結果と、2つの手法を合わせた結果を示す。[54]

3.3.1 解析方法と事象選択

重心系エネルギー $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ での陽子陽子衝突の MC シミュレーションを行い、2つのジェットを伴う事象を用いる。

使用した MC サンプルは以下の4種類である。

- PYTHIA8, QGSP_BERT
PYTHIA8 はエネルギー較正の基準としているサンプルである。QGSP_BERT は検出器シミュレーションフレームワーク Geant4 の物理パッケージ*4である。なお、以後このサンプルについては PYTHIA8 と表記する。
- HERWIG++
HERWIG++ は事象生成モデルの違いによるジェットのエネルギー依存性を示すために使用する。
- distorted geometry
不感物質の濃度を10倍に増加させた PYTHIA8 サンプルである。検出器に含まれる不感物質によるジェットのエネルギーに対する検出器の応答の依存性を示すために使用する。
- PYTHIA8, FTFP_BERT
このサンプルについては ATLAS 実験において 2014 年度以降に用いる予定の Geant4 の物

*4 Geant4 でシミュレーションする際の粒子の種類や相互作用、パラメータなどの設定をしている。

理パッケージ FTFP_BERT へ変更した場合の影響の確認のためのみに使用する。

エネルギー応答関数を得るために表 3.1 のような条件を満たす reco、および truth ジェットを含む事象を選択する。ただし、reco ジェットはカロリメータのセル情報を入力として、truth ジェットはシミュレーション内部の粒子情報を入力にして再構成されたジェットのことを表す。

表 3.1 シミュレーションを用いた系統誤差の解析における事象選択

対象	条件	補足
truth ジェット	$\Delta R > 2.5 \times R_{\text{anti-kt}}$	ΔR は truth ジェットと他の truth ジェットとの距離。 $R_{\text{anti-kt}}$ はジェットサイズで 0.4 または 0.6 である。
reco ジェット	$p_T^{\text{reco}} > 10 \text{ GeV}$	
reco ジェット	$JVF > 0.25$	パイルアップの影響を小さくするため

ここで truth ジェットと reco ジェットの距離 $\Delta R(\text{truth}, \text{reco}) < 0.3$ を満たす reco ジェットのうち ΔR が最小のものを truth ジェットに対応する reco ジェットと定義する。ただし、本来 reco ジェットと truth ジェットはそれぞれ検出器情報とシミュレーション情報を用いて独立に再構成されるため、必ずしもこれらが 1 対 1 に対応するわけではないことに注意しておく。

ジェットの p_T について、事象を $\{20, 40, 80, 140, 200, 400, 600, 1000, 2000, 3000\}$ [GeV] で区切り、偽ラピディティ $0 < |\eta| < 0.8$ の領域でのジェットの横運動量の応答係数の測定を行う。 $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{truth}}$ の分布に対して、ガウシアンフィッティングを行い、この時の中心値から横運動量応答係数を得る。

横運動量応答関数の評価は inclusive ジェットと b-ジェットに対してを行い、それぞれ MC サンプルの違いによる系統誤差を評価する。b-ジェットの定義に関しては 3.3.2 項で述べる。

なお、reco ジェットに対して $p_T > 10 \text{ GeV}$ を要求をするため、特に低 p_T 領域において、 $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{truth}}$ のヒストグラムの分布はガウシアン分布から大きくずれたものになる。このため、ガウシアンに対して予め p_T カットの影響を組み込んだ分布関数を定義し、これによりフィッティングを行っている。これについては付録 A を参照。図 3.8 にフィッティングの様相を示す。

3.3.2 シミュレーションにおけるジェットのフレーバーの識別

b-ジェットの解析、および比較のために、MC によるジェットのフレーバー情報を用いてジェットを以下の 4 種類に分類する。

- b-ジェット
- c-ジェット
- u、d、s の軽いクォーク起源のジェット (light-ジェット)
- グルーオンジェット

これらの分類は次のように決定する。

1. ジェットから距離 $R_{\text{anti-kt}}$ の範囲内に B-ハドロンが存在するならば b-ジェット

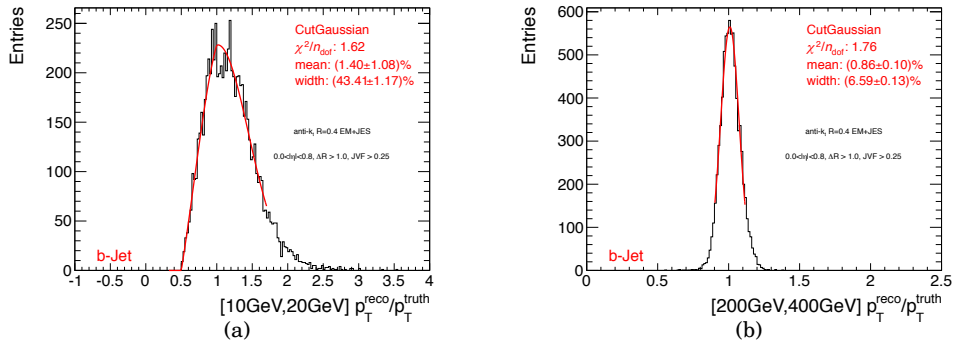


図 3.8 $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{truth}}$ のヒストグラムに対するフィッティングの様相。(a) は p_T^{truth} が 10-20 GeV の領域、(b) は 200-400 GeV の領域のもの。低運動量領域ではヒストグラムの分布はガウシアン分布から大きくずれたものとなるため、予め p_T カットの影響を組み込んだガウシアンでフィッティングを行っている。

2. 1 を満たさず、かつジェットから距離 R の範囲内に c -ハドロンが存在するならば c -ジェット
3. 2 を満たさず、ジェットが u 、 d 、 s クォーク起源ならば light-ジェット、グルーオンであればグルーオンジェット。ただしジェットから距離 R の範囲内に存在する最も大きな p_T をもつパートンをそのジェットの起源とする

なお、 c -ジェット、 b -ジェットについては起源となるパートンについては考慮しない。このため実際にはグルーオン起源のジェットであっても、グルーオンのボトムクォーク対へのスプリッティングにより、 c -ジェット、 b -ジェットとして識別されるものも存在する。

3.3.3 ジェットエネルギーのフレーバーに対する依存性

3.3.2 項の方法で識別されたジェットのフレーバーに対する横運動量応答関数の依存性について述べる。図 3.9 に MC サンプルに PYTHIA8 を用いた時の応答関数の結果、図 3.10 に MC サンプルに HERWIG++ を用いた時の応答関数の結果を示す。それぞれ比較のため各ジェットエネルギー較正手法での結果を載せている。また図 3.11 にジェットに含まれる平均飛跡数の横運動量に対する分布を示す。なお、GSC による補正係数は現在 1 TeV のみのデータしか用意されていないため、GSC を適用したグラフについては 1 TeV 以下の値をプロットしている。

2.3.3 項で述べたように一般にグルーオンジェットを構成する粒子数はクォークジェットに比べて多くなり、粒子 1 つあたりのエネルギーが小さくなる。式 2.3 で示したようにエネルギーの低いハドロンほどカロリメータで可視化されるエネルギーがより小さい。この結果、グルーオンジェットの横運動量応答関数の値はクォークジェットに比べ、小さく見積もられる。

図 3.9、図 3.10 では、いずれもグルーオンジェットは light-ジェットに比べ、横運動量応答関数が 1-5% 程度小さくなっているが、このことから予想されるように、たしかに図 3.11 ではグルーオンジェットは飛跡の数が light-ジェットに比べ多い。

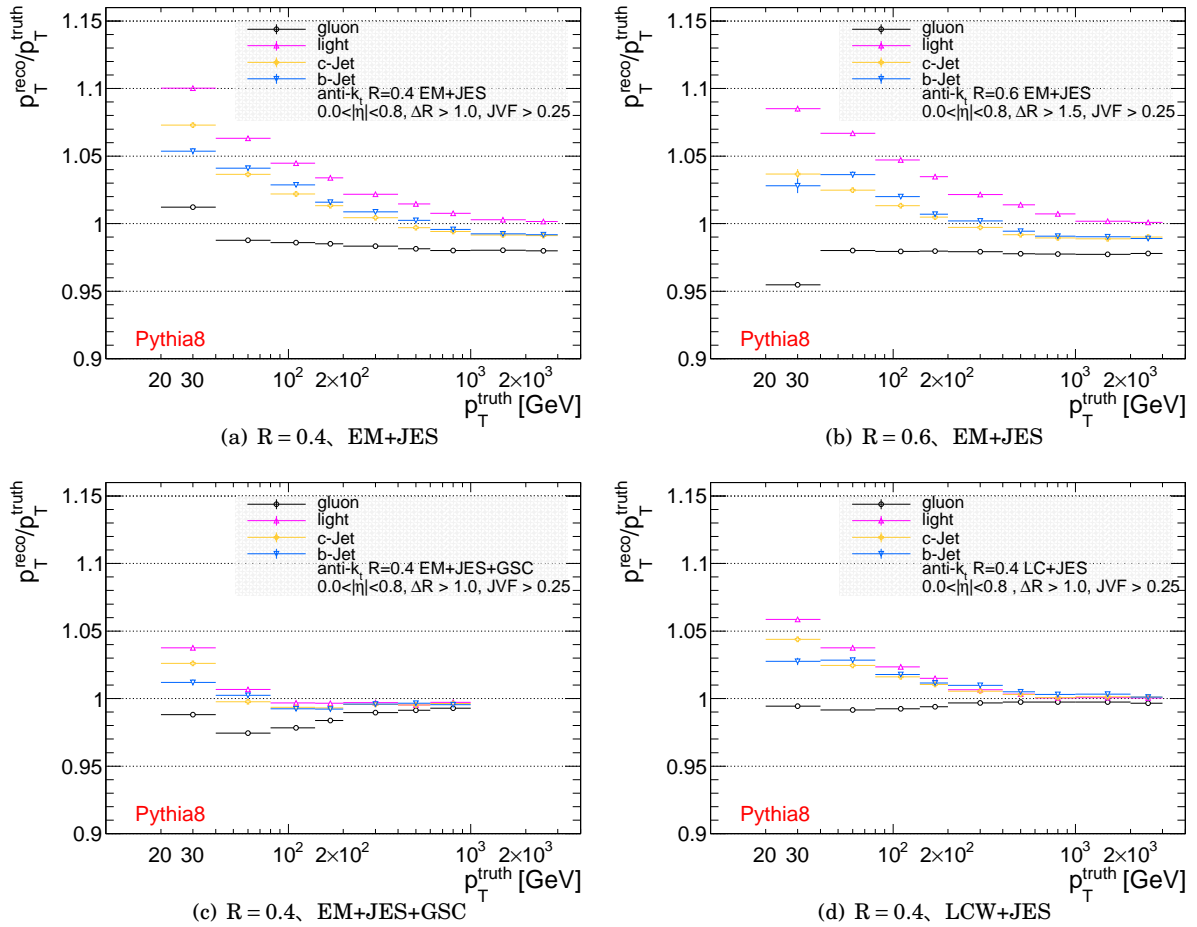


図 3.9 PYTHIA8 を用いて求めたジェットの各フレーバー毎の横運動量関数。左上はジェットサイズが $R = 0.4$ 、エネルギー較正に EM+JES を使用した場合のグラフである。右上は EM+JES、 $R = 0.6$ 、左下は EM+JES、 $R = 0.4$ に対して GSC を適用したもの、右下は LCW+JES、 $R = 0.4$ である。グルーオンジェットが横運動量応答関数の値が一番小さく、次に c-、b-ジェット、次に light-ジェットとなっている。GSC を適用した場合には応答関数の値が 1 に近づき、フレーバーに対する依存性が小さくなることわかる。

c-、b-ジェットについては起源となるパートンがグルーオンの場合も含まれるため、純粋なクォーク起源の light-ジェットに比べ飛跡の数は多くなると予想される。PYTHIA8 では平均飛跡数、横運動量応答関数、共にグルーオンジェットと light-ジェットの中間程度であるが、一方で HERWIG++ では c、b-ジェットはグルーオンジェットに近い値をとっている。このことから事象ジェネレータに依存して、各フレーバーのハドロン化の様相はかなり異なることわかる。

