
修士論文

LHC-ATLAS 実験における稀崩壊事象を用いた
 D_s 生成断面積測定

東京工業大学大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻
清水 皓平

指導教員 久世正弘 教授

2017年2月3日

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) を用いた ATLAS 実験では、2015 年より重心系エネルギー 13 TeV で運転が再開された。ATLAS 実験では新物理の探索だけでなく、高エネルギー領域における標準模型の検証も重要な研究課題である。標準模型の検証として、ハドロンの生成断面積等を測定することで、ハドロンの振る舞いを記述する QCD (Quantum ChromoDynamics) の検証を行うことができる。本研究では稀崩壊である $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象を選別し、標準模型の検証を行った。本研究では 2016 年に ATLAS 実験で取得された積分ルミノシティが 14.8 fb^{-1} のデータ (本研究で使ったトリガーの場合の値であり、全体では約 33 fb^{-1} である) のデータを用いて、 D_s の生成断面積を $306.4 \pm 7.1(\text{stat}) \pm 35.5(\text{syst}) \text{ nb}$ と測定した。この値は誤差の範囲でシミュレーションと一致する結果となった。更に、横方向運動量、粒子の生成方向に対する微分生成断面積も測定した結果、シミュレーションと誤差の範囲で一致する結果となった。

また、ATLAS 実験ではレプトン世代数保存を破る $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の探索も行われている。この事象は飛跡同士が非常に近接する運動学的条件を持つ。本研究の信号事象は $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象と運動学的に似ているため、このような状況下での粒子の再構成精度の検証としても有用である。本研究では、 D_s 再構成精度の飛跡同士の角度差による影響を確認した。その結果、データとシミュレーションで影響の違いは見られず、ATLAS 検出器が設計通りの性能を有していることが分かる。

Abstract

The ATLAS experiment at the Large Hadron Collider (LHC) at the European Organization for Nuclear Research (CERN) restarted at a center-of-mass energy of 13 TeV in 2015. In the ATLAS experiment, not only search for the signature of new physics, but validation of the Standard Model at high energy scale is also an important subject. As one of them, it is possible to validate the QCD (Quantum ChromoDynamics) by measuring the cross section of hadron production. In this study, the Standard Model is validated using $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ which is a rare decay. The cross section of D_s is measured with the data corresponding to an integrated luminosity of 14.8 fb^{-1} (this value is in the case of the trigger used in this study, and the integrated luminosity is about 33 fb^{-1} as a whole) recorded by the ATLAS experiment in 2016. The cross section of D_s in the data is determined to be $306.4 \pm 7.1(\text{stat}) \pm 35.5(\text{syst}) \text{ nb}$, which is consistent with the simulation. The differential cross section as a function of transverse momentum, and direction of particle are also measured, and these values are found to be consistent with the simulation.

In the ATLAS experiment, $\tau \rightarrow 3\mu$ which is a lepton flavor violating processes is searched. This decay has a kinematical feature in which tracks are very close to each other. Since the signal event of $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ is kinematically similar to $\tau \rightarrow 3\mu$, the signal event is useful for validation of reconstruction accuracy under such situation.

The dependence of the reconstruction accuracy of D_s on the angle between tracks is checked, and there was no difference in its effect between the data and the simulation, confirming that ATLAS experiment is performing as designed.

目次

概要	i
Abstract	ii
第 1 章 物理的背景	1
1.1 標準模型	1
1.2 レプトン世代数を保存しない崩壊	2
1.3 D_s 生成断面積測定的重要性	4
第 2 章 LHC-ATLAS 実験	6
2.1 LHC	6
2.2 ATLAS 検出器	7
2.3 トリガーシステム	17
第 3 章 データ解析	19
3.1 D_s の再構成	19
3.2 データとモンテカルロ	21
3.3 事象選別	23
3.4 シグナル数の見積もり	29
第 4 章 事象再構成性能の評価	33
4.1 質量分解能の比較	33
4.2 dR 分布の比較	34
4.3 D_s 生成比率の測定	35
第 5 章 系統誤差	41
5.1 事象選別効率	41
5.2 トリガー効率に対する系統誤差	42
5.3 フィット関数の選択に起因する系統誤差	50
5.4 系統誤差のまとめ	51
第 6 章 結果	53
6.1 D_s 生成断面積	53

目次	iv
6.2 微分生成断面積	54
第 7 章 まとめと今後の展望	58
参考文献	59
謝辞	61

第 1 章

物理的背景

1.1 標準模型

素粒子物理学において、自然現象を良く記述する理論として標準模型がある。自然界には力の強い順に「強い相互作用」、「電磁相互作用」、「弱い相互作用」、「重力相互作用」の4つの相互作用が存在する。標準模型は重力を除く3つの相互作用を記述する。標準模型が予測する粒子は、スピンの半整数のフェルミオンとスピンの整数のボソンに分類される。フェルミオンはさらに全ての相互作用を感じるクォークと、強い相互作用を感じないレプトンに分類される。また、各粒子には質量や寿命等は等しいが、電荷などの符号を持つ性質は逆符号である反粒子が存在する。

クォークはアップ (u)、ダウン (d)、チャーム (c)、ストレンジ (s)、トップ (t)、ボトム (b) の6種類が存在する。クォークは色電荷をもち、色電荷の閉じ込めにより単独では存在できず、複数のクォークの束縛状態 (ハドロン) で存在する。ハドロンは3つのクォークから構成されるバリオン、2つのクォークから構成されるメソンに分類される。バリオンはフェルミオン、メソンはボソンである。バリオンの例として陽子があり、2つの u クォークと1つの d クォークからなる。メソンの例としては π メソンがあり、 π^+ であれば d クォークの反粒子、 u クォークからなる。本研究で対象としている D_s もメソンであり、 c クォークと反 s クォークから構成される。

レプトンは電荷を持つ電子、ミューオン、タウ粒子とそれらと対をなす中性のニュートリノが存在する。フェルミオンはクォーク、レプトン共に第一世代、第二世代、第三世代が存在し、それぞれ異なる質量をもつ。例えば荷電レプトンだと軽い方から電子、ミューオン、タウ粒子となる。ニュートリノは電荷を持たないため、電磁相互作用で反応しない。また、標準模型ではニュートリノの質量はゼロとされていた。しかし、時間とともに観測されるニュートリノ世代が変わる現象 (ニュートリノ振動) が発見され、実験的にニュートリノの質量がゼロでないことが分かっている。

4つの相互作用には、相互作用を媒介するゲージボソンが存在する。強い相互作用はグルーオン、電磁相互作用は光子、弱い相互作用は W^\pm ボソン、 Z^0 ボソンと呼ばれるゲージボソンにより媒介される。更に、粒子と相互作用し質量を与えるスカラーボソンのヒッグスが存在する。2012年に ATLAS 実験と CMS 実験で新しいボソンが発見され [1]、2013年にヒッグス粒子だと確認された。ヒッグス粒子の発見で、全ての標準模型の粒子は実験でその存在が確認された。標準模型における素粒子を表 1.1 と図 1.2 に示す。

表 1.1 標準模型の粒子 (フェルミオン)

	第一世代	第二世代	第三世代	電荷	スピン
クォーク	u	c	t	2/3	1/2
	d	s	b	-1/3	1/2
レプトン	e	μ	τ	-1	1/2
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2

表 1.2 標準模型の粒子 (ボソン)

	電荷	スピン
光子	0	1
W^\pm	± 1	1
Z	0	1
グルーオン	0	1
ヒッグス	0	0

1.2 レプトン世代数を保存しない崩壊

レプトンの各世代で粒子には 1、反粒子には -1 の量子数が与えられており、これをレプトン世代数という。この量子数は反応前後で保存すると考えられている (レプトン世代数保存)。例えばタウ粒子は約 17% が式 (1.1) のように崩壊するが、表 1.3 のように反応の前後でレプトン世代数は保存している。



表 1.3 崩壊前後のレプトン世代数の変化

	τ^-	\rightarrow	μ^-	$+$	$\bar{\nu}_\mu$	$+$	ν_τ
レプトン数	1		-1		1		1
タウ粒子のレプトン数	1		0		0		1
ミューオンのレプトン数	0		1		-1		0

しかし、ニュートリノ振動が発見され、中性のレプトンにおいてはレプトン世代数が保存しないことが分かった。一方、荷電レプトンにおいてもレプトン世代数を保存しない現象の探索が以前から行われている。荷電レプトンのレプトン世代数を保存しない事象の探索の例として、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象探索の MEG 実験がある。MEG 実験は世界最高強度のミューオンビームラインと、探索事象を検出することに特化した検出器を用いて実験を行っている。2016 年に 2009~2013 年に取得されたデータを用いた結果が発表された。有意に $\mu \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊事象は観測されず、 $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ の崩壊分岐比の上限が与えられた [2]。また、他の事象においても、現在まで荷電レプトン世代数保存を破る現象は確認されていない。

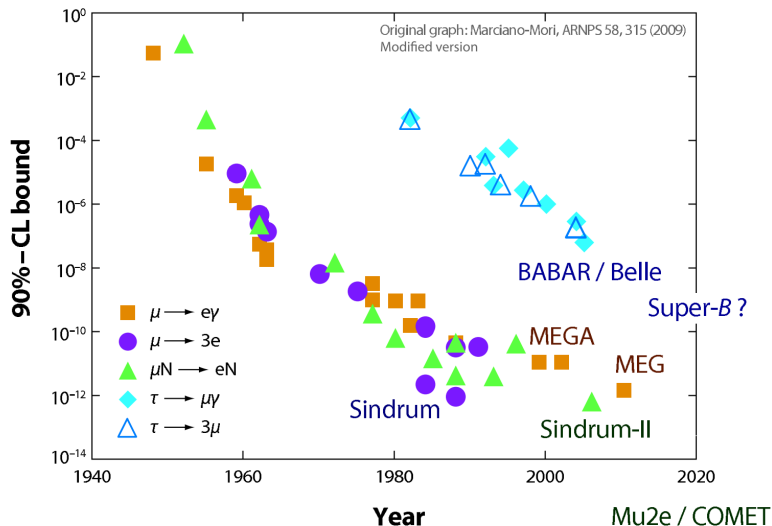


図 1.1 荷電レプトンの世代数を保存しない崩壊の探索の歴史 [3]。荷電レプトン世代数保存を破る事象は発見されていないが、各事象の崩壊分岐比の上限は厳しくなっている。

図 1.1 に荷電レプトン世代数を保存しない事象の探索の歴史を示す [3]。

また、その他にタウ粒子のレプトン世代数を保存しない崩壊の探索も行われており、その例として $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象がある。この事象はタウ粒子が 3 つのミュオンに崩壊する事象で、表 1.4 のように反応前後で電荷は保存しているが、レプトン世代数保存を破っている事象である。標準模型ではニュートリノ振動を考慮しても $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の崩壊分岐比は $\sim 10^{-54}$ である。図 1.2 にニュートリノ振動を考慮した場合の探索事象のダイアグラムの例を示す。

表 1.4 $\tau \rightarrow 3\mu$ における電荷とレプトン世代数の変化

	τ^\mp	\rightarrow	μ^-	$+$	μ^+	$+$	μ^\pm
電荷	± 1		-1		+1		± 1
タウのレプトン数	± 1		0		0		0
ミュオンのレプトン数	0		1		-1		∓ 1

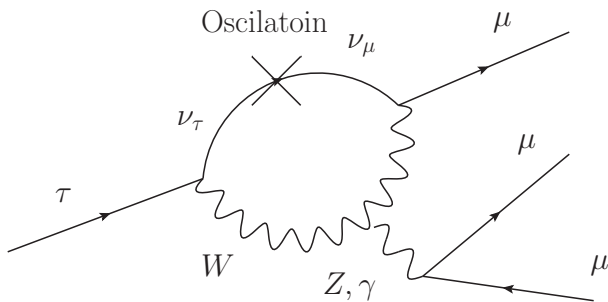


図 1.2 ニュートリノ振動を考慮した場合の $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の例。

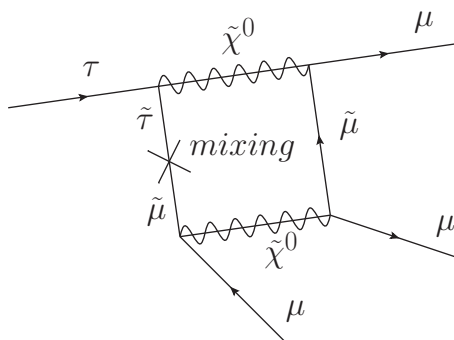


図 1.3 超対称性粒子を仮定した場合の $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の例。チルダの付いている粒子は超対称性粒子を表す。

しかし、超対称性粒子等の標準模型を超えた物理を仮定した理論の場合だと、この事象の崩壊分岐比が $\sim 10^{-9}$ 程度になると予想され [4]、その場合現在の実験上限値の近いところにある可能性がある。ここで超対称性粒子とは、超対称性理論により予想された粒子である。超対称性理論では、標準模型の各粒子に対してスピンの $1/2$ だけ異なるパートナーの粒子が存在することを予想している。標準模型には解決されていない様々な問題があるが、超対称性理論はそれらを解決する最も有力な理論の 1 つである。超対称性粒子を仮定した場合の $\tau \rightarrow 3\mu$ 崩壊のダイアグラムの例を図 1.3 に示す。現在この事象は標準模型を超える物理が存在しないと観測できない事象であり、この事象の発見は標準模型を超えた物理の証拠となる。

現在、 $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象は見つかっておらず、崩壊分岐比の最も厳しい上限は Belle 実験によって付けられた 2.1×10^{-8} である [6]。Belle 実験は、つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある B ファクトリーで行われている実験であり、電子陽電子衝突型加速器を用いて大量に B メソンが生成されるが、同時に $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ のように大量のタウ粒子も生成される。Belle 実験は電子陽電子衝突のため、クォークやグルーオンが関わる強い相互作用に起因するバックグラウンドが少ないという特徴がある。一方、陽子陽子衝突の LHC では陽子内のクォークやグルーオンの強い相互作用によって生成される事象が多く、重要なバックグラウンドとなる。

LHC においても ATLAS 実験、LHCb 実験でそれぞれ 2016 年、2014 年に結果が出ている。

ATLAS 実験による結果は、重心系エネルギー 8 TeV で LHC が運転されていた時に取得されたデータを用いた解析である [5]。特に W ボソン由来のタウ粒子 ($W \rightarrow \tau\nu$) を対象にしていた。探索事象に対して 3.76×10^{-7} という崩壊分岐比の上限が与えられた。

LHCb 実験による結果については、探索事象に対して 4.6×10^{-8} という崩壊分岐比の上限が与えられている [7]。LHCb 実験では D_s のレプトニック崩壊によるタウ粒子を対象にした解析が行われた。

1.3 D_s 生成断面積測定的重要性

ATLAS 実験において生成される D_s メソンには、 c クォークが直接ハドロン化したものと、 b クォークを含むハドロンの崩壊によるものがある。これらは強い相互作用により記述される過程であるため、生成断面積や微分生成断面積を測定することで標準模型の検証を行うことができる。

また、前述のように $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の崩壊分岐比は非常に小さいため、 $\tau \rightarrow 3\mu$ 探索には大量のタウ粒子を確保しなければならない。更に、 $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の崩壊分岐比を算出する際、タウ粒子の母数を知る必要があるため、タウ粒子の親粒子の生成断面積を測定する必要がある。ATLAS 実験において、タウ粒子の

多くは W ボソン、または B ハドロンや D_s 等の heavy flavor 由来のものである。そのため、ATLAS 実験では、これらの反応で生じたタウ粒子を対象とした $\tau \rightarrow 3\mu$ 探索が有効である。本研究で観測した D_s は $D_s \rightarrow \tau\nu$ のようにタウ粒子へと崩壊する。このチャンネルの崩壊分岐比は $\text{Br}(D_s \rightarrow \tau\nu) = 5.5 \pm 0.2\%$ である [15]。本研究で測定された D_s の生成断面積は、この崩壊分岐比を用いることにより、 D_s 由来のタウ粒子の母数算出にも使用することができる。また、本研究で用いている $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象は $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象と崩壊のメカニズムが似ている。後に詳しく述べるが、この 2 つの事象は崩壊後の飛跡が非常に近接するという特徴を持つ。このような特殊な状況下における再構成精度の検証にも有用である。

第 2 章

LHC-ATLAS 実験

2.1 LHC

LHC (Large Hadron Collider) はスイスのジュネーブ郊外のヨーロッパ原子核研究機構 (CERN) にある、陽子陽子衝突型加速器である。図 2.1 に LHC の概観を示す。リングの周長は約 27 km であり、逆方向に加速した陽子または重イオンを各検出器で衝突させる。陽子は約 10^{11} 個の塊でバンチ化されており、25 ns 間隔で衝突する。2010 年に重心系エネルギー 7 TeV で運転が開始され、2012 年には重心系エネルギー 8 TeV で稼働した (Run1)。Run1 では 50 ns 間隔での衝突であった。その後約二年間のアップグレード期間を経て、2015 年 6 月から重心系エネルギー 13 TeV で運転が再開された (Run2)。Run2 では重心系エネルギーの変更だけでなく、バンチ間隔が設計値である 25 ns へ変更されている。また Run2 において、瞬間最高ルミノシティは設計値を超える値を出している。表 2.1 に LHC の各パラメータを示す。

4 つの衝突点に ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)、CMS (Compact Muon Solenoid)、LHCb (Large Hadron Collider beauty)、ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験の検出器が設置されている。これらはそれぞれ異なるコンセプトに基づいて実験を行っている。ATLAS 実験と CMS 実験は汎用検出器を用いた実験である。LHCb 実験は b クォーク物理に特化した検出器を用いた実験である。ALICE 実験は重イオン衝突による物理に特化した検出器で実験を行っている。

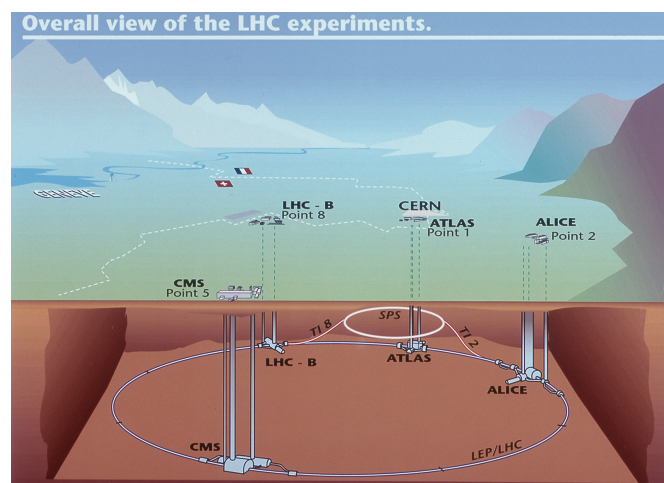


図 2.1 LHC の概観 [8]

表 2.1 LHC のパラメータ

パラメータ名	設計値	Run1	Run2
重心系エネルギー	14 TeV	8 TeV	13 TeV
バンチ数	2808	1380	2208
バンチ間隔	25 ns	50 ns	25 ns
瞬間最高ルミノシティ	$1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$7.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$1.37 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 実験はヒッグス粒子探索や標準模型を超える物理の探索等を目的としている。ATLAS 検出器は直径が 25 m、長さが 44 m、総重量が 7000 t ある円筒形の大型汎用検出器である。検出器の全体図を図 2.2 に示す。検出器は中心から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器の順で構成されている。更に、内部飛跡検出器を囲って超電導ソレノイド磁石、カロリメータの外側に超電導トロイド磁石があり、それぞれ図 2.3 の z 軸方向、 ϕ 方向に磁場をかけている。

内部飛跡検出器では磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡、衝突点を再構成し、運動量を測定する。電磁カロリメータでは電子、光子による電磁シャワーによりエネルギーを測定する。ハドロンカロリメータではハドロンシャワーによってハドロンのエネルギーを測定している。ミュオン検出器は磁場によって曲げられたミュオンの飛跡の曲率から運動量を測定している。

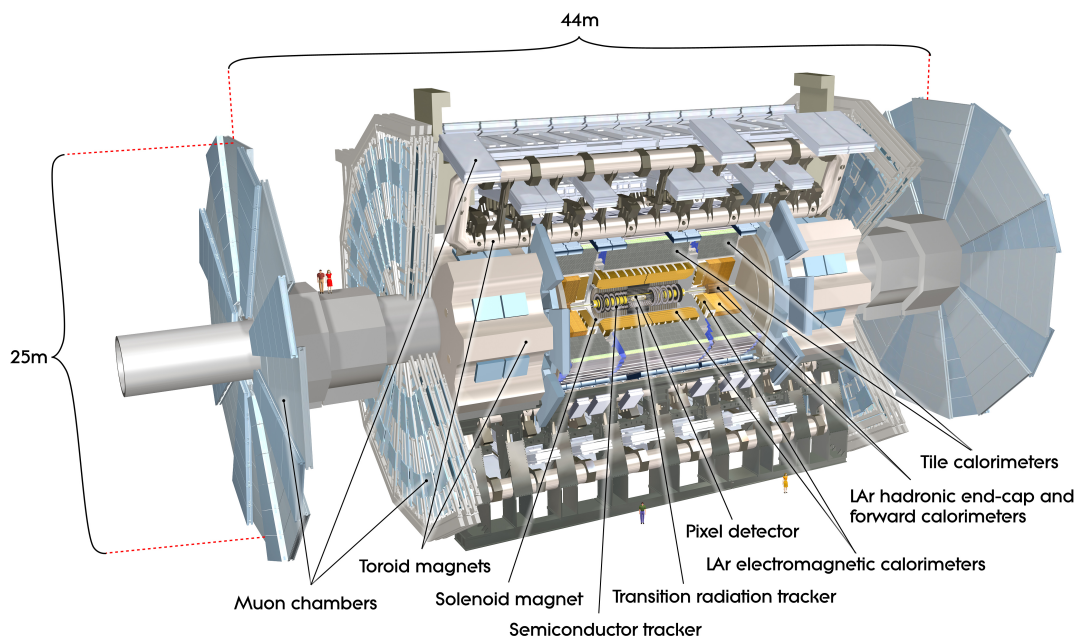


図 2.2 ATLAS 検出器の全体図 [9]。

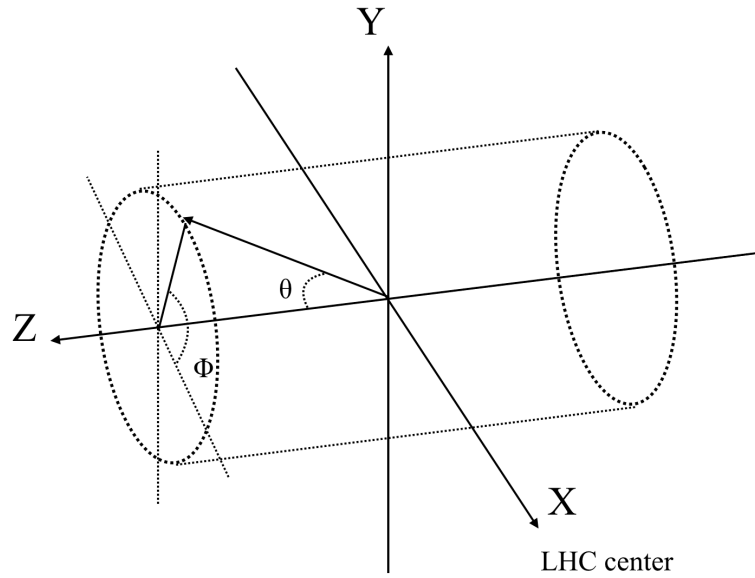


図 2.3 ATLAS 実験における座標系

2.2.1 ATLAS 実験で用いる座標系

ATLAS 実験で使われている座標系は図 2.3 のようにビーム軸を z 軸とし、LHC のリングの中心方向を x 軸、垂直方向を y 軸としている。また、 z 軸周りの角度を ϕ 、衝突点を原点とし、ビーム軸からの極角 θ を用いる。 θ 方向に関しては式 2.1 で定義される擬ラピディティ η を用いて表すことがある。この値は $\theta = 90^\circ$ で 0 になり、絶対値が大きくなるほどビーム軸に近い方向を表す。

$$\eta = -\log \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.1)$$

LHC は陽子同士の衝突であり、実際には陽子内部のクォークやグルーオンが衝突する。それらの持つエネルギーは不確定であることや、ビーム軸方向に飛ぶ粒子は観測できないこと等から、観測される粒子のビーム軸方向の運動量保存を使用できない。そこで、運動量が保存する xy 平面に射影した運動量 (p_T) やエネルギー (E_T) を用いる。 E_T 、 p_T は以下のように表される。

$$E_T = E \sin \theta \quad (2.2)$$

$$p_T = p \sin \theta \quad (2.3)$$

また、粒子間の角度差 dR を η 、 ϕ を用いて以下のように定義する。

$$dR = \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2} \quad (2.4)$$

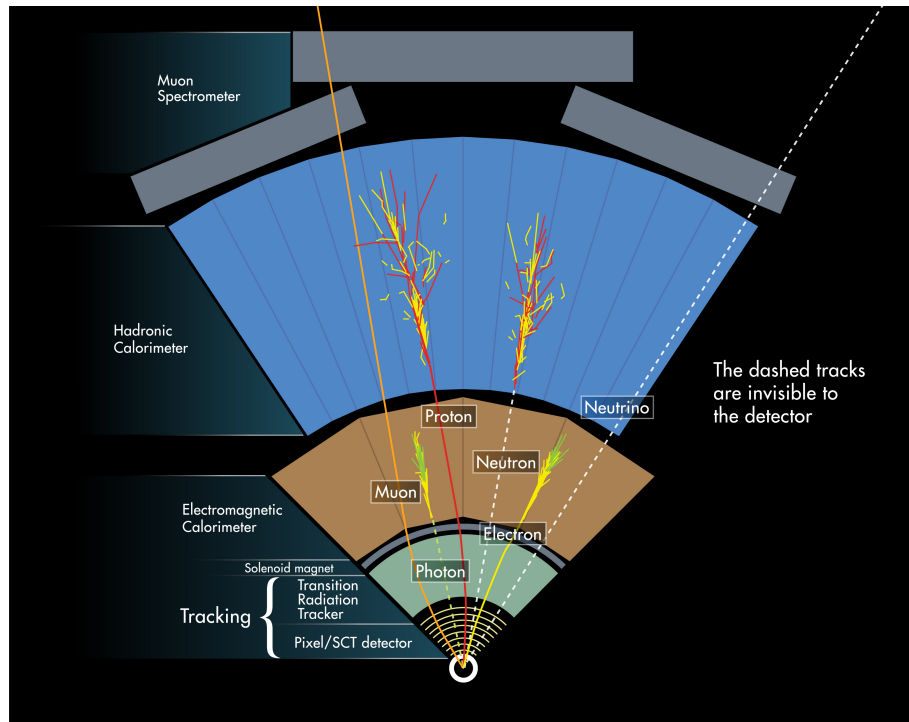


図 2.4 ATLAS 検出器の粒子識別 [8]

2.2.2 粒子識別

各粒子の識別について述べる。電子と光子の場合、電子は内部飛跡検出器で飛跡が観測され、電磁カロリメータで電磁シャワーを起こす。一方、光子の場合内部飛跡検出器に飛跡は残さないが、電磁カロリメータで電磁シャワーが観測されることで光子と判定される。ハドロンはハドロンカロリメータでハドロンシャワーを起こすことで判定される。ミュオンは透過力が強いので、電磁カロリメータを通過し、最外層のミュオン検出器で検出されるかで判定される。ニュートリノは検出器と相互作用せず、検出されない。そこでニュートリノは横方向の運動量保存から横方向エネルギー欠損 (E_T^{miss}) として間接的に観測される。

2.2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は最内層に位置し、荷電粒子の飛跡を再構成し、運動量を測定する。膨大な量の粒子の飛跡を再構成するため、高い位置分解能が必要とされる。内部飛跡検出器は 4 つの検出器から構成されており、内側から IBL (Insertable B Layer)、Pixel 検出器、SCT 検出器 (SemiConductor Tracker)、TRT 検出器 (Transition Radiation Tracker) となっている。図 2.5、図 2.6 に内部飛跡検出器の断面図を示す。

更にその外側にソレノイド磁石が設置されており、2 T の磁場が z 方向にかかっている。

IBL は Run2 から新しく導入された検出器である。ビームパイプからの距離を R とすると、 $R = 33 \text{ mm}$ に設置されており、Pixel 検出器より更にビームパイプに近い箇所に設置されている。そのため、飛跡や崩壊点の再構成能力が向上し、その結果 B 粒子識別性能の向上も期待される。図 2.7 に IBL の配置図と、Run1 のデータと IBL が稼働している Run2 のデータにおける d_0 の分解能の比較を示す。 d_0 と

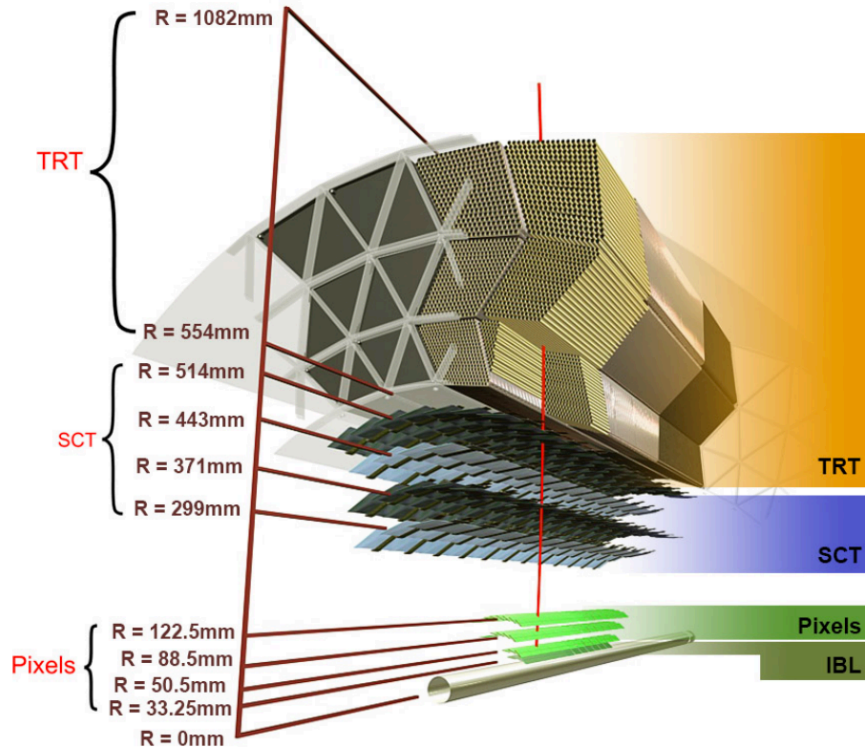


図 2.5 バレル領域における内部飛跡検出器の断面図 [10]

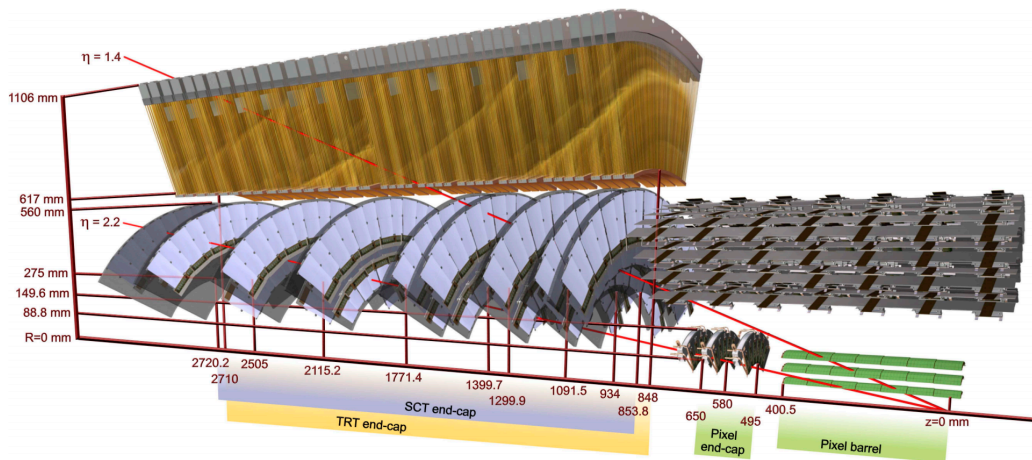


図 2.6 エンドキャップ領域における内部飛跡検出器の断面図 [9]