図 3.9、図 3.10 の (c)、(d) ではそれぞれ EM+JES に GSC を適用した場合と、LCW+JES での結果を示している。PYTHIA8、HERWIG++ とともに、GSC を適用することでフレーバーに対する依存性が小さくなることが確認できる。また LCW+JES についてもフレーバーに対する依存性が小さくなること分かる。

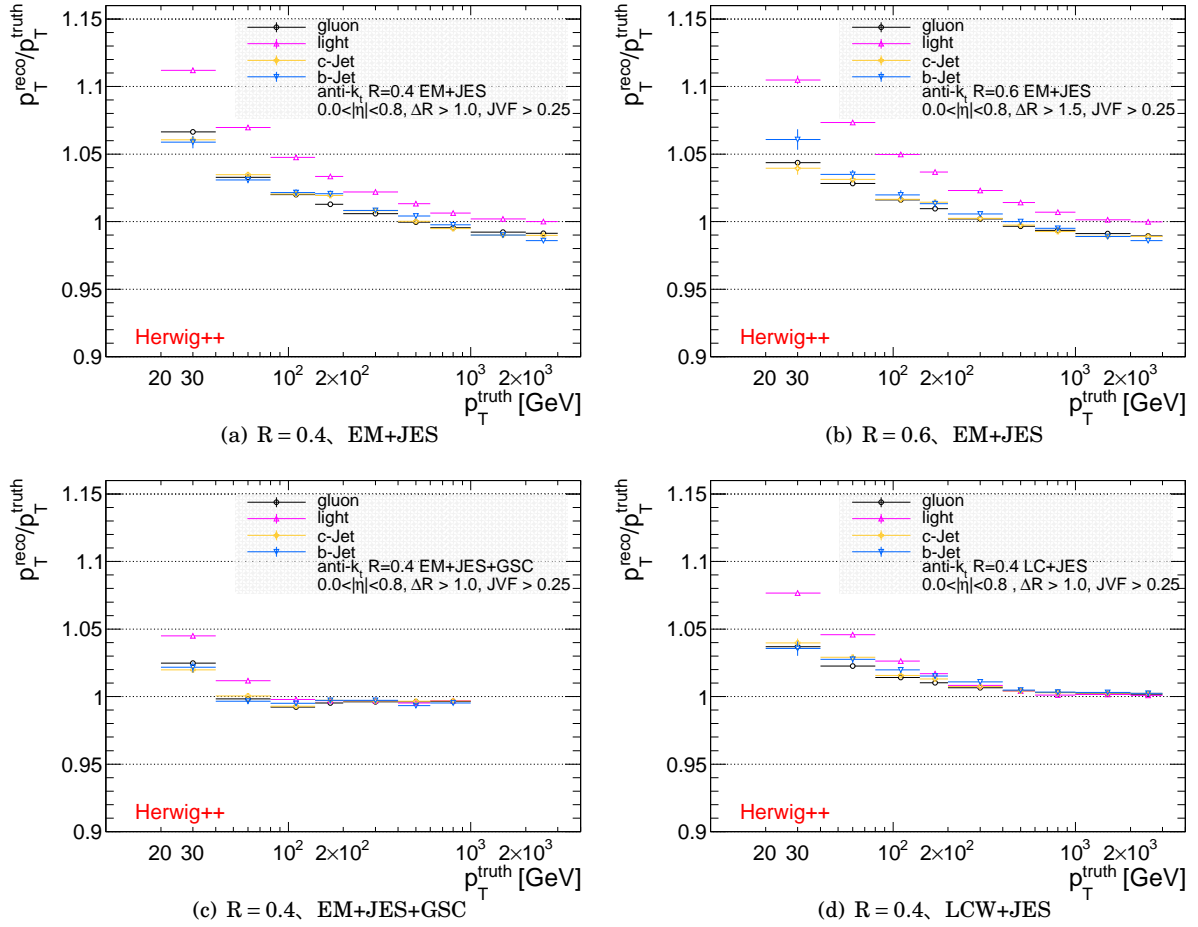


図 3.10 HERWIG++ を用いて求めたジェットの各フレーバー毎の横運動量応答関数。各グラフに用いた較正手法は図 3.9 と同様である。light-ジェットの横運動量応答関数の値が大きく、それ以外のフレーバーについては同程度の大きさになっている。PYTHIA8 と同様、GSC を適用した場合には応答関数の値が 1 に近づき、フレーバーに対する依存性が小さくなることがわかる。

3.3.4 シミュレーションによる系統誤差の評価

MC シミュレーションを用いた横運動量系統誤差の評価結果について述べる。図 3.12 に各 MC サンプルを用いて求めた inclusive ジェット (左) b-ジェット (右) の横運動量応答関数を示す。図 3.12 の各グラフ中の上側のグラフは横運動量応答関数、下側のグラフは PYTHIA8 を用いて求めた横運動量応答関数と各 MC サンプルを用いて求めた横運動量応答関数との比をとったときのグラフである。

図 3.12 の左側の 2 つグラフ (a)、(b) から、inclusive ジェットでは HERWIG++ を用いて求めた横運動量応答関数は PYTHIA8 を用いたときの値よりも大きいことがわかる。低エネルギー領域では 2-4 % 程度の差である。これに対し、b-ジェットにおける横運動量応答関数は PYTHIA8 と HERWIG++ を用いた場合で、ほぼ全 p_T 領域で 2% 以下の差になった。distorted geometry では

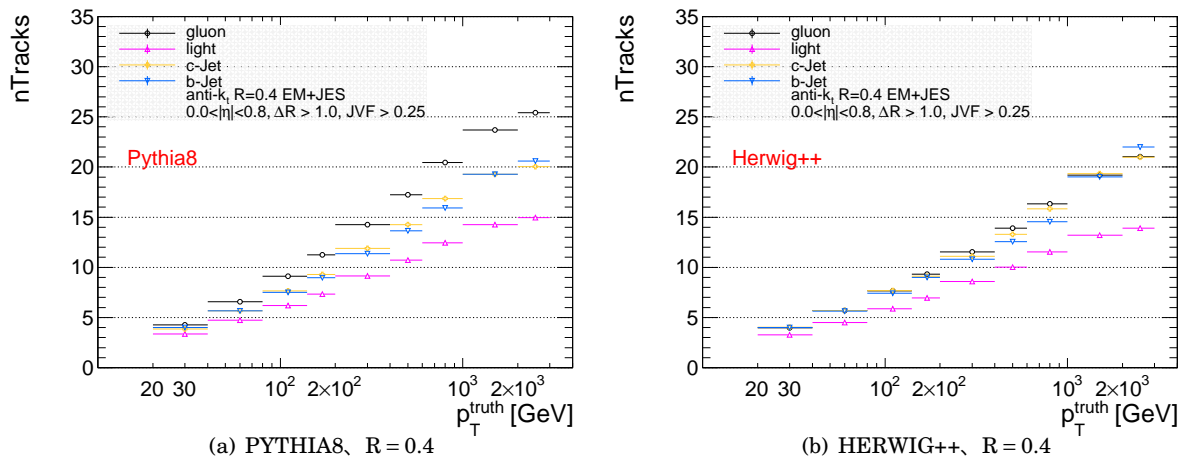


図 3.11 PYTHIA8、HERWIG++ を用いて求めたジェットに含まれる平均飛跡数を横運動量の関数として示したグラフ。横軸は truth ジェットの横運動量。PYTHIA8 では飛跡の数はグルーオンジェットが一番多く、c-、b-ジェットが次に多く、light-ジェットが一番少なくなっている。これに対し、HERWIG++ ではグルーオンジェット、c-、b-ジェットは同程度の飛跡数で、light-ジェットが一番少ない。

不感物質の量を増やしているため、いずれのジェットフレーバーのグラフにおいても横運動量応答関数が PYTHIA8 よりも 1-2% 程度小さくなっている。

図 3.13 に b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する付加的な横運動量の系統誤差の結果を示す。

EM+JES については系統誤差は $p_T < 140$ GeV の領域において 2.6-4.1% 程度、 $p_T > 140$ GeV の領域において 0.3-1.2% 程度になった。LCW+JES については系統誤差は $p_T < 140$ GeV の領域において 1.0-2.3% 程度、 $p_T > 140$ GeV の領域において 0.3-1.2% 程度になった。R = 0.4 と R = 0.6 との比較では系統誤差に有意な違いは見られなかった。GSC を適用した場合は系統誤差は全 p_T 領域で減少し、特に系統誤差の大きな低横運動量領域では効果が大きい。GSC によって系統誤差は最大で 2% 程度小さくなっている。

また distorted geometry との比較による系統誤差は 0.2% 以下の小さい値で、HERWIG++ との比較による系統誤差が支配的であることがわかった。このことから不感物質による影響は小さく、事象生成モデルの違いが系統誤差に大きく影響を与え得ると言える。

3.4 実データを用いた系統誤差の評価

本研究で行った実データを用いた系統誤差の解析について詳細を述べ、その結果を示す。

3.4.1 解析方法と事象選択

Z ボソンを伴うジェット事象を使用して、MC で求めたエネルギー較正係数の検証と、ジェットエネルギーの系統誤差の評価を行う。この手法では Z ボソンが 2 つの電子または μ 粒子に崩壊す