は xy 平面における再構成された飛跡と崩壊点との間の最短距離である。

Pixel 検出器は、1 つのピクセルが $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ の半導体検出器であり、8040 万チャンネル存在する。バレル領域では同心円状に 3 層、エンドキャップ領域では 3 枚のディスク状に設置されている。検出領域は $|\eta| < 2.5$ の領域である。Pixel 検出器の位置分解能は、 z 方向は $115 \mu\text{m}$ 、 r 、 ϕ 方向は $10 \mu\text{m}$ である。

SCT 検出器は、1 モジュールが 2 枚のシリコンウエハーからなる半導体検出器である。ウエハーは $80 \mu\text{m}$ 間隔でストリップが設置してある。2 枚のシリコンウエハーを互いに 40 mrad 傾けていることで

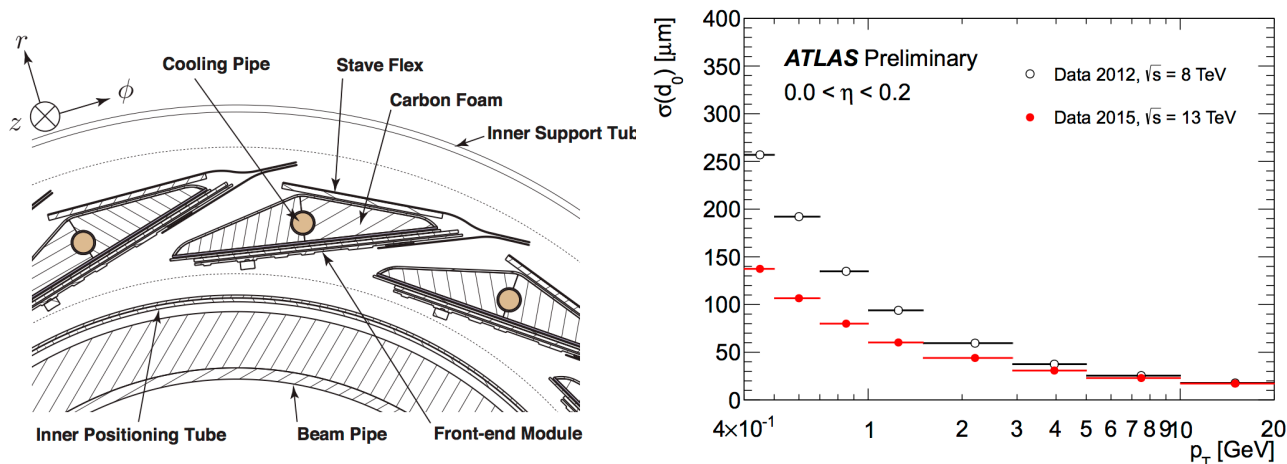


図 2.7 (左図)IBL の配置図。(右図)Run1 と IBL を含んだ Run2 のデータによる d_0 の分解能の分布の比較 [10]。白抜きのが Run1 のデータ、赤点が IBL 稼働時の Run2 のデータを表す。

2次元の位置検出が可能となっている。バレル領域では同心円状に4層、エンドキャップ領域では9枚のディスク状に設置されている。検出領域は $|\eta| < 2.5$ の領域である。位置分解能は、z方向は $580 \mu\text{m}$ 、r、 ϕ 方向は $17 \mu\text{m}$ である。

TRT 検出器は、バレル領域では半径 4 mm のドリフトストローチューブがビーム軸と並行になるように設置されている。エンドキャップ領域では放射状に設置されている。そのため、測定できる位置情報は r、 ϕ 方向である。位置分解能は $130 \mu\text{m}$ である。検出領域は $|\eta| < 2.0$ の領域である。チューブ中には Xe を主とした混合ガスが封入されており、チューブ間には radiator としてポリプロピレンのファイバーやフォイルが詰められている。荷電粒子は、このような異なる物質の境界面を通過する際に光子を放出する(遷移輻射)。この光子のエネルギーは $\gamma(=E/m)$ に比例するため、電子と、相対的に質量の重いハドロンを区別することができる。(E は粒子のエネルギー、m は粒子の質量を表す。) TRT では閾値を2つ設けており、高い閾値が電子を識別するための閾値である。図 2.8 は、Run1 の重心系エネルギー 7 TeV の運転で取得されたデータによる、 γ ごとの高い閾値を超える確率である。電子とパイオンを比較すると、同じような運動量でも電子の質量が軽いため TRT の高い閾値を超える確率が高くなっていることが分かる。

2.2.4 カロリメータ

図 2.9 のように、ATLAS 検出器のカロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータから構成されており、粒子のエネルギーや方向を測定する。電磁カロリメータでは電子や光子、ハドロンカロリメータではハドロンを対象にしている。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは電子、光子のエネルギーを測定する。図 2.9 のようにバレル部 ($|\eta| < 1.475$) とエンドキャップ部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) に分けられる。検出器は吸収体の鉛と液体アルゴンを組み合わせたサンプリングカロリメータである。図 2.10 のようにアコーディオン型の構造にすることで、 ϕ 方向の不感領域をなくしている。

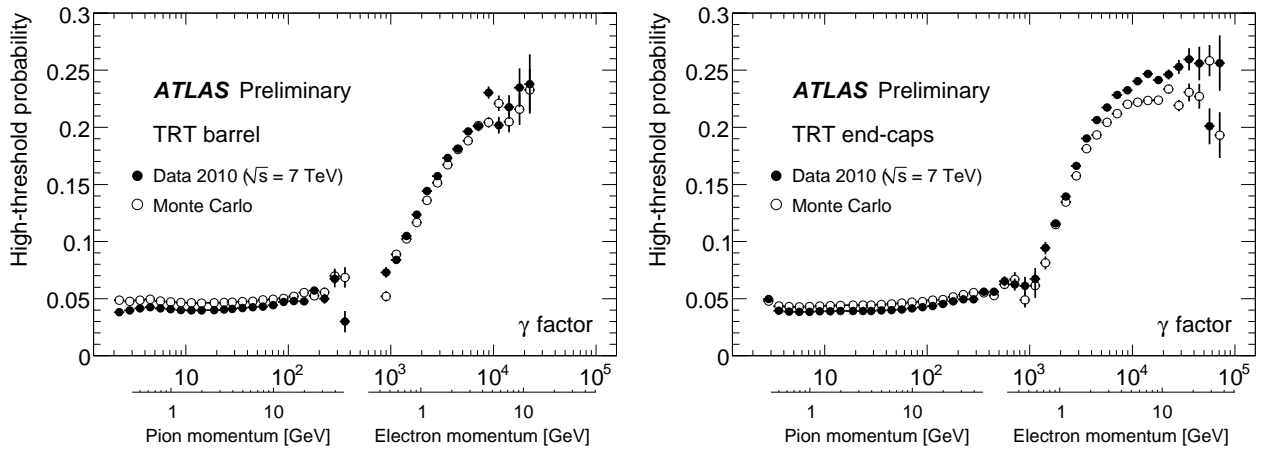


図 2.8 γ に対する TRT の高い閾値を超える確率 [11]。左図がバレル領域、右図がエンドキャップ領域を表す。

ハドロンカロリメータ

$|\eta| < 1.7$ のバレル部のハドロンカロリメータの構造は吸収体の鉄とプラスチックシンチレータが交互に重なったサンドイッチ構造となっている。図 2.11 のようなモジュールが ϕ 方向に 64 個設置されており、 $|\eta| < 1.7$ の領域を覆っている。更に図 2.12 のようにバレル部 ($|\eta| < 1.0$) と extended バレル部 ($0.8 < |\eta| < 1.7$) に分けられる。また、図 2.12 のように各モジュールは複数のセルに分かれており (ハドロンカロリメータ全体で 5182 個)、セル単位で読み出しを行っている。

$1.5 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ部では液体アルゴンハドロンカロリメータが設置されている。

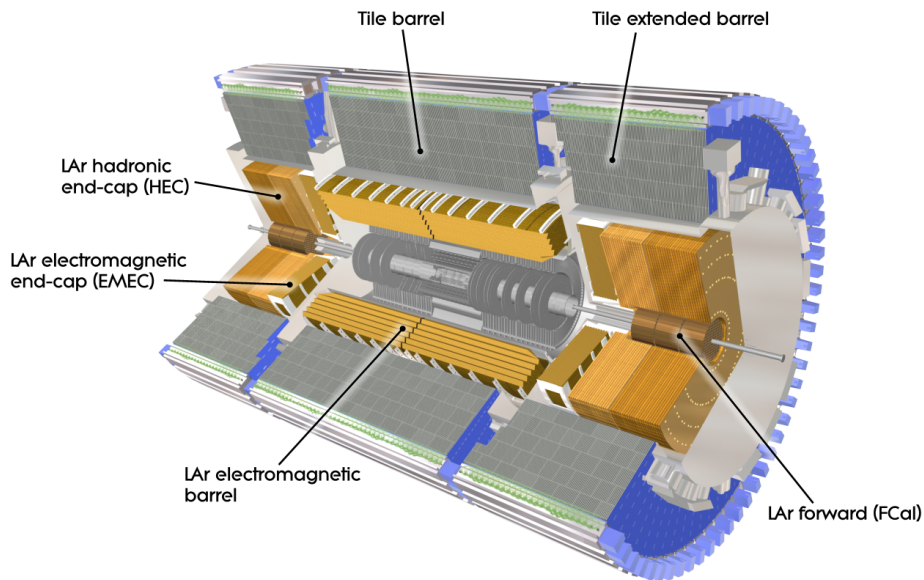


図 2.9 カロリメータの概略図 [9]。内側に電磁カロリメータ、外側にハドロンカロリメータが設置されている。

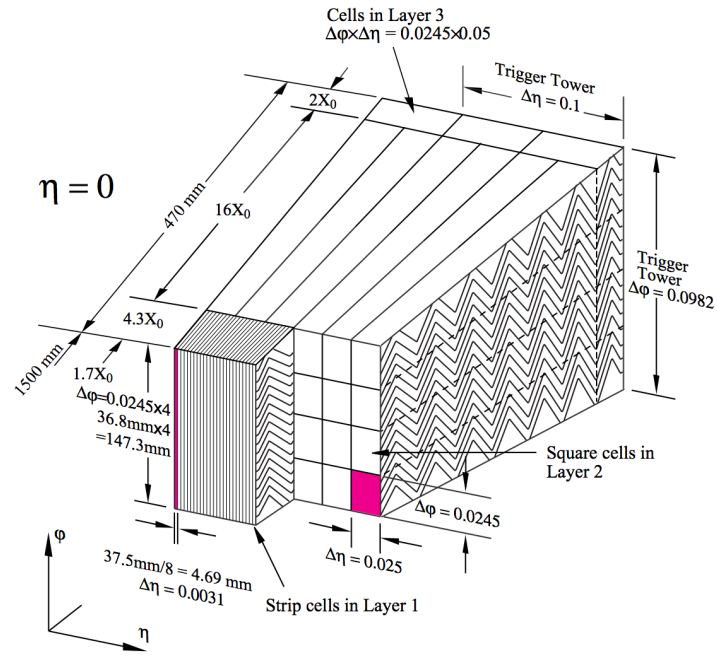


図 2.10 電磁カロリメータの概略図 [9]。

2.2.5 ミューオン検出器

ミューオンは他の粒子に比べ透過力が高く、寿命も長いという特徴がある。そのためミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層にある。カロリメータの外側に設置されているトロイド磁石の磁場による

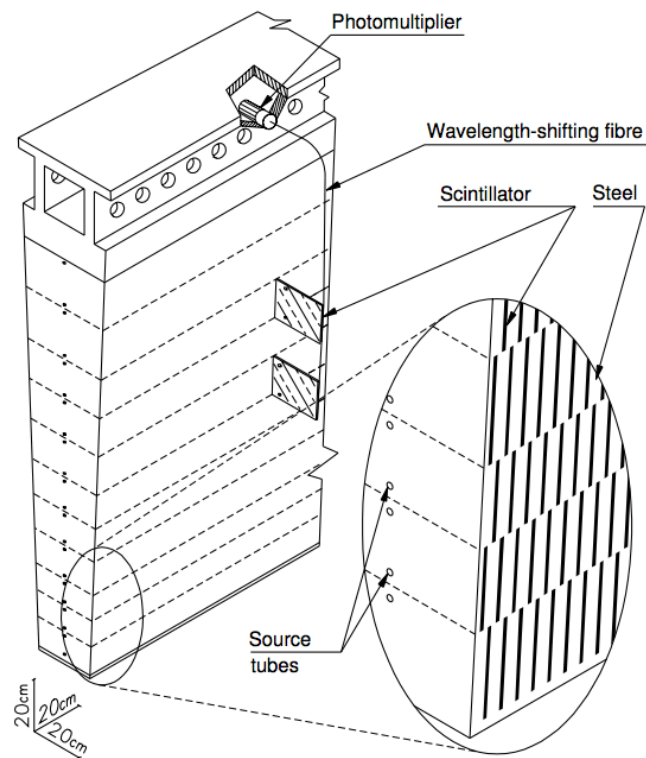


図 2.11 タイルカロリメータのモジュールの概略図 [9]

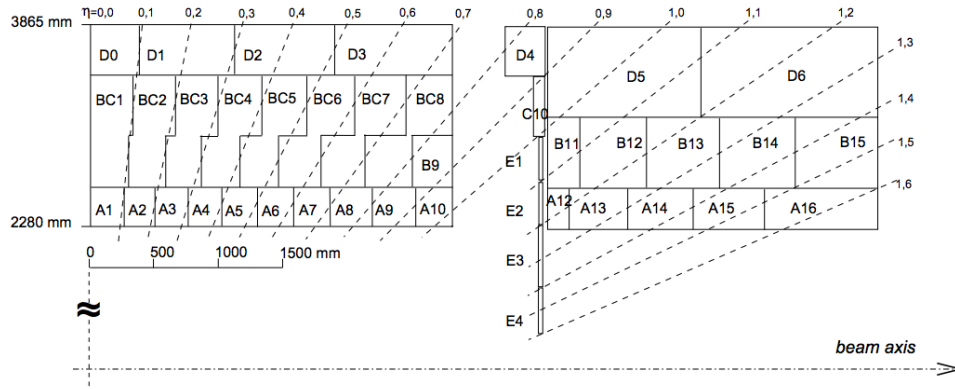


図 2.12 タイルカロリメータの断面図 [9]。点線はある η 方向を表す。横軸は z 軸である。

ミュオンの飛跡の曲率から運動量を測定している。トロイド磁石はエンドキャップ領域、バレル領域それぞれ 8 個のコイルから構成されており、 ϕ 方向に磁場をかけている。エンドキャップ領域では約 1 T、バレル領域では約 0.5 T の磁場をかけている。図 2.13 にソレノイド磁石、トロイド磁石の配置を示す。

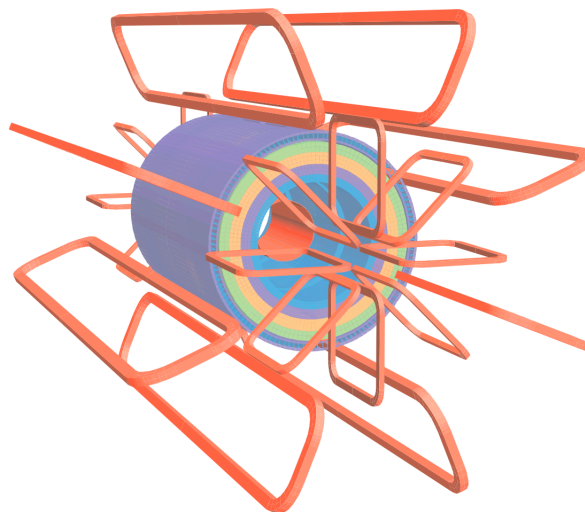


図 2.13 ソレノイド磁石、トロイド磁石の配置 [9]。

ミュオン検出器は MDT (Monitored Drift Tube)、CSC (Cathode Strip Chamber)、RPC (Resistive Plate Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber) の 4 つの検出器から構成される (図 2.14)。このうち RPC と TGC は応答の速さからトリガーの発行に使用されている。MDT と CSC は飛跡の精密測定に使用されている。表 2.2 に各検出器の性能を示す。

以下それぞれの検出器について述べる。

MDT

MDT の有感領域は $|\eta| < 2.7$ であり、位置分解能が良いため飛跡の精密測定に用いられる。MDT のモジュールは図 2.15 のように、3 または 4 層のドリフトチューブから成るチェンバーを 2 つ重ねた構造をしている。ドリフトチューブ内にはアルゴンと二酸化炭素 (93:7) が封入されており、3080V の電圧が印加されている。チューブの z 方向の平均位置分解能は $80 \mu\text{m}$ であるが、チュー

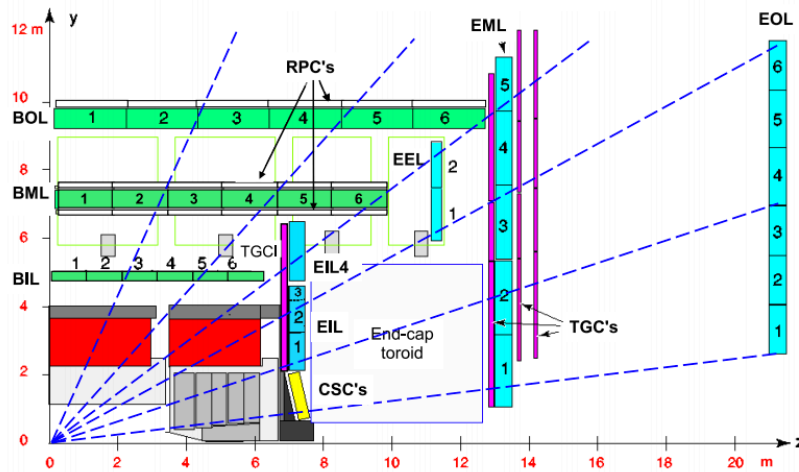


図 2.14 ミューオン検出器の断面図 [9]

ブを多層にすることでチェンバーあたりの位置分解能は $35 \mu\text{m}$ となる。

CSC

CSC の有感領域は $2.0 < |\eta| < 2.7$ である。この領域では粒子のレートが高いため、MDT より放射線耐性のある CSC を飛跡の精密測定に使用している。CSC は図 2.15 のように大小 8 枚のチェンバーを交互に並べた構造となっている。r 方向の位置分解能は $40 \mu\text{m}$ であり、 ϕ 方向の位置分解能は 5 mm である。また、時間分解能は 7 ns である。

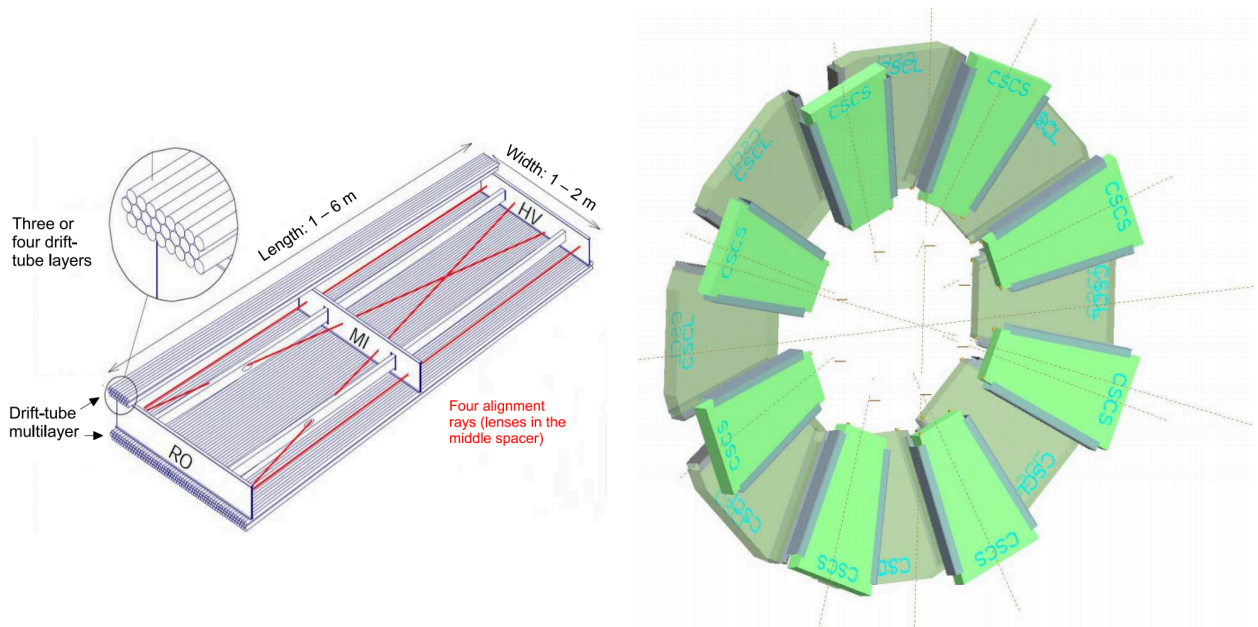


図 2.15 MDT のモジュールの概略図 (左図)[10]。CSC の配置図 (右図)[10]

RPC

RPC はパレル領域に設置されており、応答速度が 1.5 ns と速いことからトリガーの発行に使用される。RPC は 2 層のガスプレートチェンバーで構成されている。それぞれのチェンバー内

表 2.2 ミューオン検出器の性能 [9]

MDT	有感領域	$ \eta < 2.7$
	チェンバー数	1088
	チャンネル数	339000
	位置分解能 (z)	$35 \mu\text{m}$
	用途	精密測定
CSC	有感領域	$2.0 < \eta < 2.7$
	チェンバー数	32
	チャンネル数	31000
	位置分解能 (z/r)	$40 \mu\text{m}$
	位置分解能 (ϕ)	5 mm
	応答速度	7 ns
用途	精密測定	
RPC	有感領域	$ \eta < 1.05$
	チェンバー数	544
	チャンネル数	359000
	位置分解能 (z/r)	10 mm
	位置分解能 (ϕ)	10 mm
	応答速度	1.5 ns
用途	トリガー	
TGC	有感領域	$1.05 < \eta < 2.7$
	チェンバー数	3588
	チャンネル数	318000
	位置分解能 (z/r)	2-6 mm
	位置分解能 (ϕ)	3-7 mm
	応答速度	4 ns
用途	トリガー	

のストリップが直交するように設置されており、2次元の位置情報を取得できる。平行板間には $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2 : \text{Iso} - \text{C}_4\text{H}_{10}$ の混合ガスが封入されている。印加電圧は 4.9 kV/mm である。図 2.14 のように、3層ある MDT のうち内側から 2層目の MDT を挟むように 2枚、3層目の MDT の外側に 1枚配置されている。

TGC

TGC はエンドキャップ領域に設置されており、応答速度が 4 ns と速いことからトリガーの発行に使用される。図 2.14 のように、最内層の MDT の内側に 1枚、2層目の MDT の内側に 1枚、外側に 2枚配置されている。アノードワイヤーとカソードストリップが垂直に配置されており、それぞれ R 方向、 ϕ 方向を測定する。位置分解能は R 方向が 2~6 mm、 ϕ 方向が 3~7 mm である。

2.3 トリガーシステム

ATLAS 実験では 25 ns の間隔でバンチ衝突が起こる。更に 2016 年の Run2 では 1 バンチ衝突あたり約 25 回の陽子陽子衝突が起こったため、その事象レートは約 1 GHz となる。その全てを記録することは記録速度、容量の限界から不可能である。そこで ATLAS 実験では、興味のある事象のみを選別し、記録するトリガーシステムが用いられる。トリガーはミュオン、ジェット、電子、タウ粒子、消失エネルギー等様々な物理オブジェクトに対して用意されており、それらが並行して動作している。

ATLAS 実験のトリガーシステムはハードウェアレベルの選別を行うレベル 1 トリガー (L1) と、ソフトウェアレベルの選別を行うレベル 2 トリガー (L2) と、オフライン解析と同程度の精度で選別を行うイベントフィルター (EF) に分けられる。また L2 と EF を合わせてハイレベルトリガー (HLT) と呼ぶ。図 2.16 に ATLAS 実験におけるトリガーシステムの概略図を示す。L1 の段階で事象レートを 100 kHz 程度まで抑え、HLT 通過後には 100 Hz 程度まで削減する。

興味のあるイベントの選別の際には、各物理オブジェクトに対して p_T やエネルギー等に閾値を設けて選別を行っている。ミュオンの場合は p_T に対して閾値を設けている。閾値の値が低いトリガーの場合、背景事象が多くなることで十分にレートを削減できなくなるため、一定の割合でトリガー稼働頻度を削減し運転している (プリスケール)。

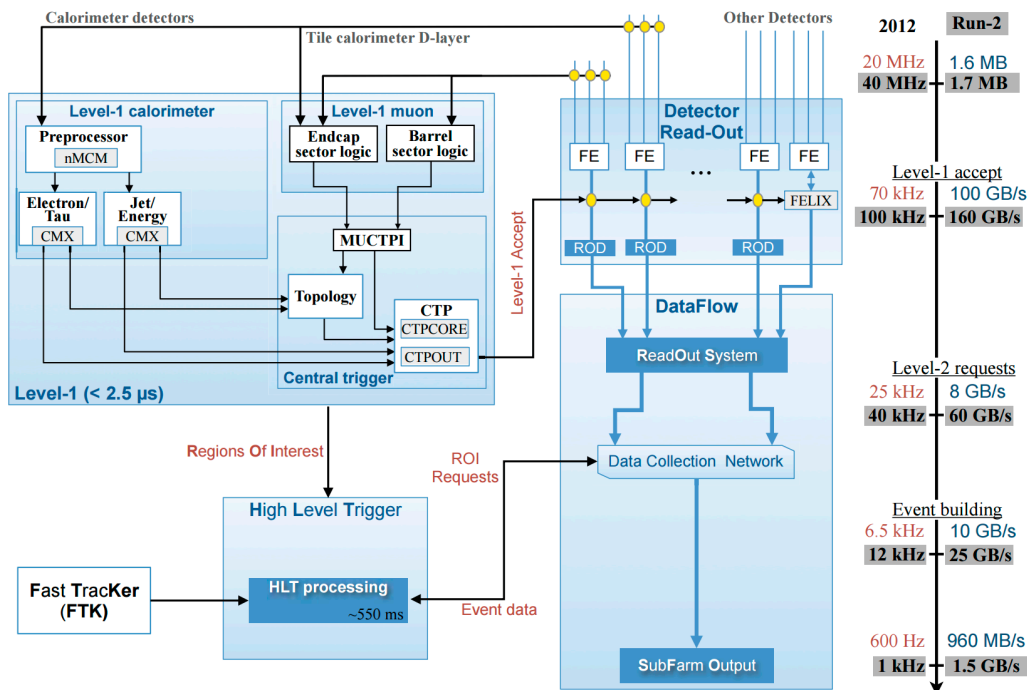


図 2.16 トリガーシステムの概略図 [12]

L1 では、ハードウェアの情報を用いて高速に処理し、選別を行っている。この際、対象のオブジェクトが検出された領域 RoI(Region of Interest) を導出し、後段のトリガーに渡す。またミュオントリガーでは p_T により選別しており、L1 で 4、6、10、11、15、20 GeV の閾値が用意されている。L2 では、L1 から渡される RoI 情報を元にソフトウェアレベルの選別を行う。特に、本研究でも使用しているミュオントリガーの L2 は、L2 ミュオンスタンドアロートリガー (MuonSA) と L2 コンバインドミュオントリガー (MuComb) から構成される。

MuonSA では、RoI 周辺のミュオン検出器のみの情報を用いてミュオンの p_T を導出し、選別している。

MuComb では、内部飛跡検出器で再構成された飛跡と MuonSA の結果のマッチングをとることで、更なる精度で選別を行う。この時、内部飛跡検出器の飛跡の位置を (η_{ID}, ϕ_{ID}) 、MuonSA による飛跡の位置を (η_{SA}, ϕ_{SA}) とすると、それぞれの飛跡の角度差 $dR_{ID,SA} = \sqrt{(\eta_{ID} - \eta_{SA})^2 + (\phi_{ID} - \phi_{SA})^2}$ の値が十分小さい場合に飛跡とミュオンは同じものとみなされマッチングされる。複数のミュオンが存在し、ミュオン同士の角度差 dR が小さい場合、複数のミュオンが同じ内部飛跡検出器の飛跡にマッチングされるということが起こる場合がある。このような場合はどちらか一方のミュオンが除外される (overlap removal)。

EF では、処理時間の制限が緩いので、より複雑なアルゴリズムを用いることが可能であり、高い精度で選別を行うことができる。また、全検出器の情報を使用するため、前段のトリガーにかからなかったものを EF でトリガーすることも可能になる。例としてミュオントリガーの場合、L2 までは 1 本のミュオンを要求し、EF でもう 1 本のミュオンを要求する noL1 トリガーというものがある。

第3章

データ解析

3.1 D_s の再構成

ATLAS 実験において、 D_s は Run1 で観測されている [13]。この解析では重心系エネルギーが 7 TeV の時に取得された 280 nb^{-1} のデータが使用されていた。また、 ϕ メソンが K メソン対に崩壊するチャンネルを用いて D_s を再構成した。 $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \text{KK}\pi$ 事象の崩壊分岐比は $2.24 \pm 0.10\%$ である [15]。図 3.1 に Run1 における $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \text{KK}\pi$ 事象を用いた D_s の再構成の結果を示す。図 3.1 では 1.97 GeV 付近の D_s 以外にもう一つピークを確認することができる。このピークは、D メソンも同様に $D \rightarrow \phi\pi \rightarrow \text{KK}\pi$ と崩壊するため、D メソンのものだと考えられる。D メソンの質量は約 1.87 GeV である。この解析ではミニマムバイアストリガーまたはジェットを対象としたトリガーが使用されていた。ミニマムバイアストリガーとは衝突が起きたことのみを要求するトリガーである。

本研究では D_s が ϕ メソンとパイオンに崩壊し、 ϕ メソンがミュオン対に崩壊するチャンネルを用いて D_s を再構成した。図 3.2 に $D_s \rightarrow \phi\pi$ 事象のダイアグラムを示す。

$D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象の崩壊分岐比は以下のように計算できる。計算には Particle Data Group(PDG) の値を使用した [15]。

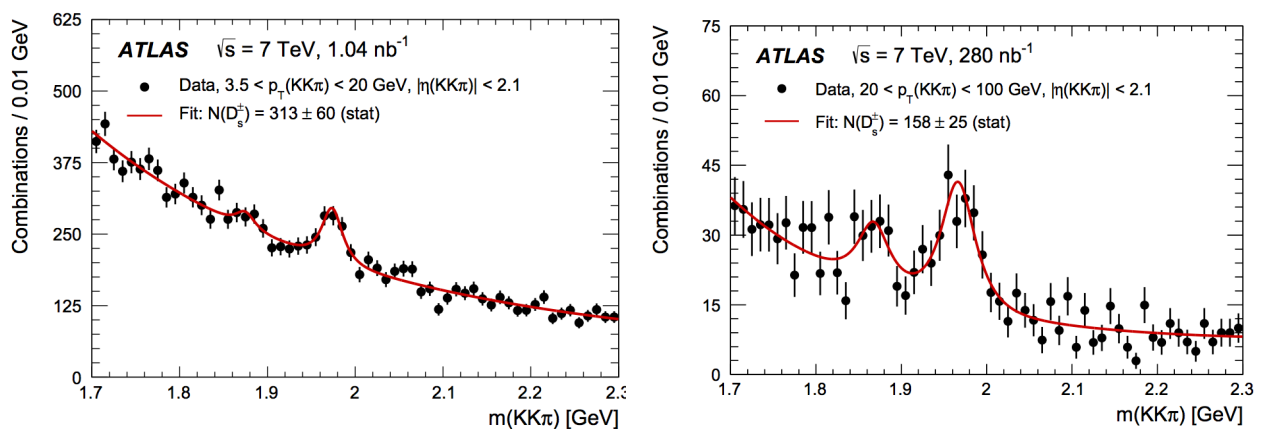


図 3.1 ATLAS 実験 Run1 における D_s 再構成の結果。左図は D_s の p_T が、 $3.5 < p_T < 20 \text{ GeV}$ の不変質量分布。右図は D_s の p_T が、 $20 < p_T < 100 \text{ GeV}$ の不変質量分布 [13]。