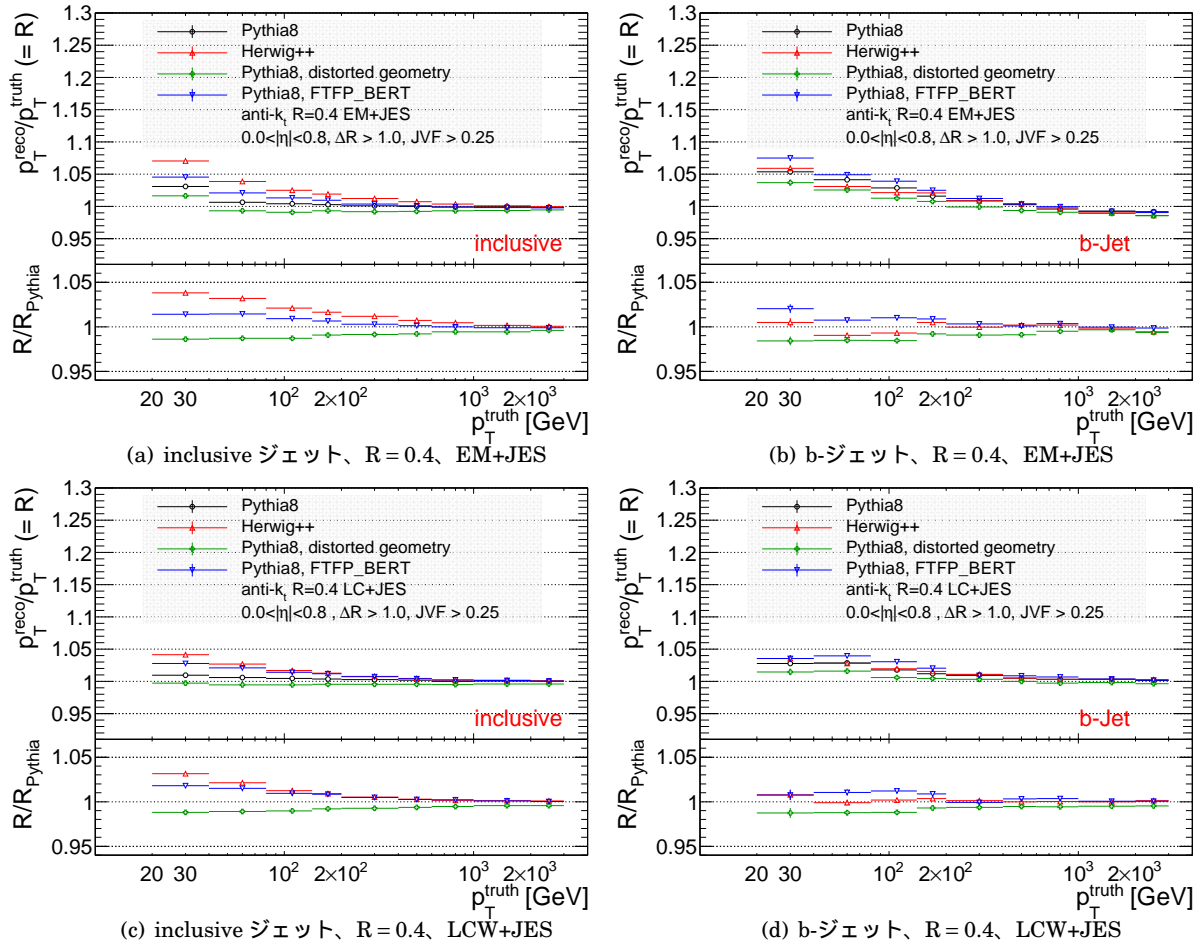


図 3.12 各 MC サンプル毎の inclusive ジェット、b-ジェットの横運動量応答関数。各図中の上側が横運動量応答関数、下側は PYTHIA8 を用いて求めた横運動量応答関数と各 MC サンプルを用いて求めた横運動量応答関数と比をとったときのグラフである。図 3.9、図 3.10 では各フレーバーのジェットに対する横運動量応答関数を 1 つのグラフにプロットしているが、ここでは各 MC サンプル毎に一つのグラフにプロットをしている。

る事象を用いれば、精度よく Z ボソンの横運動量が測定できることを利用する。このため Z ボソンから 2 つの電子に崩壊する場合と、2 つの μ 粒子に崩壊する場合の 2 通りの手法が考えられるが、本研究では 2 つの電子に崩壊する事象を利用する。

まず電荷の異なる 2 つの電子、およびジェットが 1 つ以上存在する事象を選ぶ。次に 2 つの電子の 4 元運動量から不変質量を計算し、それが Z ボソンの質量(本研究では $80 \text{ GeV} < M_{ee} < 116 \text{ GeV}$ を Z ボソンの質量とする)であることを要求。この時、 Z ボソンと 1 ジェットのみが生成される場合には、この 2 つは $x-y$ 空間で反対向きに放出されるため、これらの横運動量は等しくなる。このことから Z ボソンの横運動量を基準として、ジェットのエネルギーの評価を行う。なお、これらの p_T 比をとった時のヒストグラムに対するフィッティングは MC シミュレーションによる解析と同様の方法で行う。ある事象に 2 つ以上のジェットが存在する場合は Z ボソンとジェットの向きは正確に反対方向にはならないが、2 番目に横運動量の大きいジェット(以後、セカンドジェット

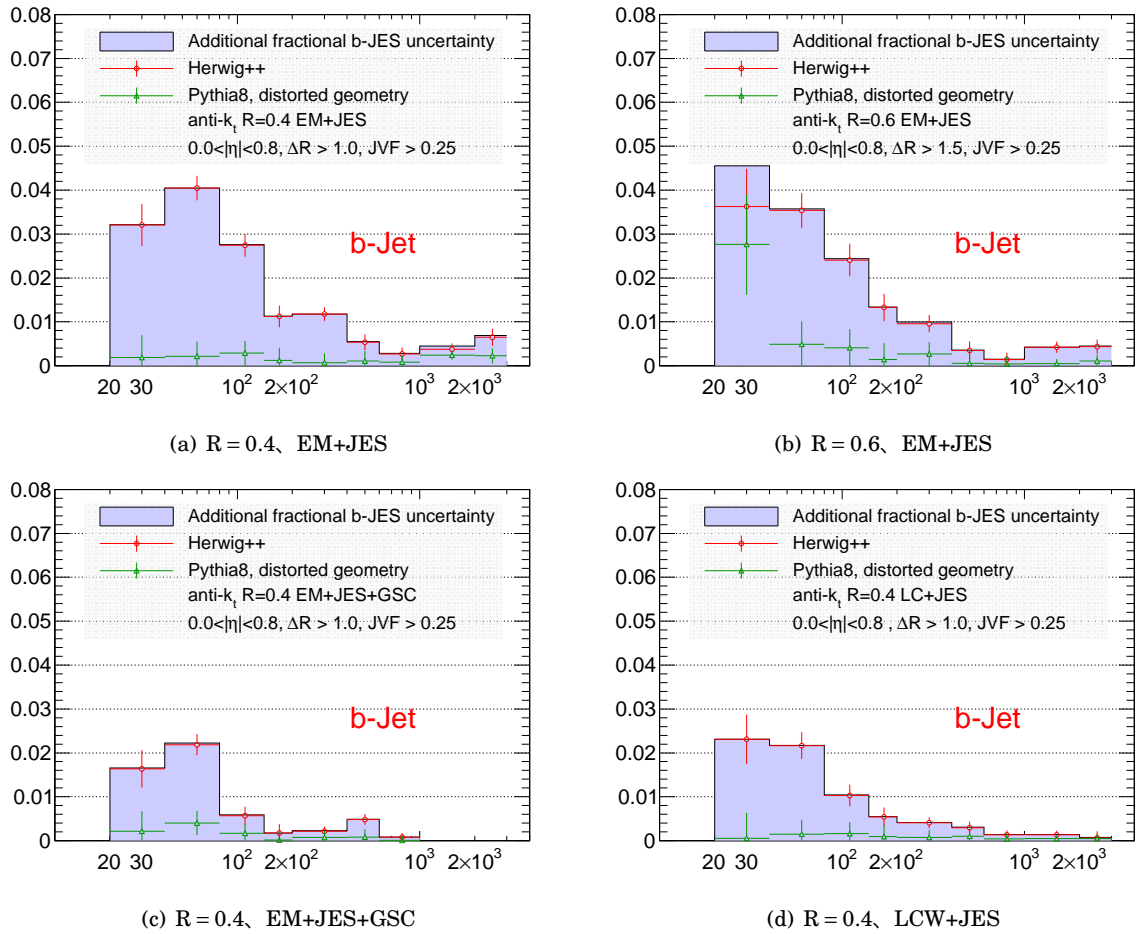


図 3.13 b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する横運動量の付加的な系統誤差の MC シミュレーションによる評価。それぞれの値の絶対値と合計を載せている。

とする)の横運動量にカットを要求することで、1番 p_T の大きいジェット(以後、リーディングジェットと呼ぶ)と Z ボソンの運動量方向が逆向きに近い事象を選ぶ。また横運動量応答関数の評価は $p_T^{\text{ref}} = p_T^Z * \cos \Delta\Phi$ という量を基準に行う。ただし $\Delta\Phi$ は Z ボソンとジェットとの間でなす角である。これによりセカンドジェットの影響を小さくする。図 3.14 に Z ボソンを伴うジェット事象を利用した手法の模式図を示す。

使用したサンプルは

- POWHEG PYTHIA8
- SHERPA

の 2 種類である。POWHEG[63] はハードプロセスのみを計算するジェネレータで、NLO まで計算することができる。Z または W ボソンとジェットが生成するようなエネルギー領域では NLO の影響が大きくなるため、これを使用する。パートンシャワーやハドロン化は PYTHIA8 を使用する。また破砕プロセスの比較のため SHERPA[62] での評価も行う。

事象選択の条件を表 3.2 にまとめた。

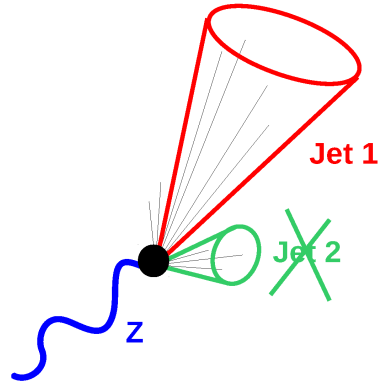


図 3.14 Z ボソンを伴うジェット事象を利用した手法の模式図。セカンドジェットの横運動量を制限し、純粋な Z ボソンとジェットがより反対向きに近い状態で放出された事象を選択する。

表 3.2 実データを用いた系統誤差の解析における事象選択

対象	条件	補足
電子	medium++	下記参照
電子	$E_T^e > 20 \text{ GeV}$	
電子	$ \eta_e < 2.47$	ただし $1.37 < \eta < 1.52$ を除く
Z ボソン	$80 \text{ GeV} < M_{ee} < 116 \text{ GeV}$	
ジェット	$\Delta R(\text{jet1}, e) > 0.35 (R = 0.4)$	
	$\Delta R(\text{jet1}, e) > 0.4 (R = 0.6)$	
ジェット	$p_T^{\text{jet1}} > 10 \text{ GeV}$	
ジェット	$\text{JVF}(\text{jet1}) > 0.25$	
ジェット	$(\pi - \Delta\Phi(Z, \text{jet1})) < 0.35$	
ジェット	$p_T^{\text{jet2}} < \text{Max}(0.2 \times p_T^{\text{ref}}, 10 \text{ GeV})$	$\text{JVF}(\text{jet2}) > 0.25$ の場合はこの条件は課さない

ただし medium++ は ATLAS 実験で電子の同定に用いられる基準の一つである。他にも、同定効率や他の粒子の排除効率を変えたものとして loose++, tight++ がある。medium++ は $Z \rightarrow ee$ 事象を用いた測定で、 $E_T > 20 \text{ GeV}$ の電子に対して同定効率 94.32% で、ジェットの排除効率は 6840 ± 68 である。[65]。