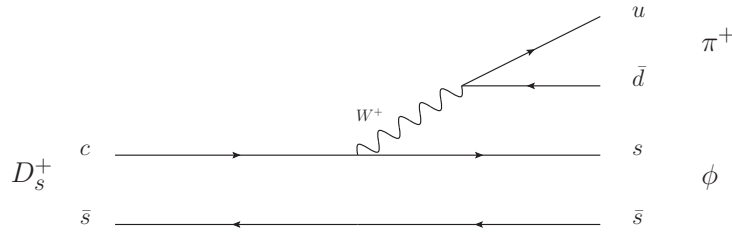


図 3.2 $D_s \rightarrow \phi\pi$ 事象のダイアグラムの例。

$$\text{Br}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi) = \text{Br}(D_s \rightarrow \phi(KK)\pi) \times \frac{\text{Br}(\phi \rightarrow \mu\mu)}{\text{Br}(\phi \rightarrow KK)} = (1.33 \pm 0.1) \times 10^{-5} \quad (3.1)$$

信号事象の崩壊分岐比の値は 10^{-5} のオーダーと非常に小さい値であり稀崩壊事象である。しかし、この信号事象は $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象と特徴が重なる部分が多くなるため、 $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象探索における事象再構成の検証および系統誤差の評価に有用なチャンネルとなる。

さらに類似した特徴として D_s とタウ粒子の質量が非常に近いということがある。 D_s 、タウ粒子それぞれの質量は約 1.97 GeV、約 1.78 GeV である。また、信号事象の終状態が 2 本のミュオンとパイオンに相当する 1 本の飛跡となるため、使用するトリガーの候補としては、複数のミュオンを要求するミュオントリガーが挙げられる。 $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象探索の場合も同様に複数のミュオンを要求するミュオントリガーが使用されている。

これらに伴う大きな特徴として、ミュオントリガーで要求される運動量に対して、 D_s やタウ粒子の質量が軽いので、崩壊後の粒子が非常に近接するというものがある。このような特殊な状況でも粒子を再構成することができるのか確認することは重要になる。図 3.3 に崩壊後の 3 本の飛跡から 2 本選んだ組み合わせのうち、最小の $dR(dR_{\min})$ 分布を示す。信号事象、 $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象のどちらの場合も dR が 0.2 以下という非常に小さい値に分布していることが分かる。

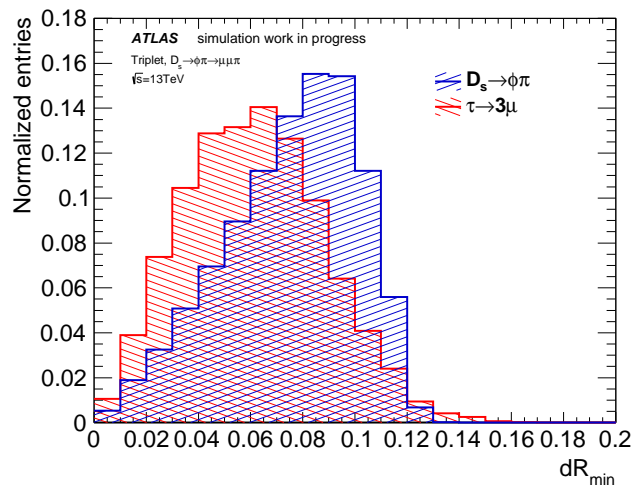


図 3.3 3 つの組み合わせのうち最小の dR 分布。縦軸はイベント数であり、面積 1 に規格化している。青は $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ のモンテカルロ、赤は $\tau \rightarrow 3\mu$ のモンテカルロを表す。

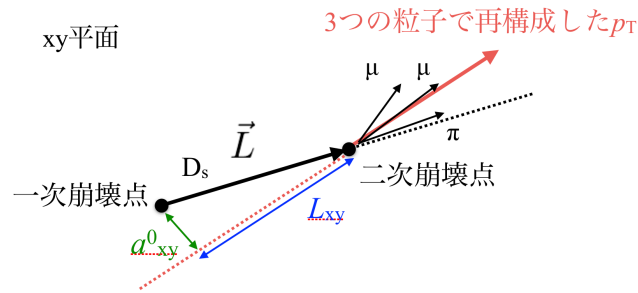


図 3.4 信号事象の概略図。

他の信号事象と $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象とで共通する運動学的特徴として次のものがある。

D_s 、タウ粒子は他のハドロンと比較して長い寿命を持つため、ある程度飛行してから崩壊する。 D_s 、タウ粒子の $c\tau$ はそれぞれ $144.9 \mu\text{m}$ 、 $87.03 \mu\text{m}$ である [15]。この特徴を表す物理量として L_{xy} がある。 L_{xy} は以下の式で定義される。

$$L_{xy} = \frac{\vec{L} \cdot \vec{p}_T}{p_T} \quad (3.2)$$

この物理量は粒子が生成から崩壊までに飛行したベクトルを p_T 方向へ射影した量である。また、 L_{xy} と垂直方向に射影した飛行距離を a_{xy}^0 と定義する。図 3.4 に信号事象の概略図を示す。二次崩壊点は、内部飛跡検出器で再構成された飛跡のうち、ミュオンの飛跡であると判断された 2 本とパイオンの候補となるその他の飛跡 1 本でフィットし求める。このように得られた二次崩壊点と一次崩壊点の情報を用いて L_{xy} や a_{xy}^0 を導出する。

長寿命で 2 次崩壊点を持つ粒子は L_{xy} が大きくなる。また、崩壊してニュートリノ等の消失粒子がない場合は a_{xy}^0 の値は小さくなるが、複数の粒子が偶然 2 次崩壊点を作った場合には a_{xy}^0 の値は大きくなる傾向がある。

3.2 データとモンテカルロ

本研究で使用したデータは ATLAS 実験の 2016 年 4 月から 2016 年 11 月までに取得された Run2 データを使用した。この期間に ATLAS 実験では約 36 fb^{-1} のデータを取得している。図 3.5 に Run2 の積分ルミノシティの変化の様子を示す。取得されたデータの中には一部の検出器が動作していない等のクオリティが低いデータも存在する。本研究では、そのようなクオリティの低いデータを除いたものを使用し、その際の積分ルミノシティは約 33 fb^{-1} であった。

本研究で使用したトリガーは 2 つのミュオンを要求するミュオントリガーである*1。このトリガーは、L1 トリガーとしては p_T が 11 GeV 以上のミュオンと p_T が 6 GeV 以上のミュオンが少なくとも 1 つずつあることを要求する。L1 において p_T が 11 GeV 以上のミュオンは L2 へと進み、L2 における p_T が 11 GeV 以上であるという選別が行われる。この際、前述のようにミュオントリガーの L2

*1 HLT_mu11_nomucomb_mu6noL1_nscan03_MU11.2MU6_bTau と呼ばれる

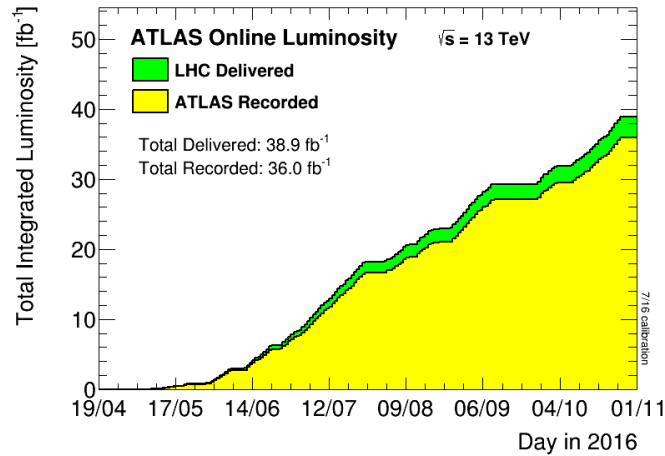


図 3.5 積分ルミノシティの変化の様子 [14]。緑は供給されたデータの積分ルミノシティ、黄色は ALTAS 実験が記録したデータの積分ルミノシティを表す。

は MuonSA と MuComb から構成されるが、このトリガーでは MuonSA の選別のみが行われる。このようにすることによって MuComb における overlap removal による効率の低下を回避することができる。更に L2 通過後 EF へと進み EF における 11 GeV の選別が行われる。EF 通過後、そのミュオンとの角度差 $dR = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.3$ の領域に更にもう 1 本異なるミュオンが存在するか探索する。この時の p_T 閾値は 6 GeV であり、条件を満たすミュオンが存在した場合そのイベントはこのトリガーを通過したことになる。仮に L1 において p_T が 11 GeV 以上のミュオンが 2 本以上存在した場合、それらの全てが後段のトリガーへ渡され、その中で 1 つでもトリガーを通過したものがあつた場合、そのイベントはこのトリガーを通過したことになる。このトリガーはプリスケールされているため解析に使用できるデータ量は 33 fb^{-1} から減少する。このトリガーで取得されたデータの積分ルミノシティは 14.8 fb^{-1} であつた。

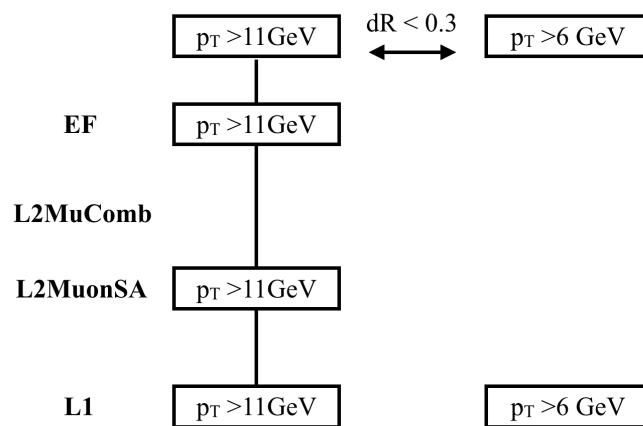


図 3.6 本研究で使用したトリガーの概略図

モンテカルロ (MC) は $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象と $D \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象のものを生成した。D メソンについては、Run1 の結果と同様に $D \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ と崩壊するので観測可能であるため使用した。 $D \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象の崩壊分岐比も式 (3.1) のように計算することができ、 $\text{Br}(D \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi) = (1.63 \pm 0.1) \times 10^{-6}$ である。これらの MC の事象は Pythia8B[16] と EvtGen[17] の二段階で生成される。Pythia8B により陽子のパートン同士の衝突を再現し、生じた粒子をハドロン化させる。その後 EvtGen により指定の崩壊チャンネル (本研究の場合 $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$) に従って粒子を崩壊させ信号事象の MC を生成する。使用されている Parton Distribution Functions は A14_NNPDF23LO[18] である。この Parton Distribution Functions は LHC の Run1 のデータを用いて調整したものである。これらの MC ではジェネレーターレベルで以下のようなカットが掛かっている。leading muon とは 2 本のミュオンのうち p_T が大きい方のミュオンであり、sub-leading muon は p_T が低い方のミュオンである。

- leading muon の p_T の大きさが 8 GeV 以上
- sub-leading muon の p_T の大きさが 4 GeV 以上
- パイオンの p_T の大きさが 1 GeV 以上
- D_s の p_T の大きさが 10 GeV 以上
- D_s の $|\eta|$ が 3 以下

3.3 事象選別

ここでは D_s を再構成する際の物理オブジェクトの定義と、事象選別の際のカットの値の最適化について述べる。

3.3.1 各物理オブジェクトの定義

信号事象の終状態は 2 つのミュオンと 1 つのパイオンである。更に、衝突が起こる一次崩壊点の情報も使用している。以下にそれらの物理オブジェクトの定義を述べる。

- ミュオン

ミュオンはミュオン検出器と内部飛跡検出器の情報を組み合わせて再構成される。このようなミュオンをコンバインドミュオンと呼ぶ。内部飛跡検出器、ミュオン検出器それぞれで飛跡が再構成された後、通常はミュオン検出器の飛跡を内部飛跡検出器まで外挿し、マッチングする内部飛跡検出器の飛跡を探す。補完的に内部飛跡検出器の飛跡をミュオン検出器に外挿する場合もある。

また、ミュオンには再構成される際の確からしさに応じて Loose、Medium、Tight 等のタグが存在する [19]。Loose はミュオンの再構成効率が最大になるように最適化されたタグである。Medium はミュオンの再構成やキャリブレーションに付随する系統誤差が最小になるように最適化されたタグである。Tight はフェイクミュオンを除きミュオンの純度を最適化したタグである。本研究では Loose、Medium、Tight のいずれかでタグされた全てのミュオンを使用している。

更に、表 3.1 にある条件を満たしていることを要求する。ここで表にあるホールとは、再構成された飛跡上にある動作していない検出器のモジュールのことである。

表 3.1 ミューオンに対するクオリティの要求

	leading muon	sub-leading muon
Pixel 検出器のヒット数	> 1	> 1
SCT 検出器のヒット数	> 2	> 2
Pixel 検出器と SCT 検出器のホール数の合計	< 4	< 4
p_T	> 10 GeV	> 6 GeV
$ \eta $	< 2.7	< 2.7

ミューオンの η が $|\eta| < 1.9$ の場合、以下の TRT に関するヒットの要求も行っている。 N_{TRT} は TRT のヒットの数、 $N_{\text{TRT}}^{\text{outlier}}$ は飛跡の再構成のフィットの際使用されなかった TRT のヒットの数である。

$$N_{\text{TRT}} + N_{\text{TRT}}^{\text{outlier}} > 5 \quad (3.3)$$

$$(N_{\text{TRT}} + N_{\text{TRT}}^{\text{outlier}}) \times 0.9 > N_{\text{TRT}}^{\text{outlier}} \quad (3.4)$$

● パイオン

ALTAS 検出器において、内部飛跡検出器で再構成された飛跡がどの粒子 (パイオンや K メソン等) に相当するのかを判断する事は困難である。そこで本研究では、内部飛跡検出器で再構成されたミューオン以外の全ての飛跡に対して、パイオンの質量 0.140 GeV を仮定し、パイオンとして使用している。よって、選択される飛跡は必ずしもパイオンの飛跡であるわけではなく、K メソン等その他の粒子の飛跡を使用してしまった場合、そのイベントはバックグラウンドとなる。また、使用した飛跡がパイオンのものであった場合でも、 D_s の崩壊から生じたパイオンでない場合もあり、その場合もバックグラウンドとなる。本研究ではこれらが主なバックグラウンドになる。

更に、使用する飛跡に対して表 3.2 の条件を満たしていることを要求している。表にある B Layer とは、IBL が稼働している時には IBL を指し、それ以外の時は 3 層ある Pixel 検出器のうち、最内層の Pixel 検出器を指す。

表 3.2 パイオンに対するクオリティの要求

	pion
Pixel 検出器のホール数	< 2
Pixel 検出器と SCT 検出器のヒット数の合計	> 6
Pixel 検出器と SCT 検出器のホール数の合計	< 3
BLayer のヒット数	> 0
p_T	> 2.5 GeV
$ \eta $	< 2.7

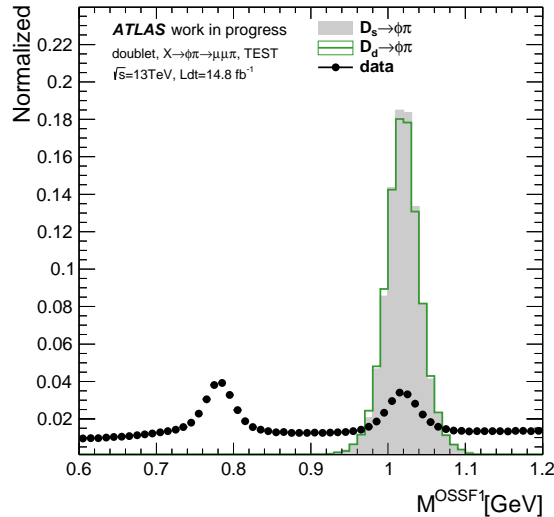


図 3.7 符号の異なるミューオン対で再構成した粒子の不変質量分布。縦軸はイベント数であり、面積が 1 になるように規格化している。黒点がデータ、灰色が $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象の MC、緑が $D \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象の MC を表す。(OSSF = Opposite Sign Same Flavor)