3.3 節での解析と同様に、ジェットの p_T について、事象を {20,40,80,140,200} [GeV] で区切り、偽ラピディティ $0 < |\eta| < 0.8$ の領域でのジェットの横運動量の応答係数を求める。

なお、セカンドジェットのカット値の最低値は 10 GeV であるため、つまりセカンドジェットが $p_T < 10 \text{ GeV}$ である事象についてはカット対象にはならない。このため、リーディングジェットの p_T が低い場合は、セカンドジェットが応答関数の評価に与える影響は相対的に増大する。このため、20–40 GeV での結果については評価の対象としない。

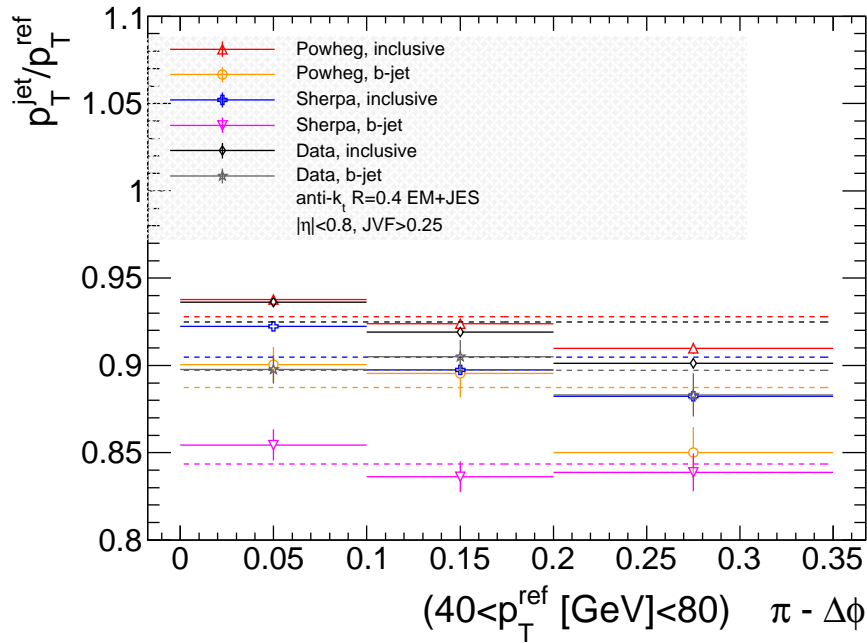


図 3.15 各サンプルでの p_T^{ref} とジェット p_T の比のグラフ。横軸は $\pi - \Delta\Phi$ 、縦軸は $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}}$ である。これらの点に対して定数関数でフィッティングを行い、この結果を $\pi - \Delta\Phi = 0$ での外挿値とする。

3.4.2 反対方向事象への横運動量応答関数の外挿

Z ボソンとジェットとの間でなす角の反対向きからの差 $\pi - \Delta\Phi$ は始状態放射、終状態放射などの影響で有限の値を持つ。この大きさはセカンドジェットの横運動量の大きさを制限することで小さくすることはできるが、完全に 0 にはならない。

このため Z とジェットのなす角が正確に π である場合の p_T 比を求めるために、次のような外挿を行う。事象を $0 \leq \pi - \Delta\Phi \leq 0.1$ 、 $0.1 \leq \pi - \Delta\Phi \leq 0.2$ 、 $0.2 \leq \pi - \Delta\Phi \leq 0.35$ の領域にわけ、それぞれについて各 p_T 領域で $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}}$ を計算する。ある p_T 領域についての横軸 $\pi - \Delta\Phi$ 、縦軸 $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}}$ のグラフ (図 3.15) を作成し、これに定数関数でフィッティングを行う。このとき定数関数の値を $\pi - \Delta\Phi = 0$ のときの $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}}$ の外挿値として用いる。

3.4.3 実データによる系統誤差の評価

図 3.16 に inclusive ジェットと b-ジェットの横運動量応答関数を各サンプル毎に示す。図の各グラフ中の下側のグラフは各 MC サンプルを用いて求められた値と実データを用いて求められた値の比を示している。

POWHEG を用いた場合では inclusive ジェットでの系統誤差は 1-2% 程度になっているが、

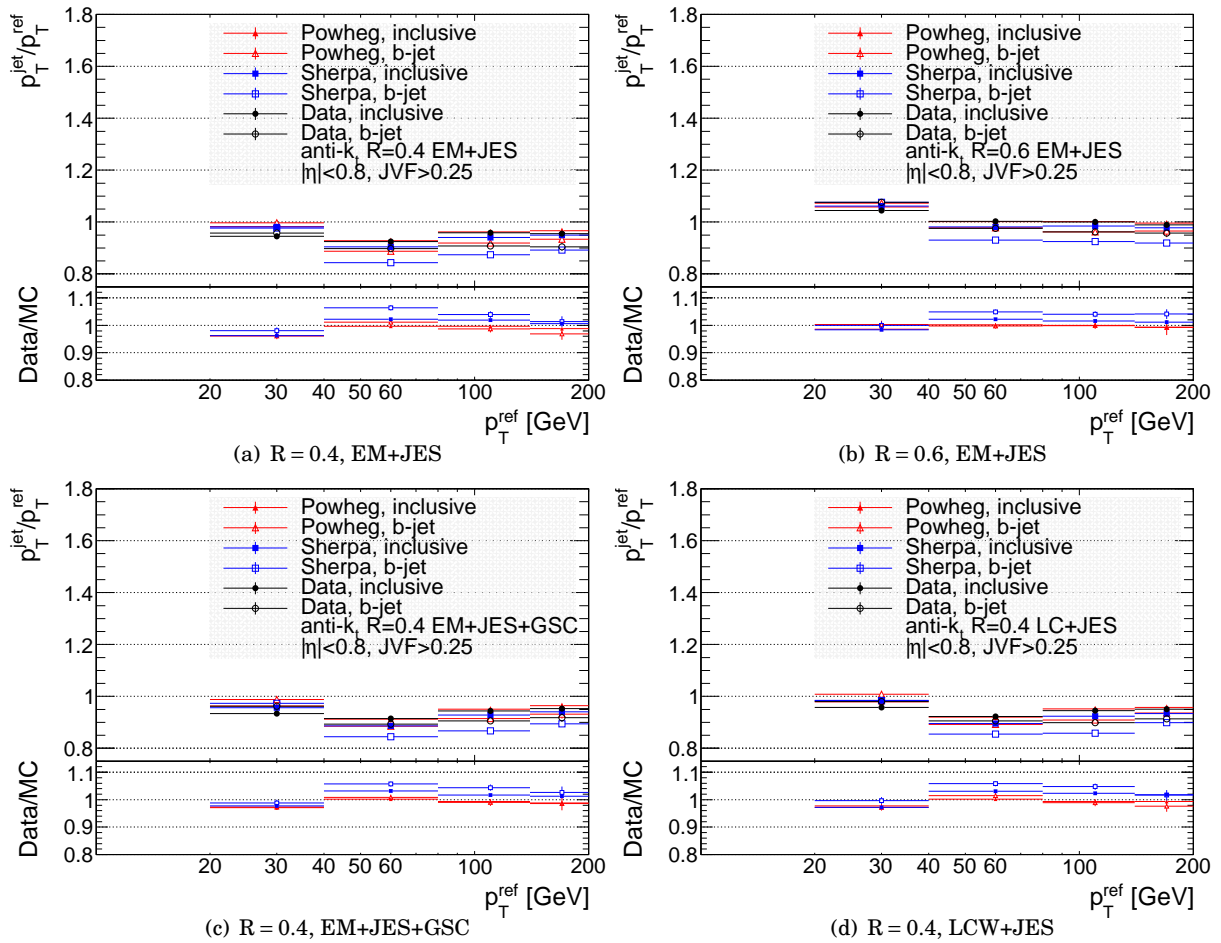


図 3.16 inclusive ジェットと b-ジェットの各サンプル毎の横運動量応答関数。下側は各 MC サンプルを用いて得られた値とデータを用いて得られた値との比のグラフ。MC シミュレーションでの横運動量応答関数は実データと比べ小さいことが分かる。また較正手法毎に有意な違いはほとんど見られない。

SHERPA では 2-4 % 程度の系統誤差になっている。

図 3.17 に b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する横運動量の付加的な系統誤差の結果を示す。POWHEG では 0-2 % の系統誤差になった。SHERPA では 2-4 % の系統誤差になった。この値はジェットのエネルギー較正手法、ジェットサイズで有意な差は見られない。

3.5 考察と今後の課題

3.5.1 2011 年の MC シミュレーションを用いた b-ジェットのエネルギー系統誤差との比較

b-タグを要求した場合の inclusive ジェットに対する付加的な系統誤差について、本研究の MC による解析と 2011 年における解析の結果を比較する。図 3.18 に 2011 年、2012 年での結果をそれぞれ示す。

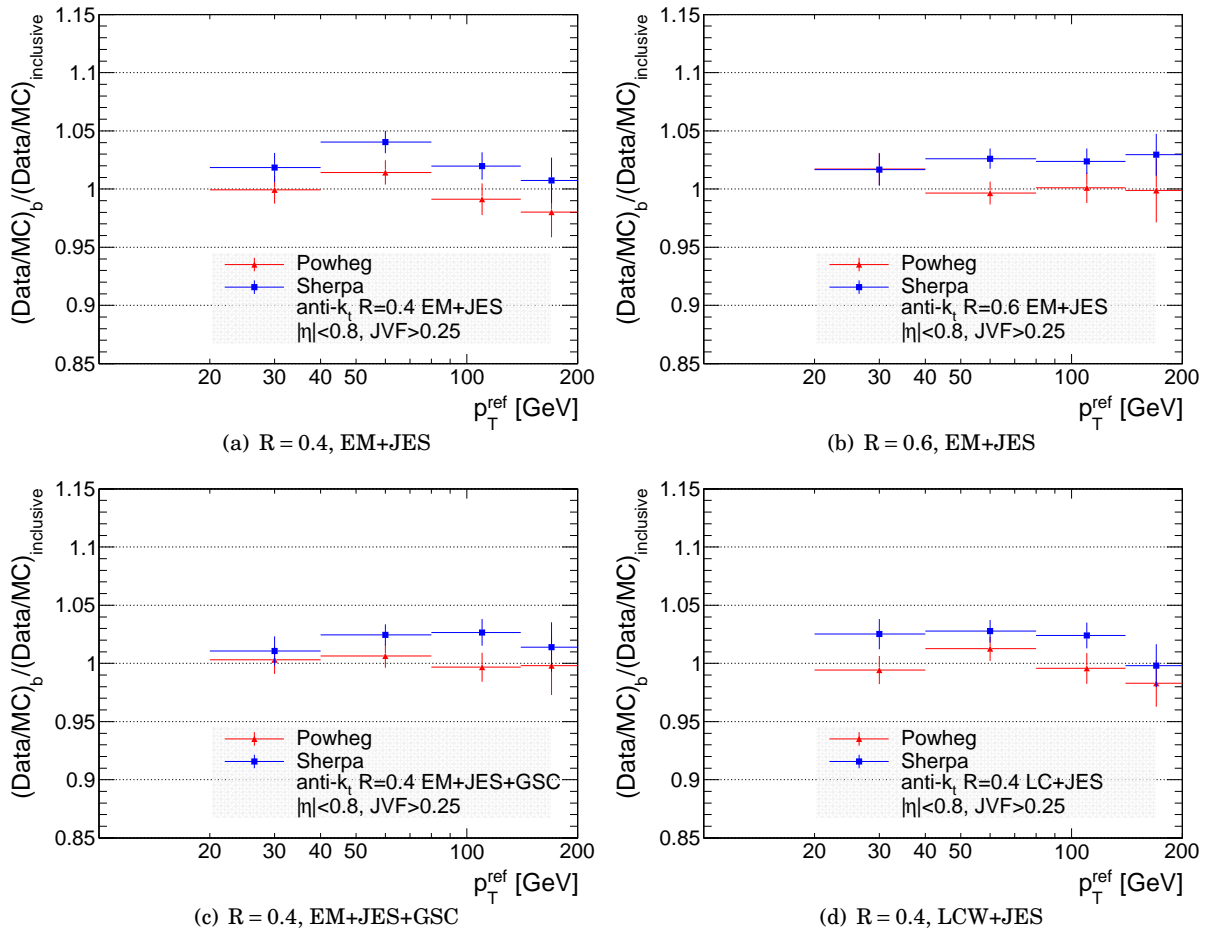


図 3.17 b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する横運動量の付加的な系統誤差の実データによる評価。POWHEG による系統誤差では 0-2% であり、よく実データと一致している。

2012 年の結果では PYTHIA と HERWIG++ との比較による系統誤差が支配的である。このため、ここでは 2011 年の HERWIG++ による結果のみとの比較を行う。

2011 年の結果では HERWIG++ との比較による系統誤差は 40 GeV 以下の低 p_T 領域において 1.7% の系統誤差で、それ以上の p_T 領域では系統誤差は 0.6% 以下になっている。一方で 2012 年では 140 GeV 以下の p_T 領域において、2.7-4.0% の系統誤差で、それ以上の p_T 領域では系統誤差は 1.2% 以下になっている。

この違いについて考察をする。まず 2011 年と 2012 年での解析における違いを表 3.3 で示す。

40 GeV 以下の系統誤差は 2011 年では 1.7%、2012 年では 3.8% である。これを仮に μ あたりの系統誤差に直すと、それぞれ 0.19%、0.18% となる。この値は 2011 年と 2012 年で近い値になっているため、 μ にほぼ比例して系統誤差が増加していると言える。

2011 年の PYTHIA6 ではハードプロセスを LO のみで計算で行っているが、2012 年の PYTHIA8 では NLO まで計算を行っている。このことによりボトムクォークの破砕プロセスに HERWIG++ との差異が生まれ、系統誤差が増加した可能性がある。この影響を正確に知るためには PYTHIA6

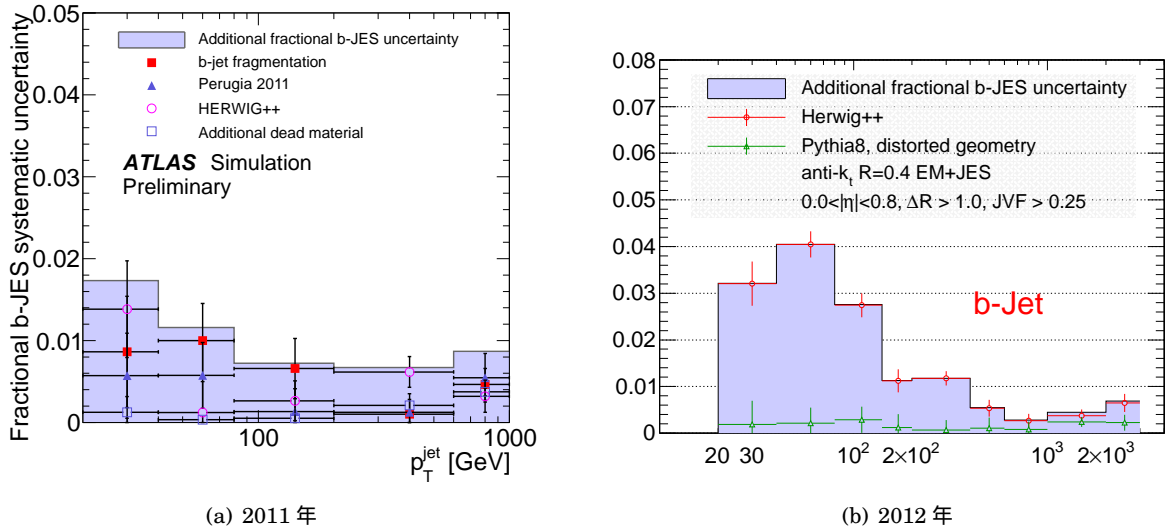


図 3.18 2011 年 (a)、2012 年 (b) での MC サンプルを使用した、b-タグを要求した時の inclusive ジェットに対する横運動量の付加的な系統誤差。2011 年の結果、2012 年の結果はどちらも HERWIG++ による系統誤差は低い p_T 領域で大きな値をとり、高い p_T 領域で小さな値をとる傾向はほぼ一致している。系統誤差の値は 2011 年に比べ、2012 年の結果は 1-2% 程度大きい。

表 3.3 2011 年と 2012 年における MC を用いた b-ジェットの系統誤差の結果

変更点	2011 年	2012 年
重心系エネルギー	7 TeV	8 TeV
平均 μ	9.1	20.7
パイラアップ補正	MC を利用した補正	ジェット領域を利用した補正
基準となる MC サンプル	PYTHIA6	PYTHIA8

による系統誤差を評価する必要がある。

また、今回は事象生成モデルの違いを確認するために、HERWIG++ のみを使用したが、さらに 2011 年の結果と比較するためには他の事象生成モデルを使用する必要がある。

3.5.2 MC シミュレーションにおけるジェットの横運動量分解能のフレーバー依存性

MC シミュレーション (PYTHIA8) を用いて測定された、ジェットの横運動量分解能のフレーバーに対する依存性について述べる。なお、ここでのジェットの横運動量分解能は $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{true}}$ の分布に対してガウシアンでフィッティングした結果の σ の値である。図 3.11 で示したようにジェットに含まれる飛跡の数は多い順にグルーオンジェット、c・b-ジェット、light-ジェットである。飛跡の数が多ということは飛跡一本あたりのエネルギーが小さくなり、カロリメータにおける分解能が悪くなる。このため、横運動量分解能は高い順に light-ジェット、c・b-ジェット、グルーオ

ンジェットとなると予想される。

図 3.19 にジェットの各フレーバー毎の横運動量分解能の比較を示す。EM+JES では light-ジェットの分解能、 $c \cdot b$ -ジェットのエネルギー分解能、グルーオンジェットのエネルギー分解能という順で分解能が良くなっている。また GSC を適用した場合と、LCW+JES についてはエネルギー分解能が 15 % 程度改善され、また各フレーバー毎にエネルギー分解能の差が小さくなっている。

得られた結果のフレーバーに対する依存性は予想とは逆のものとなった。これについての理解は現状では難しいが、私の予想について述べる。

light-ジェットは起源となるパートンの種類が、 u, d, s の 3 種類であるのに対し、グルーオンジェットは 1 種類である影響の可能性がある。light ジェットによる横運動量分布はそれぞれのパートンによる横運動量応答の分布の重ね合わせであるため、もしもパートンの種類ごとの応答関数の値に大きな差がある場合は、横運動量分解能が悪くなると考えられる。 $c \cdot b$ -ジェットについては起源となるパートンを考慮せずにフレーバーを識別するため、 $c \cdot b$ -ジェットの他にグルーオンジェットを含む。このため、この場合も 2 種類のフレーバーを含み分解能が悪くなる。グルーオンジェットについては単一のパートンであるため、最も分解能が良いという結果になる。

この予想は light-ジェットを更に u, d, s のフレーバーについて識別し、それぞれのクォークを起源とするジェットの横運動量分解能とグルーオンジェットの横運動量分解能を比較することで確認ができる。これは今後行っていく。

また、今回は MC を用いた横運動量分解能の評価のみを行ったが、実データを用いた横運動量分解能の評価も今後の課題とする。

3.5.3 セミレプトニック崩壊に対する考察

実データにおける解析でのフレーバーに対する依存性を見るため、図 3.20 に、 b -ジェットの横運動量応答関数と inclusive ジェットの横運動量応答関数の比のグラフを示す。 $p_T > 40$ GeV では POWHEG と実データで 2-4 % 程度、SHERPA においては 4-6 % 程度、 b -ジェットの横運動量応答関数が低くなっている。これはいずれのエネルギー較正手法、ジェットサイズにおいても同様の傾向である。なお、 $p_T < 40$ GeV の領域では Z ボソンを伴うジェット事象を用いた手法では有意な結果を得られないと考えられるので、今回はこの領域については考慮しない。

b -ジェットはセミレプトニック崩壊によって生成した μ 粒子やニュートリノによって応答関数の値が小さくなると考えられるので、この傾向は得られた結果と一致している。しかし、ジェットの応答関数がフレーバーに依存する原因はその他にも考えられるため、検討が必要である。