● 崩壊点

崩壊点は内部飛跡検出器で再構成された飛跡の情報を元に再構成される。まず、ビーム軸に沿って飛跡の情報を用いて崩壊点の候補を再構成する。再構成された候補に、 χ^2 フィットに基いて周りの飛跡を付け足していく。 χ^2 がある値より大きくなった場合、その飛跡は崩壊点に追加されず、新たな崩壊点が作成される。全ての飛跡が崩壊点に追加されるまでこの工程が繰り返される。本研究では再構成された崩壊点の候補から、崩壊点に付随する飛跡の p_T のスカラー和の大きさが一番大きい崩壊点を D_s の一次崩壊点とした。

3.3.2 カットの値の最適化

D_s を再構成する際以下の条件を満たす事象を対象とした。

- D_s の p_T に対して、 $20 < p_T < 100$ GeV
- D_s の $|\eta|$ に対して、 $|\eta| < 2.1$

カットの値の最適化の前に ϕ メソンの選定を行った。 ϕ メソンの質量は約 1.02 GeV である。選定では、再構成された符号の異なる 2 本のミューオン対を用いて再構成した粒子の不変質量 $M_{\mu\mu}$ が、 $1.00 < M_{\mu\mu} < 1.04$ GeV となることを要求した。図 3.7 に符号の異なるミューオン対で再構成した粒子の不変質量分布を示す。黒点がデータを表すが、1.02 GeV 付近に ϕ メソンのピークを確認することができる。また、770 GeV 付近にもピークが見られるが、これは $\omega(787)$ や $\rho(770)$ のものと考えられる。

以上の選定後、以下の変数に対して各変数のカットの値を最適化した。(各変数の意味はこのあと説明する)

- D_s の $L_{xy}/\Delta L_{xy}$

- D_s の $a_{xy}^0/\Delta a_{xy}^0$
- D_s の p-value
- ϕ の p-value
- 各飛跡が再構成される際の p-value

図 3.8~ 図 3.11 にそれぞれの分布を示す。 D_s 、 D は MC、データは図 3.12 のサイドバンド領域 (信号が無い領域) のデータであり、面積 1 に規格化している。

これらの変数は信号事象の特徴を表している物理量であり、バックグラウンドとの分離に有用である。

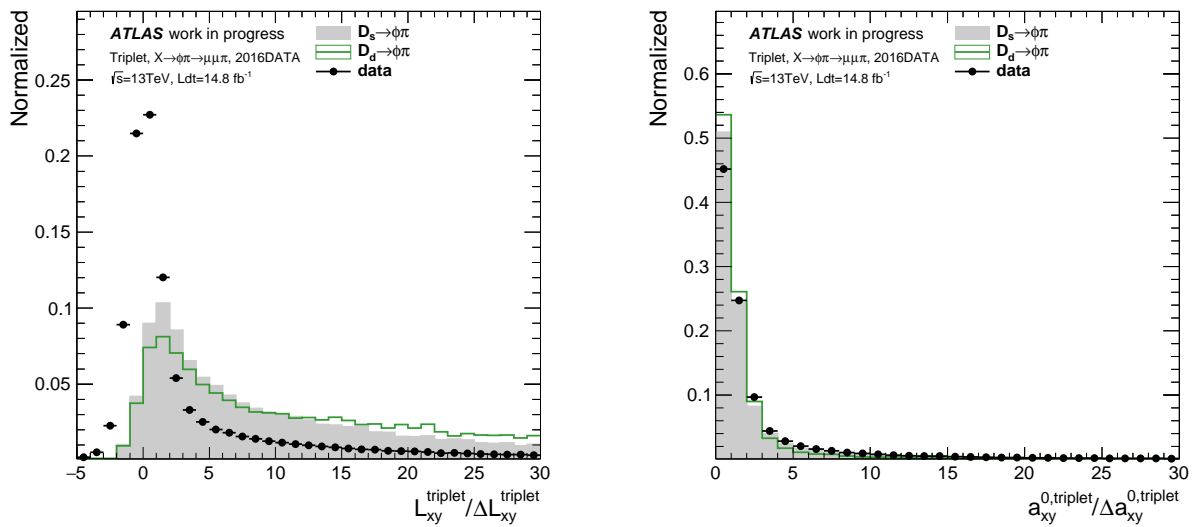


図 3.8 (右図) D_s の $L_{xy}/\Delta L_{xy}$ の分布。(左図) D_s の $a_{xy}^0/\Delta a_{xy}^0$ の分布。黒点がサイドバンド領域のデータ、灰色のヒストグラムが $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象の MC、緑色のヒストグラムは $D \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象の MC を表す。縦軸はイベント数であり、面積 1 に規格化してある。

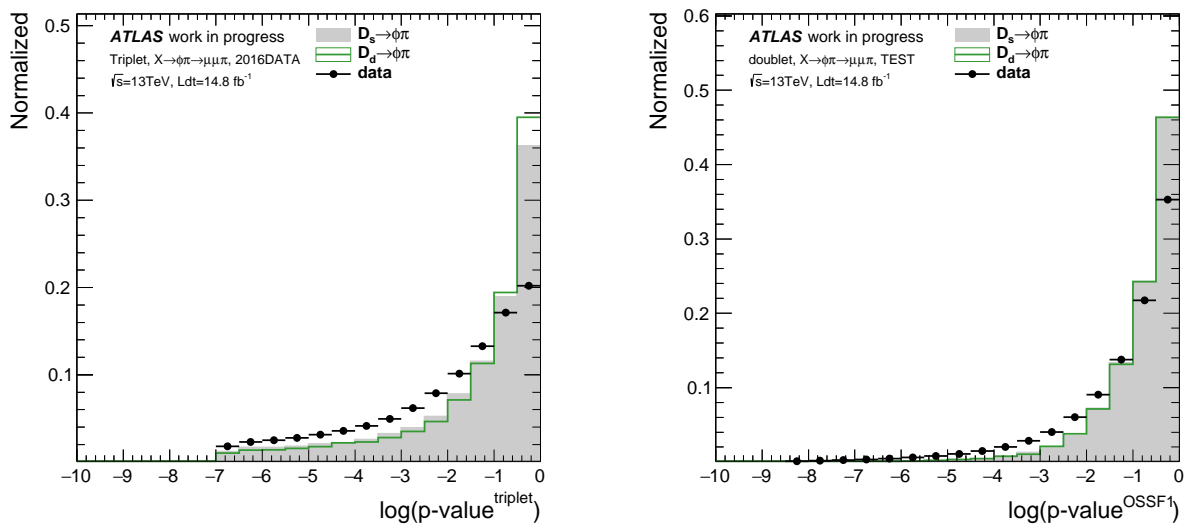


図 3.9 (左図) D_s の p-value 分布。(右図) ϕ の p-value 分布。各記号の意味は図 3.8 と同じである。縦軸はイベント数であり、面積 1 に規格化してある。横軸は対数表示である。

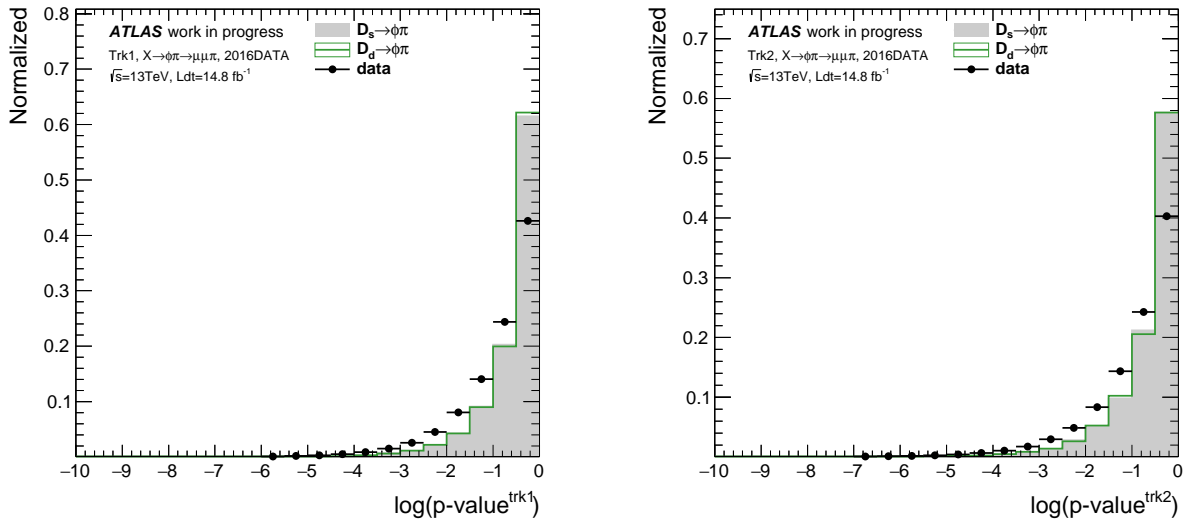


図 3.10 (左図)leading muon の飛跡再構成時の p-value 分布。(右図)sub-leading muon の飛跡再構成時の p-value 分布。各記号の意味は図 3.8 と同じである。縦軸はイベント数であり、面積 1 に規格化してある。横軸は対数表示である。

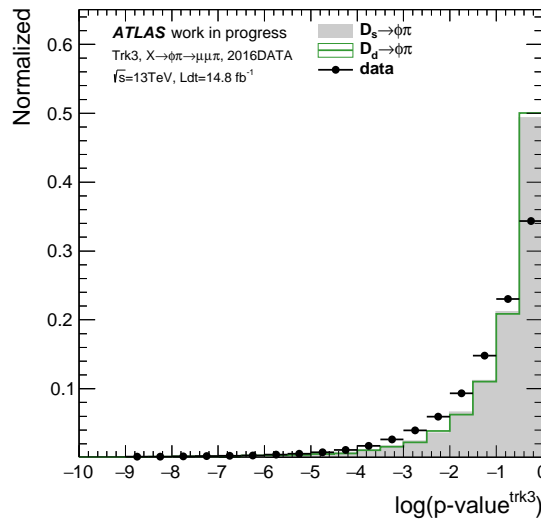


図 3.11 パイオンの候補の飛跡再構成時の p-value 分布。各記号の意味は図 3.8 と同じである。縦軸はイベント数であり、面積 1 に規格化してある。横軸は対数表示である。

ΔL_{xy} や Δa_{xy}^0 はそれぞれの測定精度の値であり、 $L_{xy}/\Delta L_{xy}$ や $a_{xy}^0/\Delta a_{xy}^0$ はそれぞれの significance を表す。 L_{xy} は D_s が比較的長い寿命を持つことから、ある程度大きい値を要求することでバックグラウンドと分離できる。 a_{xy}^0 は、信号事象の場合 D_s はブーストしていることから崩壊後の粒子が D_s の p_T 方向に出ていることが期待でき、その場合 a_{xy}^0 は小さくなる。よって小さい a_{xy}^0 の値を要求することで、バックグラウンドと分離が期待できる。

D_s の p-value は二次崩壊点を求めるフィットの際の p-value(確からしさを表す量)を表す。 ϕ の p-value はミュオンとマッチングが取れた内部飛跡検出器で再構成された飛跡 2 本でフィットし、崩壊点を求めた際の p-value である。これらの値はフィットに使用された飛跡がどれほど 1 点から来ているかを

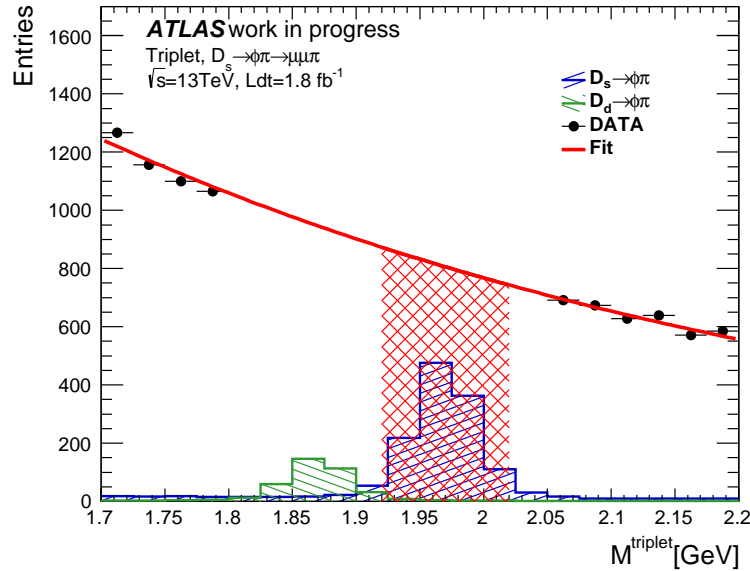


図 3.12 2つのミュオンと1つの飛跡で再構成した粒子の不変質量分布。黒点はデータ、赤線はサイドバンド領域を指数関数でフィットした結果を表す。青、緑のヒストグラムはそれぞれ D_s 、 D のMCによる分布で、積分ルミノシティが 1.8fb^{-1} になるようにスケールしてある。赤い網掛けの領域がシグナル領域を表す。

示した値であり、p-value が大きいことを要求することでバックグラウンドと分離できる。

内部飛跡検出器の飛跡は複数のヒットをフィットし再構成されるが、本研究ではそのフィットの p-value も事象選別で使用した。この変数の値が大きいことを要求することで、偽物の飛跡を排除することができ、バックグラウンドとの分離が期待できる。

カットの値の最適化の際には、2016年4月から2016年6月までに取得された 2.5fb^{-1} のデータを使用した。このデータ中で本研究に用いるトリガーで取得されたデータ量は 1.8fb^{-1} であった。

最適化は $S/\sqrt{S+B}$ を指標として行った。ここで S および B はシグナルおよびバックグラウンドの事象数を表す。それぞれの定義は後に述べる。最適化の際には、全ての変数に対するカットの値のあるステップでそれぞれ変化させていき、全ての組み合わせに対して S 、 B の値を計算し、 $S/\sqrt{S+B}$ が一番大きくなるカットの値の組み合わせを求めた。ステップの幅は表 3.3 のように設定した。

表 3.3 各変数に対するカットのステップ幅

変数名	検証範囲	ステップ幅
$L_{xy}/\Delta L_{xy}$	[-1,10]	1
$a_{xy}^0/\Delta a_{xy}^0$	[0.5,5.0]	0.5
D_s の $\log(\text{p-value})$	[-7.0,-0.5]	0.5
ϕ の $\log(\text{p-value})$	[-9.0,-0.5]	0.5
各飛跡が再構成される際の $\log(\text{p-value})$	[-9.0,-1.0]	1.0

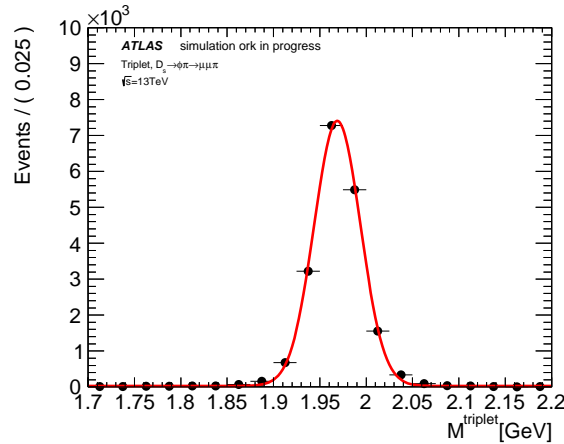


図 3.13 D_s の MC の 2 つミュオンとパイオンで再構成した粒子の不変質量分布 (黒点)。赤線はガウス関数によるフィット結果。

S はシグナル領域におけるシグナル数であり、MC を用いて見積もった。シグナル領域は 1.92~2.02 GeV に設定した。図 3.12 の赤い網掛けの領域に相当する。この領域は D_s の MC をガウス関数でフィットすることにより得られた $\sigma = 25.0$ MeV を用いて、 D_s の質量 $\pm 2\sigma$ を目安に設定した。図 3.13 に MC による D_s の不変質量分布のフィット結果を示す。S は MC で見積もられたイベント数を積分ルミノシティが 1.8 fb^{-1} になるようにスケールした値とした。