b -タグを要求した場合の影響はセミレプトニック崩壊の他に下の 2 つが考えられる。ただし、これらの項目の影響は排他的に分かれているわけではないことに注意。

1. b -タグを要求するため inclusive ジェットと比べて、グルーオンジェットの統計量の比率が相対的に小さくなることの影響

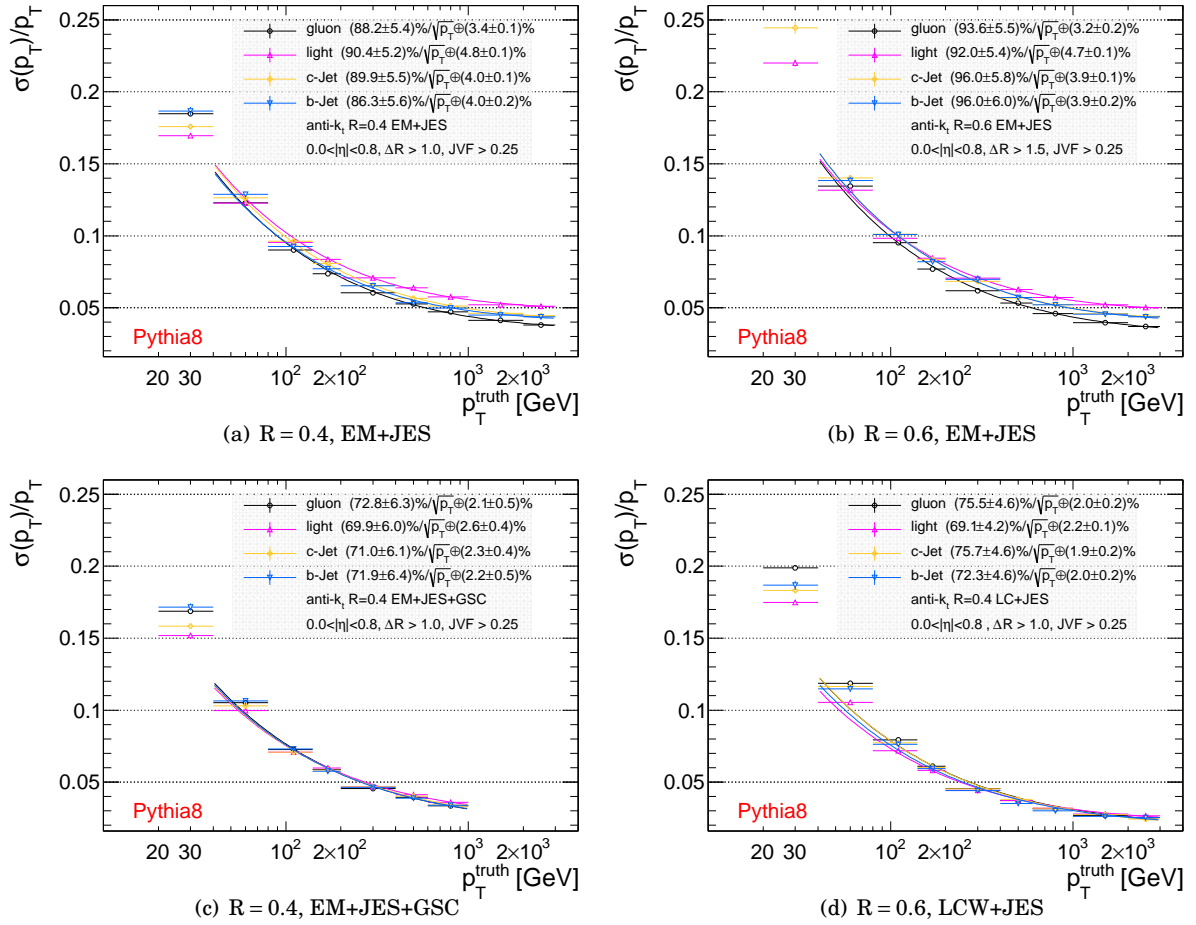


図 3.19 PYTHIA8 を用いて測定されたジェットの各フレーバー毎の横運動量分解能。横軸は truth ジェットの p_T である。フィッティングは $\sqrt{S^2/p_T + N^2/p_T^2 + C^2}$ で行っている。ただし、 S は統計因子、 N はノイズ因子、 C は定数因子 [24]。グラフ中の凡例には統計因子と定数因子の値を示している。フィッティングには 20-40 GeV の領域は除いている。

これは b-タグを要求すると、ジェットに含まれる飛跡数が増加することを意味する。GSC は飛跡数に対するエネルギー補正をすることができるので、この影響を小さくするが、図 3.20 の (c) により、GSC を適用した場合でも同様に応答関数に差があるため、この影響は小さいと考えられる。

2. 事象生成モデルによるボトムクォークの破砕プロセスの違いや QCD 相互作用の純粋なクォークの種類の違いによる影響 MC では QCD 事象を完全に再現することが難しいため、実データ、MC サンプルのそれぞれで異なる挙動を示す可能性が高い。得られた結果はデータと MC で同じ傾向であることを考えると、この影響は小さいと考えられる。

以上を総合するとセミレプトニック崩壊による影響によって b-ジェットの応答関数の値が小さくなっていると考えるのが妥当である。セミレプトニック崩壊の効果については、MC シミュレーションを用いて生成したジェット中の μ 粒子やニュートリノの横運動量とジェットの横運動量を比較することで、この影響を確認することができる。これについては今後の課題とする。

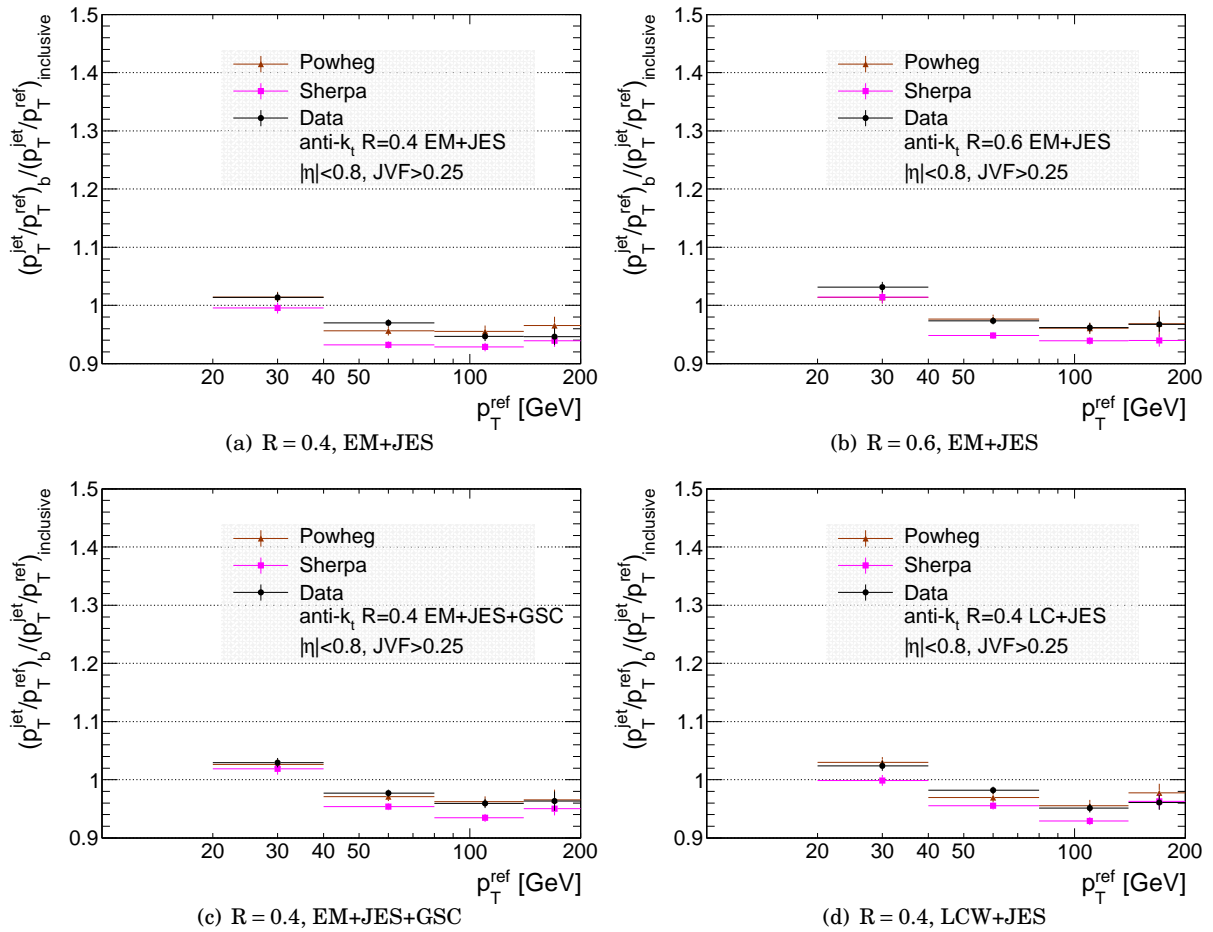


図 3.20 b-ジェットの横運動量応答関数と inclusive ジェットの横運動量応答関数の比のグラフ。すべてのジェットのエネルギー較正手法、ジェットサイズにおいて b-ジェットの横運動量応答関数の値は inclusive に比べて小さくなっていることがわかる。これは実データ、シミュレーションともにほぼ同じ挙動である。

また、3.3 節の MC シミュレーションによる解析^{*5}では、セミレプトニック崩壊からの応答関数の値への影響はないことに注意しておく。これは MC での応答関数は truth ジェットと reco ジェットの応答関数の比として定義されることによる。つまり、truth ジェットの再構成には μ 粒子やニュートリノの情報を用いず、reco ジェット、truth ジェットの両方で等しくセミレプトニック崩壊により運動量を失うため、セミレプトニック崩壊によって応答関数の値に差異が生まれにくいいためである。

*5 Z ボソンを伴うジェット事象を利用した解析でも MC を使用しているが、ここでは 2 つのジェットが伴う事象を用いた、truth ジェットと reco ジェットの横運動量比による応答関数の評価の解析を指す。

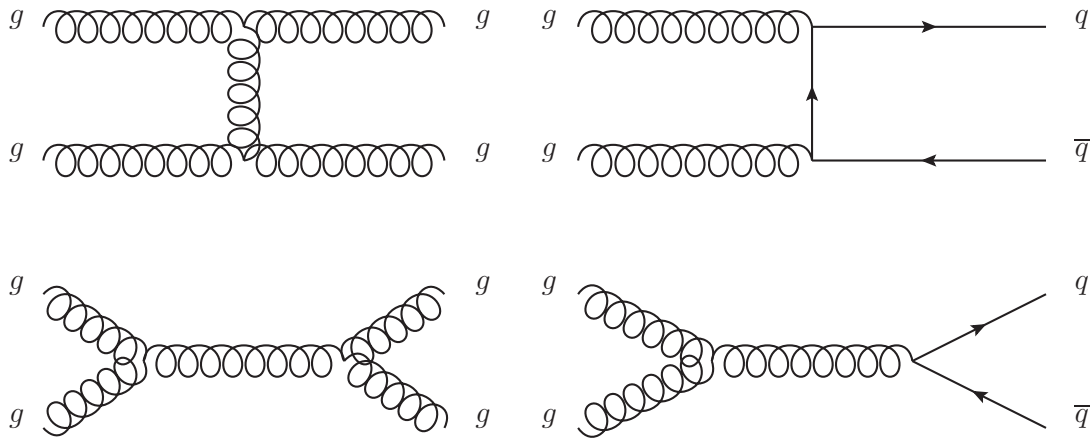


図 3.21 グルーオン 2 つの始状態から 2 つのジェットが生成する事象

3.5.4 ジェットの応答関数への GSC の影響

MC による解析においては GSC を適用すると 1-2% 程度の系統誤差を小さくなる一方で、実データに対する系統誤差への影響はほとんどなかった。この理由について考察をする。

GSC による補正によって、ジェットのフレーバーのクォークとグルーオンによる差を軽減することが可能である。しかし、inclusive ジェットの応答は全てのジェットのフレーバーに対する平均であるため、これに対する GSC の効果への影響を inclusive ジェットと b-ジェットとの間で比較した場合は、グルーオンジェットとクォークジェットの統計量の比率に依存することに注意しなければならない（例えば、仮に inclusive ジェットがクォークジェットのみを含むならば、GSC の効果は b-ジェットへの効果と、ほぼ同じになるはずである）。この比率は選択した事象によって偏りが生じる。

MC による解析では 2 つのジェットが生成する事象を使用している。この中で最も断面積の多い事象は始状態が 2 つのグルーオンの事象である。この事象のダイアグラムを図 3.21 に示す。

一方で、Z ボソンを伴うジェット事象の 1 次のダイアグラムは図 3.22 で示される 2 つしか存在しない。左のダイアグラムは Z ボソンとクォークジェット事象、右のダイアグラムは Z ボソンとグルーオンジェット事象に対応している。この 2 つのダイアグラムは始状態と終状態のクォークとグルーオンを入れ替えたものなので、反応断面積は等しい。しかし左のダイアグラムは始状態にグルーオンを含む。また右のダイアグラムは始状態がクォーク・反クォークのペアである必要があり、図 2.4 から分かるように陽子には反クォークの含まれている割合が小さいため、左のダイアグラムの生成断面積は右に比べて大きいものとなる。よって、Z ボソンを伴うジェット事象では、クォークジェットが支配的であると考えられる。このため、この事象で生成したジェットに対して GSC を適用しても、効果が小さいと考えられる。

これについては MC を用いた Z ボソンを伴うジェット事象を使用し、シミュレーションの情報

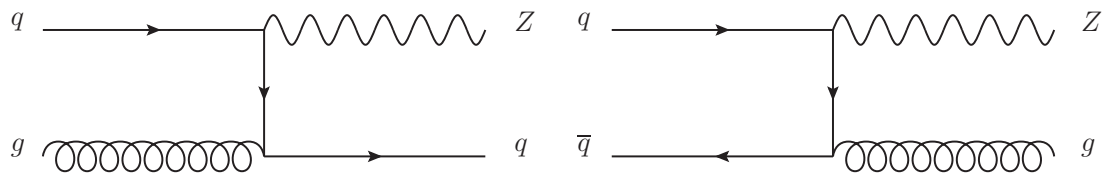


図 3.22 Z ボソンを伴うジェット事象の 1 次のダイアグラム

からグルーオンジェットとクォークジェットの統計量を調べることで、確認することが可能である。これは課題とする。

第 4 章

結論

本研究では ATLAS 実験における MC シミュレーション、および 2012 年に取得された運転における実データを用いたボトムクォーク起源のジェットの系統誤差の評価を行った。

ジェットのエネルギー較正は MC シミュレーションを用いて行われるため、MC で使用される事象生成モデルに依存してジェットのエネルギースケールに差異が生じる。この差異を系統誤差として評価を行った。この値は物理解析における系統誤差として考慮する必要がある。またジェットに対してボトムクォーク起源であることを要求した場合、inclusive ジェットに対する応答の間にも違いが生じる。この差異を inclusive ジェットで測定された系統誤差に対する付加的な系統誤差として評価を行った。

また、2012 年の LHC のパイルアップ数は 2011 年の 9.1 から 20.7 に増加している。このため、パイルアップの影響を削減するため、2012 年の解析ではパイルアップ補正の方法を MC を利用した手法からジェット領域を利用した手法へと変更している。この影響の確認も本研究の目的の一つであった。

MC シミュレーションは QCD 相互作用のモデルによる近似であるため、現実のジェットのエネルギーを正しく反映する保証がない。このため MC シミュレーションで再構成されたジェットと実データで再構成されたジェットの応答関数を比較することで、ジェットのエネルギー較正の検証を行った。実データを用いた解析では、 Z ボソンが 2 つの電子に崩壊する事象を用いた。

MC シミュレーションを用いた解析の結果では、ジェットに対してボトムクォーク起源であることを要求した場合の inclusive ジェットの横運動量に対する付加的な系統誤差を EM+JES のエネルギーの較正手法でジェットサイズ $R = 0.4$ の場合、140 GeV 以下の p_T 領域で 2.6-4.1% 程度の系統誤差、140 GeV 以上の p_T 領域で 0.3-1.2% 程度に見積もった。ジェットサイズ $R = 0.6$ の場合には $R = 0.4$ と比べ、系統誤差に有意な差はほとんどなかった。また GSC を適用した場合は系統誤差は全 p_T 領域で減少し、特に系統誤差の大きな低横運動量領域では効果が大きく、系統誤差は最大で 2% 程度小さくなった。LCW+JES を使用したジェットの場については系統誤差を $p_T < 140$ GeV の領域において 1.0-2.3% 程度、 $p_T > 140$ GeV の領域において 0.3-1.2% 程度に見積もった。また GSC を適用した場合、LCW+JES を使用した場合、ともにジェットのフレーバーに対する依存性を小さくすることがわかった。

不感物質を増加させたサンプルとの比較による系統誤差は 0.2 % 以下の小さい値であった。HERWIG++ との比較による系統誤差が支配的であったため、事象生成モデルの違いによつての系統誤差が大きいと考えられる。

2011 年の解析の結果では 40 GeV 以下の p_T 領域において HERWIG++ との比較における系統誤差は 1.7 % になった。同じ横運動量領域での 2012 年の系統誤差は 3.2 % であり、1.5 % 程度増加している。この原因として、2012 年度ではパイルアップ数が大きく増加したことが考えられる。また 2011 年の解析で使用した PYTHIA6 ではハードプロセスを LO で計算するのに対し、2012 年の PYTHIA8 では NLO まで計算するという違いも原因の一つと考えられる。

フレーバーに対するジェットの横運動量分解能の比較では GSC を適用した場合、LCW+JES を使用した場合、ともに 15 % 程度の分解能が向上し、ジェットのフレーバーに対する依存性を小さくすることがわかつた。

実データを用いた解析の結果では、ジェットに対してボトムクォーク起源であることを要求した場合の inclusive ジェットの横運動量に対する付加的な系統誤差を 40 GeV から 200 GeV の p_T 領域で 0-2 % 程度に見積もつた。この値は各エネルギー較正手法、各ジェットサイズにおいて有意な差はなかつた。また GSC を適用した場合でも、この結果に差はなかつた。

実データを用いた解析による結果が小さな系統誤差であることから、ボトムクォーク起源のジェットと inclusive ジェットの横運動量の差異は実データと MC シミュレーションとの間でよく一致していると言える。

付録 A

本研究におけるガウシアンフィッティング

本研究の解析では $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ (p_T^{ref} はジェットの横運動量の基準とする値である^{*1}) のヒストグラムに対して、ガウシアンでフィッティングを行い、その中心値をジェットのエネルギー応答の値として用いている。しかし解析では $p_T^{\text{reco}} > 10 \text{ GeV}$ のジェットを用いているため、図 3.8(a) のように特に低横運動量領域において関数の分布はガウシアン分布から、かなりずれたものとなる。そこで本研究では予めガウシアンに p_T カットの影響を加味した分布関数を作成し、これをフィッティング関数として使用している。

まず、ある p_T^{ref} に対するジェットの $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ の真の分布はガウシアン分布であると仮定する。また、ある p_T^{ref} に対する $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ の真の分布の平均と標準偏差は、ある p_T 領域の範囲内では近似的にすべて等しく、この領域でのジェットの統計量の分布は一様分布とみなせると仮定する。

ここで p_T^{reco} カットが存在しない場合は、ある p_T^{ref} 領域での $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ の分布は常にガウシアン分布になるはずである。 p_T^{reco} カットを考慮すると、ある p_T^{ref} に対する分布は、 $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ がある値以下で 0 の値をもつ次のような関数になる。

$$f(x, p_T^{\text{ref}}) = \begin{cases} \text{Gaus}(x) & (x > p_T^{\text{cut}}/p_T^{\text{ref}}) \\ 0 & (x \leq p_T^{\text{cut}}/p_T^{\text{ref}}) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

ただし、 $x = p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ 、 $f(x)$ は分布関数、 $\text{Gaus}(x)$ はガウシアン、 p_T^{cut} は p_T^{reco} に対するカット値を表す。この関数がある p_T 領域 $[p_T^{\text{min}}, p_T^{\text{max}}]$ で積分した関数が $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{ref}}$ の分布になると考えられる。

$$p(x, p_T^{\text{ref}}) = \int_{p_T^{\text{min}}}^{p_T^{\text{max}}} f(x, p_T^{\text{ref}}) dp_T^{\text{ref}} \\ = \begin{cases} (p_T^{\text{max}} - \text{Max}(p_T^{\text{cut}}/x, p_T^{\text{min}})) * \text{Gaus}(x) & (x > p_T^{\text{cut}}/p_T^{\text{max}}) \\ 0 & (x \leq p_T^{\text{cut}}/p_T^{\text{max}}) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

^{*1} 3.3 節では truth ジェットの p_T 、3.4 節では $p_T^Z * \cos \Delta\Phi(Z, \text{jet})$ が p_T^{ref} 。ただし、 p_T^Z は Z ボソンの横運動量、 $\Delta\Phi(Z, \text{jet})$ は Z ボソンとリーディングジェットが横方向空間でなす角である。

最終的に得られる関数は積分計算を含まないためフィッティングの際の計算量が増えることはない。図 A.1 にガウシアンが平均が 1、標準偏差が 0.4、 p_T 領域が 10-20GeV で、 p_T カット値は 10GeV での、この関数の形状を示す。

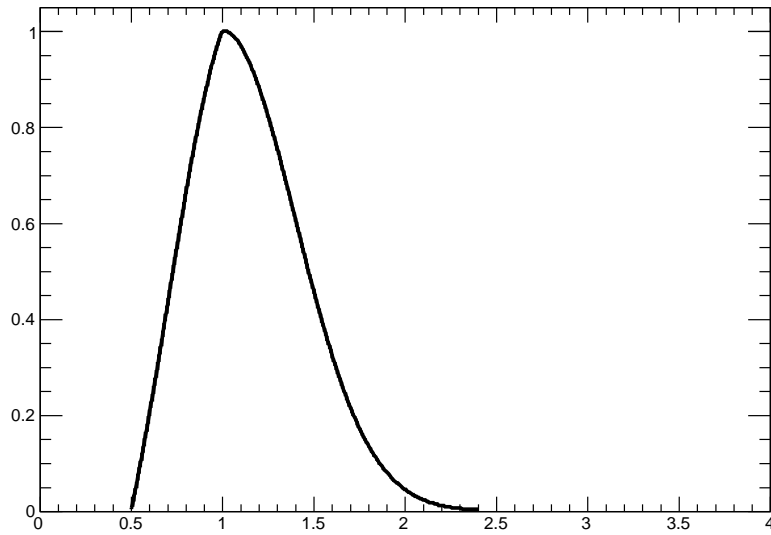


図 A.1 ガウシアンが平均が 1、標準偏差が 0.4、 p_T 領域が 10-20GeV で、 p_T カット値は 10GeV での関数の形状。最大値が 1 になるように規格化している。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration: “ATLAS Photos”, web page, ATLAS EXPERIMENT(2014)
<http://www.atlas.ch/photos/>
- [2] CERN: “CERN Accelerating science”, web page(2014), home.web.cern.ch/
- [3] CERN: “LHC Design Report”, CERN-2004-003-V-1
- [4] ATLAS Collaboration: “ATLAS EXPERIMENT - Public Results”, web page, ATLAS EXPERIMENT(2014)
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults/>
- [5] ATLAS Collaboration: “LHC Higgs Cross Section WG Picture Gallery”, web page, ATLAS EXPERIMENT(2014)
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSectionsFigures>
- [6] ATLAS Collaboration: “Higgs cross sections for European Strategy studies in 2012”, web page, ATLAS EXPERIMENT
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/HiggsEuropeanStrategy2012>
- [7] ATLAS Collaboration: “Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of proton-proton collision data”, ATLAS-CONF-2013-013
- [8] ATLAS Collaboration: “Evidence for Higgs Boson Decays to the $\tau^+ \tau^-$ Final State with the ATLAS Detector”, ATLAS-CONF-2013-108
- [9] ATLAS Collaboration: “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, 2008 JINST 3 S08003
- [10] ATLAS Collaboration: “Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions”, Eur.Phys.J.C70, pp.23-753(2010), arXiv:0912.2642 [physics.ins-det]
- [11] ATLAS Collaboration: “Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions”, Eur.Phys.J.C70, pp.1193-1236(2010), arXiv:1007.5423 [physics.ins-det]
- [12] 鈴木拓也: 「実験初期データを用いた ATLAS 検出器カロリメータの性能評価」, 修士学位論文, 東京大学 (2009)
- [13] 田代拓也: 「ATLAS 実験における新しいミュオントリガー回路の開発と実装」, 修士学位論文, 京都大学 (2013)