B はシグナル領域内における、バックグラウンドのイベント数である。B の見積もりの際には、図 3.12 のように、不変質量分布から 1.8~2.05 GeV のイベントを除いたデータ (サイドバンド) を使用した。ここでサイドバンド領域を 1.7~1.8 GeV または 2.05~2.2 GeV と定義する。サイドバンド領域のデータを指数関数でフィットし、シグナル領域の範囲を積分して B の値を見積もった。

カットの最適化の結果は以下ようになった。

- $L_{xy}/\Delta L_{xy} > 3.0$
- $a_{xy}^0/\Delta a_{xy}^0 < 2.5$
- D_s の $\log(\text{p-value}) > -3.0$
- ϕ の $\log(\text{p-value}) > -4.5$

飛跡再構成時の p-value はその他のカットの結果、効果がなくなったため、最終的な事象選別では含んでいない。

更に以上の事象選別後、1 回の衝突で候補となるイベントが複数存在した場合、その候補の中で D_s の p-value が一番大きいイベントを選択した。この選別もまた前述の主なバックグラウンドを削減することができる。

3.4 シグナル数の見積もり

前節の事象選別後の不変質量分布から D_s のシグナル数を見積もった。見積もりの際には Extended unbinned likelihood を使用した。フィットでは式 (3.5) のような関数を使用した。

$$\mathcal{L} = e^{-\nu} \frac{\nu^N}{N!} \prod_{i=1}^N \left[\frac{N_{D_s}}{N} \text{PDF}_{D_s}(M_{\text{triplet}}^i) + \frac{N_D}{N} \text{PDF}_D(M_{\text{triplet}}^i) + \frac{N_{\text{bkg}}}{N} \text{PDF}_{\text{bkg}}(M_{\text{triplet}}^i) \right]$$

$$N = N_{D_s} + N_D + N_{\text{bkg}} \tag{3.5}$$

PDF_{D_s}、PDF_D はそれぞれ D_s、D メソンの不変質量の Probability Density Function(PDF) を表し、ガウス関数で仮定した。PDF_{bkg} は、バックグラウンドの PDF を表し、指数関数で仮定した。D メソンの不変質量の PDF のガウス関数の分解能は、D → φ(μμ)π の MC をフィットして求めた値で固定した。フィットにより得られた値は σ = 23.5 MeV であった。事象選別後の不変質量分布とフィットの様子を図 3.14 に示す。赤い実線がフィットの結果であり、青、緑、黒はフィットで得られた D_s、D メソン、バックグラウンドそれぞれの成分を表す。1.97 GeV 付近に D_s のピークを確認することができる。また約 1.87 GeV 付近に D メソンのピークが確認できる。D_s についてのフィット結果を表 3.4 に示す。D_s のガウス関数の中心値と、Particle Data Group(PDG) により示されるこれまでの測定の平均値を比較するとその差は誤差の範囲で一致しており、よくフィットできていることが分かる。また、D_s と D メソンの質量差 ΔM_{D_s,D} = M_{D_s} - M_D もフィットで得られた値と PDG の値を比較した。この値も誤差の範囲で一致している結果となった。更に、フィットで得られる D_s のイベント数の統計誤差は約 2.3% という値であった。データにおける D_s → φπ → μμπ 事象の例として、図 3.15 にシグナル領域に存在するあるイベントのイベントディスプレイを示す。赤色の線がミュオン、黄色の線が内部飛跡検出器の飛跡を表す。ここでは p_T が 2.5 GeV 以上の飛跡が表示されている。また、黄色の円錐はジェットを表す。ジェットが反対

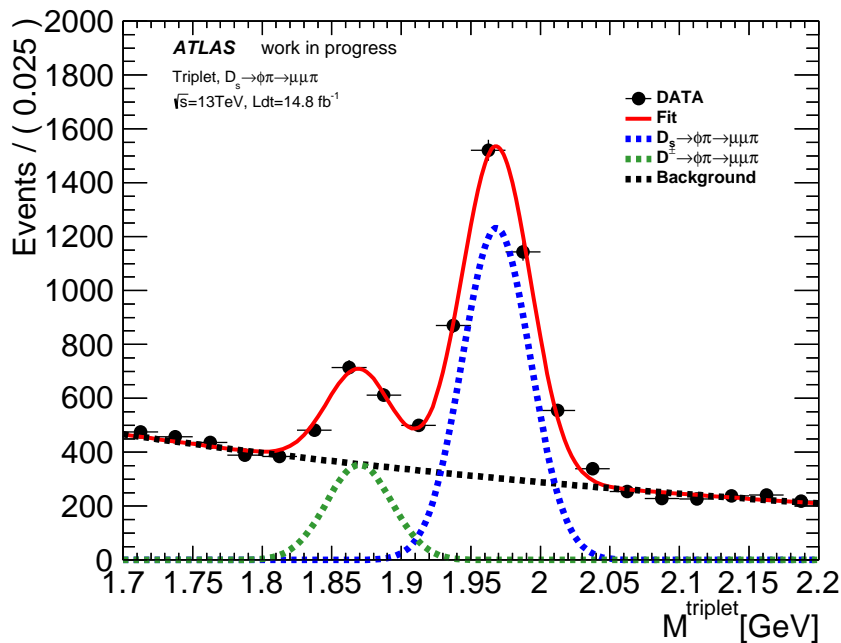


図 3.14 事象選別後の不変質量分布。黒点がデータ、赤線がフィット結果を表す。青、緑、黒の点線がフィットにより得られた D_s、D メソン、バックグラウンド各要素の分布を示す。約 1.97 GeV 付近に D_s のピークが確認できる。また約 1.87 GeV 付近に D のピークが確認できる。

方向に2本生じており、そのうち1本の中に2本のミューオンが存在する。さらにその周辺に1本の飛跡が存在し D_s を構成している。

表 3.4 D_s についてのフィット結果

シグナル領域	1.92~2.02 GeV
イベント数	2900 ± 67
バックグラウンド数	1213 ± 21
ガウス関数の中心値	1.9685 ± 0.0006 GeV
$ M_{\text{PDG}} - M_{\text{fit}} $	0.11 ± 0.65 MeV
$ \Delta M_{D_s, D}^{\text{fit}} - \Delta M_{D_s, D}^{\text{PDG}} $	1.0 ± 1.9 MeV

D メソンについても D_s と同様に、MC をガウス関数でフィットして得られる σ を用いて D メソンの質量 $\pm 2\sigma$ を目安にシグナル領域を設定した。その結果 D メソンについてのシグナル領域は 1.82~1.92 GeV に設定した。フィットの際には、ガウス関数で仮定された D_s の不変質量の PDF の σ は D_s の MC をフィットして得られる値で固定した。シグナル領域における D メソンについてのフィット結果を表 3.5 に示す。

表 3.5 D メソンについてのフィット結果

シグナル領域	1.82~1.92 GeV
イベント数	759 ± 51
バックグラウンド数	1439 ± 24
ガウス関数の中心値	1.869 ± 0.00148 GeV
$ M_{\text{PDG}} - M_{\text{fit}} $	0.50 ± 0.66 MeV
$ \Delta M_{D_s, D}^{\text{fit}} - \Delta M_{D_s, D}^{\text{PDG}} $	0.3 ± 1.6 MeV

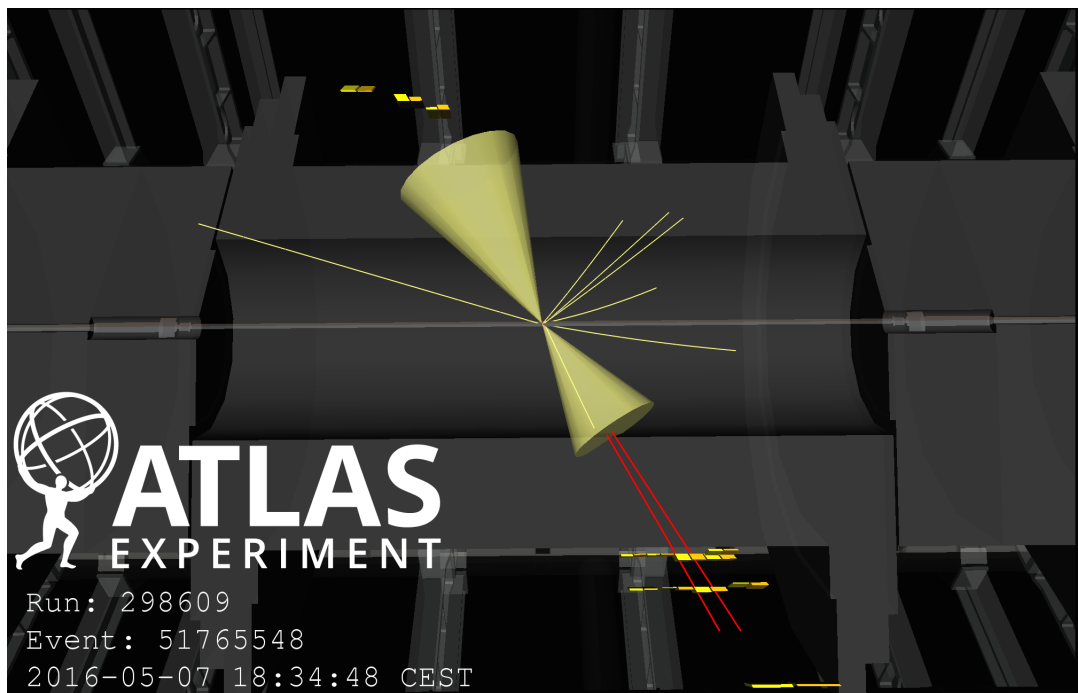


図 3.15 データにおける、シグナル領域のある 1 イベントのイベントディスプレイ。赤色の線:ミューオン、黄色の線:内部飛跡検出器の飛跡、黄色の円錐; ジェットを表す。ジェットが反対方向に 2 本生じており、そのうち 1 本の中に 2 本のミューオンが存在する。さらにその周辺に 1 本の飛跡が存在し D_s を構成している。

第 4 章

事象再構成性能の評価

前章では ATLAS 実験で取得されたデータを用いて実際に D_s を再構成することができた。そこで、本章ではデータの D_s 事象と MC の D_s 事象を比較して、MC がどれほどデータを再現しているかを確認し、事象再構成性能の評価を行った。

4.1 質量分解能の比較

本研究ではミューオンやパイオンの飛跡を使用して不変質量分布を作成している。よって、前章の不変質量分布の質量分解能は、ミューオンやパイオンの飛跡の精度が影響してくる物理量となる。この質量分解能をデータと MC で比較することは、MC がデータをどれほど再現しているかを確認する上で有用である。

本研究では以下のように二通りの方法で確認した。一つ目の方法として、前章のシグナル数の見積もりの際に得られた D_s の質量分解能と、MC から得られた質量分解能を比較した。MC の質量分解能を見積もる際には、前章の事象選別後の MC のイベントを用いている。それぞれの結果は以下のようになった。

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{DATA}} &= 24.51 \pm 0.63 [\text{MeV}] \\ \sigma_{\text{MC}} &= 24.48 \pm 0.19 [\text{MeV}]\end{aligned}\tag{4.1}$$

データ、MC の値を比較すると、誤差の範囲で一致しており、MC がデータを良く再現していることが分かった。次に、データの不变質量分布をフィットする際、MC から得られた質量分解能 σ_{MC} の値を $\sigma_{\text{MC}} \pm \Delta\sigma$ のように固定する値をあるステップで変化させ、その際のフィットの精度 (χ^2) を確認した。この時 D_s 、D メソンそれぞれのガウス関数があるが、どちらの σ も固定し、フィットした。固定する値を変化させるの変化量は、どちらの σ も同じ量に設定した。図 4.1 にある値で固定した際のフィットの様子を示す。

図 4.2 に各 $\Delta\sigma$ に対する χ^2 を示す。 $\Delta\sigma=0$ (MC で得られた分解能) の時に一番良くデータをフィットできていることが分かる。以上から、この方法でも MC がデータを良く再現していることが分かった。

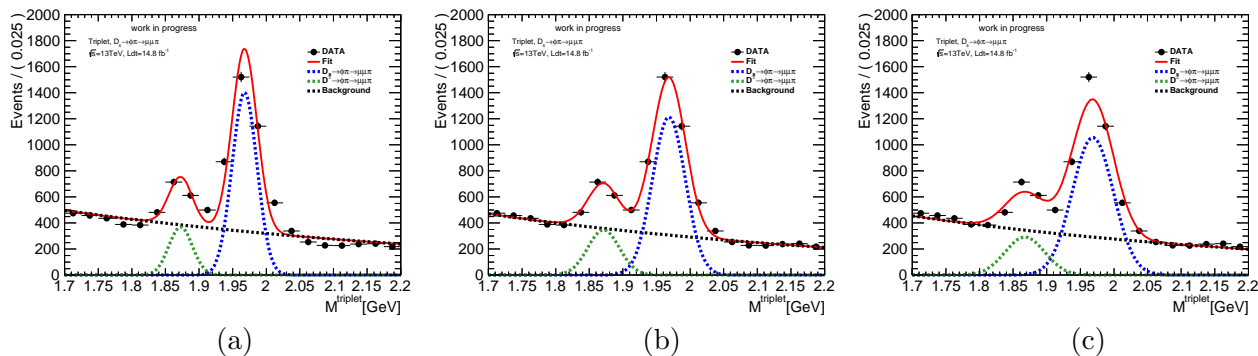


図 4.1 質量分解能の値を変えてフィットした結果。
 (a): $\sigma_{MC} = 6$ MeV で質量分解能を固定した際のフィットの様子。(b): $\sigma_{MC} = 0$ MeV で質量分解能を固定した際のフィットの様子。(c): $\sigma_{MC} = 6$ MeV で質量分解能を固定した際のフィットの様子。

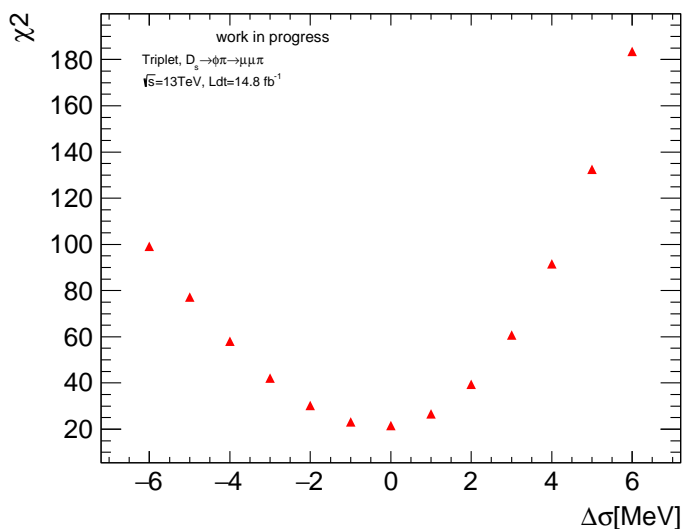


図 4.2 固定した質量分解能に対するフィットの精度。横軸は $\Delta\sigma$ 、縦軸はフィットの精度 (χ^2) を表す。

4.2 dR 分布の比較

前述のように、信号事象は飛跡同士が非常に近接するという特徴がある。このような特殊な状況下で飛跡が再構成できているか、またその再構成精度がデータと MC で合っているかを確かめる事は重要である。

本研究では以下の手順で、飛跡同士が非常に近接した状況下での飛跡再構成精度をデータと MC で比較した。まず、事象選別を通過したイベントで dR_{min} 分布を作成し、図 4.3 のように 3 つの領域 ($\{0, 0.06, 0.09\}$) に分けた。ここで dR_{min} とは、崩壊後の 3 本の飛跡から 2 本選ぶ組み合わせの内最小の dR を表す。

この各領域のイベントで不変質量分布を作成してそれぞれをフィットし、データにおける D_s のシグナル数を見積もった。フィットに使用する関数は前章と同じものを用いた。フィットの様子を図 4.4 に示