- [14] 大谷育生: 「ATLAS ミューオントリガーシステムのアップグレードに向けたギガビット通信を用いたデータ収集系の検証及び読み出しプロトタイプの開発」, 修士学位論文, 東京大学 (2013)
- [15] 石野雅也: 「ATLAS Upgrade 計画 Overview」, 研究会「先端加速器 LHC が切り拓くテラスケールの素粒子物理学」(2012)
- [16] 徳宿克夫: 「LHC/ATLAS アップグレードの展望」, 機構シンポジウム (2011)
- [17] Gerald Oakham: “ATLAS Upgrades for the HL-LHC: meeting the challenges of a five-fold increase in collision rate.”, Carleton University
<http://www.fis.utfsm.cl/HEP-2012/Lunes/A1/Oakham.pdf>
- [18] Hepforge, IPPP Durham: “Martin-Stirling-Thorne-Watt Parton Distribution Functions”, web page(2014)
<http://mstwpdf.hepforge.org/>
- [19] J.M. Campbell et al.: “Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics”, Rept.Prog.Phys.70:89(2007), arXiv:hep-ph/0611148
- [20] C. Grupen, B. Shwartz: *PARTICLE DETECTORS*, Cambridge University Press, p.245(2008)
- [21] ATLAS Collaboration: “Measurement of multi-jet cross sections in proton-proton collisions at a 7 TeV center-of-mass energy”, Eur.Phys.J.C 71 (2011) 1763, arXiv:1107.2092 [hep-ex]
- [22] J. Beringer et al. “Review of Particle Physics”, Particle Data Group, Phys. Rev. D 86, 010001(2012)
- [23] T.A. Gabriel et al.: “Energy dependence of hadronic activity”, Nucl. Inst. Meth., A338, I2-3, pp. 336-347(1994)
- [24] C.W. Fabjan, F. Gianotti: “Calorimetry for particle physics”, Rev. Mod. Phys., 75, I4, pp.1243-1286(2003)
- [25] 長島順清: 『素粒子物理学の基礎 1』, 朝倉書店 (1998)
- [26] ATLAS Collaboration: “Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and measured with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2010-056
- [27] P. Loch: “Introduction To Jet&Missing Transverse Energy Reconstruction in ATLAS”, ATLAS Hadronic Calibration Workshop 2009
- [28] P. Francavilla: An introduction to modern Jet Algorithms, ATLAS Hadronic Calibration Workshop 2009
- [29] M. Cacciari et al.: “The anti- k_t jet clustering algorithm”, JHEP 0804:063(2008), arXiv:0802.1189 [hep-ph]
- [30] W. Lampl et al.: “Calorimeter clustering algorithms: Description and performance”, ATLAS-CONF-2008-002

- [31] D.L Mateos et al.: “A Simple p_T - and η -Dependent Monte Carlo-Based Jet Calibration”, ATL-PHYS-INT-2009-077
- [32] T. Sumida: “Jet calibration studies in the ATLAS detector”
<https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=0&confId=164609>
- [33] ATLAS Collaboration: “Local Hadronic Calibration”, ATL-LARG-PUB-2009-001
- [34] G. Pospelov: “The overview of the ATLAS local hadronic calibration”, J. Phys.: Conf. Ser. 160 012079(2009)
- [35] M. Lefebvre, P. Loch: “Introduction to Hadronic Calibration in ATLAS”, ATLAS Hadronic Calibration Workshop 2007
- [36] ATLAS Collaboration: “Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS”, ATLAS-CONF-2013-083
- [37] M. Cacciari et al.: “The Catchment Area of Jets”, JHEP0804:005(2008), arXiv:0802.1188 [hep-ph]
- [38] ATLAS Collaboration: “Pile-up corrections for jets from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in ATLAS in 2011”, ATL-COM-PHYS-2012-349
- [39] S. Menke: “Pile-Up in Jets in ATLAS”, BOOST 2013
- [40] C. Sawyer: “Pile-up at High Luminosity”, ATLAS Hadronic Calibration Workshop 2013
- [41] A. Schwartzman: “Physics event reconstruction in the presence of high pile-up: Jets and missing ET”, Frontier Capabilities for Hadron Colliders 2013
- [42] D.W. Miller et al.: “Jet-Vertex Association Algorithm”, ATL-COM-PHYS-2008-008
- [43] D.L. Mateos et al.: “A Sequential Multi-Variate Jet Calibration Based On Global Properties of the Jet Structure”, ATL-COM-PHYS-2010-058
- [44] D.L. Mateos et al.: “Jet Energy Resolution Improvement Using Longitudinal Calorimeter Segmentation in ATLAS”, ATL-PHYS-INT-2009-051
- [45] ATLAS Collaboration: “Properties of Jets and Inputs to Jet Reconstruction and Calibration with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, ATLAS-CONF-2010-053
- [46] ATLAS Collaboration: “Light-quark and Gluon Jets in ATLAS: Calorimeter Response, Jet Energy Scale Systematics, and Sample Characterization”, ATLAS-CONF-2011-053
- [47] A. Swartzman et al.: “Global Sequential Calibration for resolution improvement”, ATLAS Hadronic Calibration Workshop 2013
- [48] ATLAS Collaboration: “Global Sequential Calibration (GSC) at ATLAS”, web page, ATLAS EXPERIMENT(2014)
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ResultsGSC>
- [49] ATLAS Collaboration: “ATLAS Jet Energy Scale In-Situ Determination and its Uncertainty in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, ATL-COM-PHYS-2013-1013
- [50] ATLAS Collaboration: “Jet energy measurement and systematic uncertainties using

- tracks for jets and for b-quark jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2013-002
- [51] ATLAS Collaboration: “Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using $Z + \text{jet}$ events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, ATLAS-CONF-2012-053
- [52] ATLAS Collaboration: “Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using photon+jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, ATLAS-CONF-2012-063
- [53] ATLAS Collaboration: “GammaJetCalib2012”, web page, ATLAS EXPERIMENT(2014)
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/GammaJetCalib2012>
- [54] ATLAS Collaboration: “Measurement of the b -tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 15 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector”, ATLAS-CONF-2012-043
- [55] ATLAS Collaboration: “Measuring the b-tag efficiency in a top-pair sample with 4.7 fb^{-1} of data from the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2012-097
- [56] ATLAS Collaboration: “b-Tagging”, *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics*, pp.398-548, CERN-OPEN-2008-020, arXiv:0901.0512 [hep-ex]
- [57] ATLAS Collaboration: “BtagAnalysis172Winter2013”, web page, ATLAS EXPERIMENT(2014)
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/BtagAnalysis172Winter2013>
- [58] Y. Nagai: “b-tagging in ATLAS”, CPPM Marseille(2013)
- [59] T. Sjöstrand et al.: “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Comput.Phys.Commun.*178, pp.852-867(2008), arXiv:0710.3820 [hep-ph]
- [60] “Geant4”, web page(2015)
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [61] M. Bahr et al.: “Herwig++ Physics and Manual”, *Eur.Phys.J.C*58, pp.639-707(2008), arXiv:0803.0883 [hep-ph]
- [62] T. Gleisberg et al.: “SHERPA 1.alpha, a proof-of-concept version”, *JHEP* 0402:056(2004), arXiv:hep-ph/0311263
- [63] S. Frixione et al.: “Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method”, *JHEP* 0711:070(2007), arXiv:0709.2092 [hep-ph]
- [64] W.T. Giele et al.: “A simple shower and matching algorithm”, *Phys.Rev.D*78:014026(2008), arXiv:0707.3652 [hep-ph]
- [65] M. Aharrouche et al.: “Expected electron performance in the ATLAS experiment”, ATLAS-INT-2010-126
- [66] 田中礼三郎: “ハドロン・コライダーの物理”, web page, 岡山大学理学部 (2015)
http://fphy.hep.okayama-u.ac.jp/tanaka/atlas/LHC_Physics/web-content/

謝辞

本研究を行うにあたり、研究の機会を与えてくださり、また様々な指導をしてくださった石野准教授に心より感謝いたします。

また隅田助教にはジェットの研究に関しての教授をいただき、深く感謝いたします。ジェットという深遠な研究をテーマを選べたことを私にとって、とても嬉しいことで、修士の期間にこのことについて学べたことは大変貴重なものとなりました。

ATLAS 実験の JetEtMiss グループの方々には研究の方向性についての様々な示唆を与えて下さり、深く感謝いたします。特に David Lopez Mateos 氏、Dag Gillberg 氏には本研究のテーマを提示していただきました。ありがとうございました。

京都大学 ATLAS グループの田代拓也氏は、グループ内では唯一の先輩として、気軽に質問に答えていただきました。また、CERN での滞在は私にとって初めての海外経験でもあり当初は不安でしたが、田代氏が CERN におられたことは心強かったです。ありがとうございました。

CERN での滞在期間において、ICEPP や神戸大学の学生の方々との交流をさせていただきました。私の研究は個人での解析作業が中心で、同じ ATLAS グループでもほとんど交流の機会がないため、とても貴重なものでした。彼らのおかげで CERN での生活はとても楽しいものとなりました。ありがとうございました。

京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には研究以外の面で支えていただきました。特に廣田誠子氏には修士の終盤の時期において、気持ちが落ち込んでいた私の相談にのっていただきました。また秋山晋一氏、立石圭児氏、日根野貴晶氏には同期として支えていただきました。修士一年の頃に彼らと行っていた自主ゼミは素粒子物理の基礎を学ぶ上で有意義なものでした。ありがとうございました。

物理学教室事務室の皆様、実験秘書室の皆様には普段の事務作業や出張手続きをしていただきました。深く感謝いたします。

また、私をここまで精神的にも経済的にも支えてくれた家族に心より感謝いたします。ここまで物理学を学ばせてもらったことは、私にとってこれ以上ない幸せでした。

最後になりますが、普段の私生活において、私の精神に安らぎと潤いを与えてくれたパンダ達に感謝いたします。