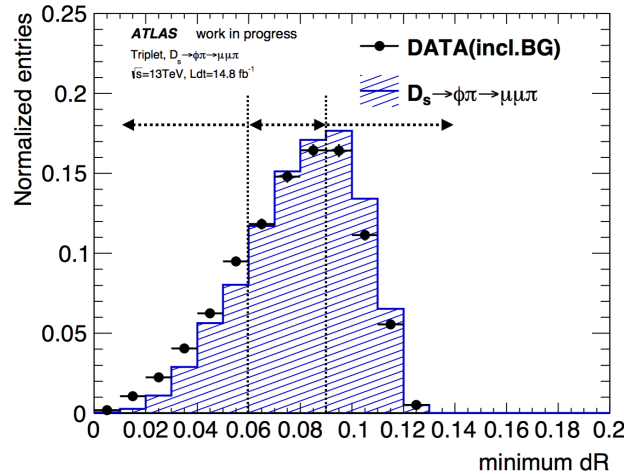


図 4.3 事象選別後の dR_{\min} 分布。黒点はシグナル領域内のデータ、青線は D_s の MC を表す。

す。MC のイベント数は、事象選別後各 dR の領域で、シグナル領域にあるイベント数をカウントして見積もった。このように見積もったデータと MC の D_s のイベント数を各領域で比較し、分布の違いを確認した。図 4.5 は横軸が dR_{\min} 、縦軸は D_s のイベント数であり、面積が 1 になるように規格化してある。図 4.5 から、データと MC で再構成精度の dR 依存性は見られなかった。また、 $dR < 0.1$ という飛跡同士が非常に近接した領域でも、3 つの飛跡で D_s が再構成できていることを確認することができた。

4.3 D_s 生成比率の測定

前述のように、 D_s メソンには、 c クォークが直接ハドロン化したものと、 b クォークを含むハドロンの崩壊によるものがある。 b クォークを含むハドロンの崩壊による D_s の場合は、B ハドロンを経由する分 c クォークが直接ハドロン化した D_s と比べて L_{xy} が長くなる特徴がある。この特徴を利用して、測定された D_s のうち、B ハドロン由来である D_s の割合 (B fraction) を測定した。

以下では事象選別から L_{xy} と a_{xy}^0 のカットを除いたイベントを使用して B fraction を求めた。図 4.6

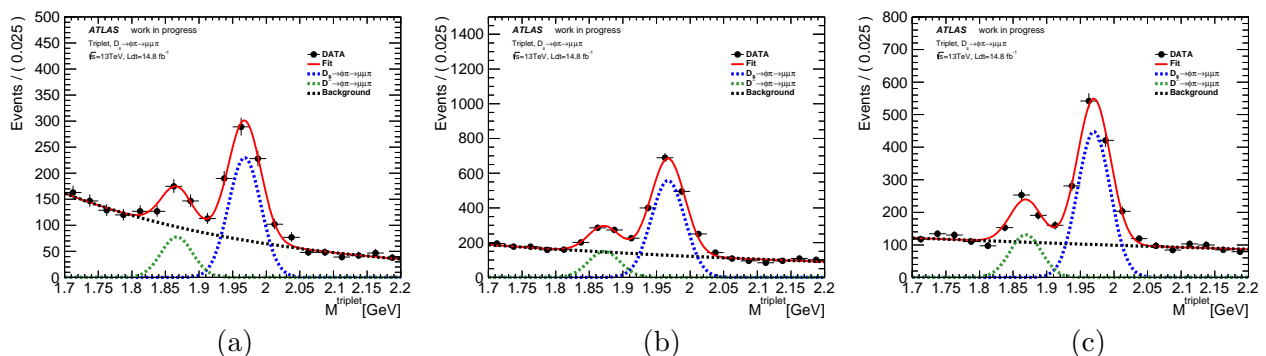


図 4.4 各領域ごとの不変質量分布に対するフィットの様子。

(a): $0 < dR_{\min} < 0.03$ の領域のイベントを用いた不変質量分布。(b): $0.03 < dR_{\min} < 0.09$ の領域のイベントを用いた不変質量分布。(c): $0.09 < dR_{\min}$ の領域のイベントを用いた不変質量分布。

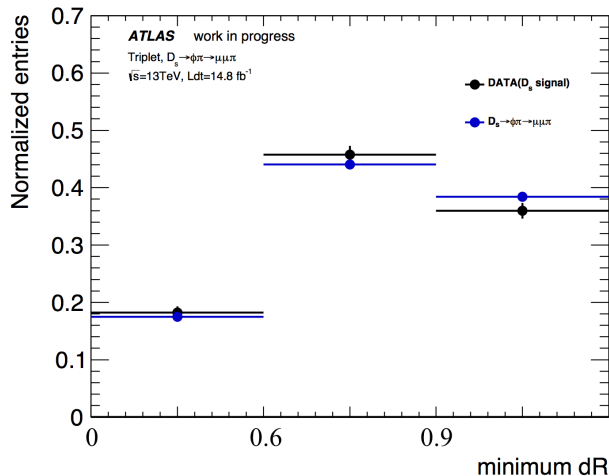


図 4.5 各領域のイベント数。縦軸は面積が 1 になるように規格化している。黒がデータの D_s のイベント数、青が MC の D_s のイベント数を表す。

に事象選別から L_{xy} と a_{xy}^0 のカットを除いた際の不変質量分布を示す。

ここでのシグナル領域は D_s の質量 $\pm 1\sigma$ と設定する。この領域は D_s が十分確保でき、D メソンが混入してこない領域である。このように定めたシグナル領域内のデータは、 c クォーク由来の D_s 、B ハドロン由来の D_s 、バックグラウンドの 3 成分から構成されると考えられる。図 4.7 に、3 成分それぞれの L_{xy} 分布を示す。図 4.7 にあるように各成分で L_{xy} の分布に違いがあることが分かる。

ここで、 c クォーク由来の D_s 、B ハドロン由来の D_s を再現する MC を新たに生成した。 c クォーク由来の D_s の MC は、始状態に c クォークまたは反 c クォークが存在することを要求している。B ハドロン由来の D_s の MC も同様に始状態に b クォークまたは反 b クォークが存在することを要求している。またジェネレーターレベルで以下のようなカットが掛かっている。

- leading ミューオンの横方向運動量の大きさが 8 GeV 以上

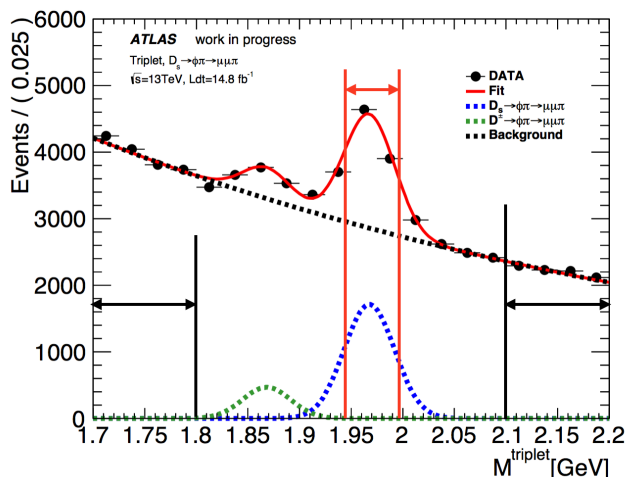


図 4.6 事象選別から L_{xy} と a_{xy}^0 のカットを除いた 2 本のミュオンと 1 本のパイオンで再構成した粒子の不変質量分布。赤い矢印の領域がシグナル領域を示す。黒い矢印の領域はサイドバンド領域を示す。

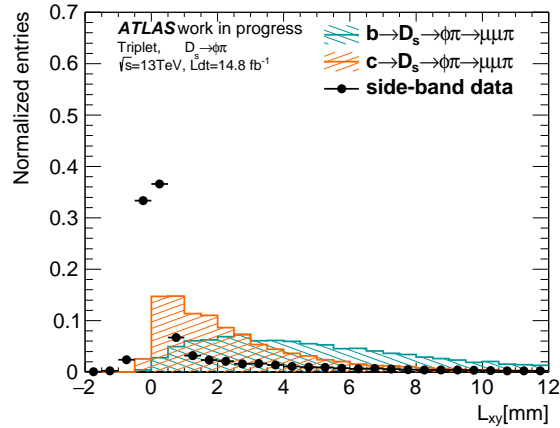


図 4.7 c クォーク由来の D_s (オレンジ)、 B ハドロン由来の D_s (水色)、バックグラウンド (黒点) それぞれの L_{xy} 分布。 c クォーク由来の D_s 、 B ハドロン由来の D_s はそれぞれを再現する MC、バックグラウンドはサイドバンド領域のデータを用いている。縦軸はイベント数であり面積が 1 になるように規格化されている。

- sub-leading ミューオンの横方向運動量の大きさが 4 GeV 以上
- パイオンの横方向運動量の大きさが 1 GeV 以上
- D_s の横方向運動量の大きさが 10 GeV 以上
- D_s の $|\eta|$ が 3 以下

バックグラウンドは図 4.6 のサイドバンド領域のデータを用いている。バックグラウンドの L_{xy} 分布は質量によらないという仮定のもと各サイドバンド領域のデータをバックグラウンドとして使用している。その確認として、サイドバンド領域の質量の低い側と質量の高い側での L_{xy} 分布の比較を行った。その結果を図 4.8 に示す。黒線が質量が低い側のサイドバンド領域のデータであり、赤線が質量が高い側のサイドバンド領域のデータである。この図からバックグラウンドの L_{xy} 分布は質量によらないことが確認できる。

B fraction は、 c クォーク由来の D_s 、 B ハドロン由来の D_s 、バックグラウンドの L_{xy} の Probability

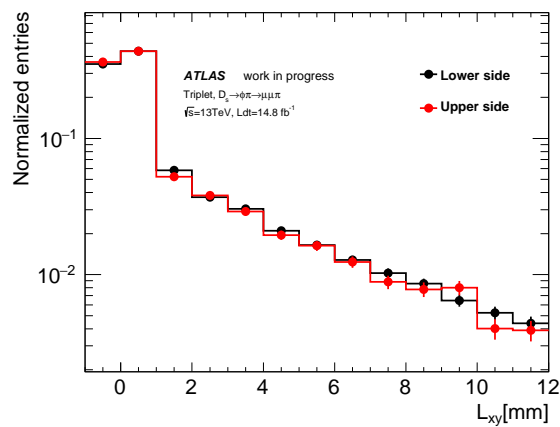


図 4.8 サイドバンド領域のデータの比較。黒線が質量が低い側のサイドバンド領域のデータであり、赤線が質量が高い側のサイドバンド領域のデータ。

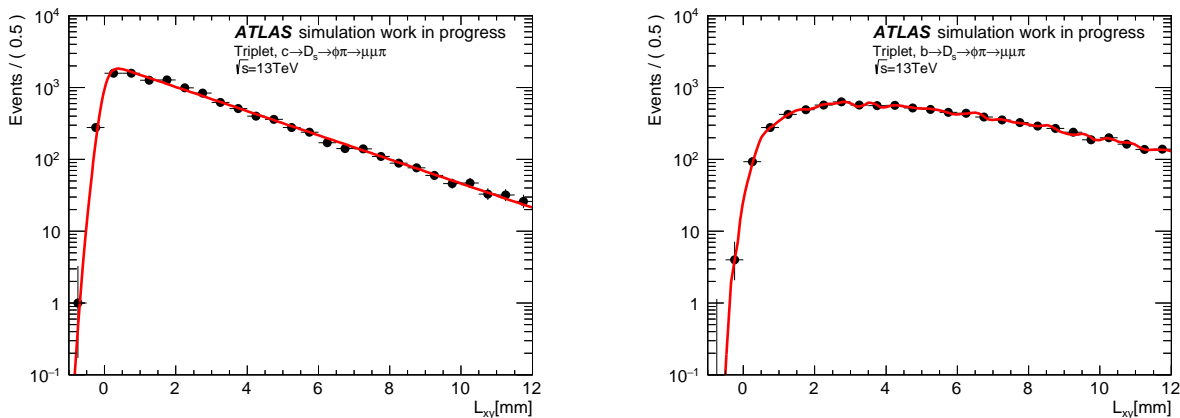


図 4.9 フィットによる PDF の取得。(左図) c クォーク由来の D_s の L_{xy} 分布。(右図) B ハドロン由来の D_s の L_{xy} 分布。

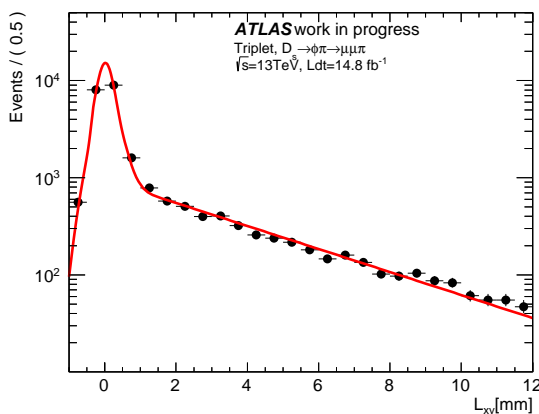


図 4.10 フィットによる PDF の取得。サイドバンド領域のデータの L_{xy} 分布。

Density Function(PDF) を用いて、シグナル領域のデータを関数でフィットする事により求めた。 c クォーク由来の D_s 、 B ハドロン由来の D_s はそれらの MC、バックグラウンドの要素はサイドバンド領域のデータをフィットする事によりそれぞれの PDF を得た。 c クォーク由来の D_s の PDF は double gaussian で畳み込んだ指数関数で仮定した。 B ハドロン由来の D_s の場合、 D_s の親粒子として様々な B ハドロン ($B^{(*)\pm}$ 、 $B_s^{(*)0}$ 等) が考えられるため、関数で仮定するのは困難である。そこで B ハドロン由来の D_s の PDF は関数を仮定せず、ヒストグラムの形状から PDF を得た。バックグラウンドの PDF はガウス関数で畳み込み指数関数と double gaussian で仮定した。 c クォーク由来の D_s を再現した MC では少なくとも 1 つ始状態に (反) c クォークが存在することを要求しており、同時に b クォークが存在しても良いことになっている。より純粋な PDF を得るために、MC のフィットの際には、ジェネレーターでの事象生成時の情報を用いて、 c クォーク由来である D_s のみを選択しフィットした。また、 B ハドロン由来の D_s を再現した MC の場合も同様であり、ジェネレーターでの事象生成時の情報を用いて、 B ハドロン由来の D_s のみを選択し、フィットした。それぞれのフィットの様子を図 4.9、図 4.10 に示す。

フィットにより得られた PDF が正しく L_{xy} 分布を再現しているかを以下のようにして確認した。

本研究で使用している MC は 3 章で述べた MC、 c クォーク由来の D_s 、 B ハドロン由来の D_s を再現した MC の 3 種類がある。3 章で述べた MC は始状態に (反) b クォークまたは (反) c クォークが少なくと

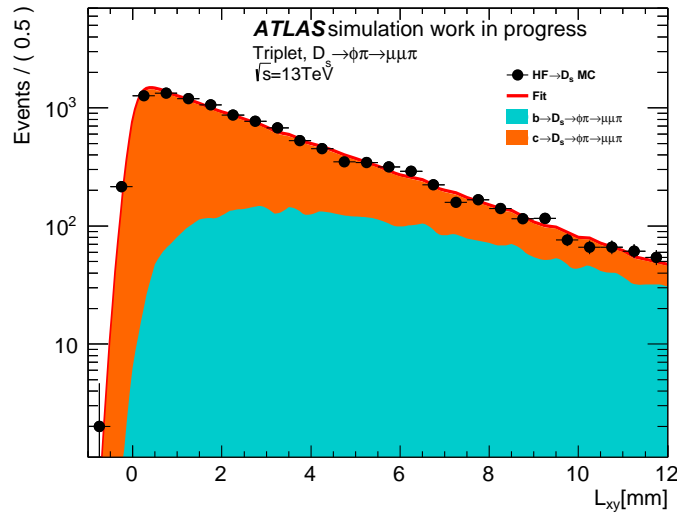


図 4.11 inclusive MC の L_{xy} 分布。黒点が Inclusive MC、赤線はフィット結果、水色、オレンジはそれぞれフィットで得られた B ハドロン由来の D_s 、 c クォーク由来の D_s の分布を表す。

も 1 つ存在することを要求している包括的な MC (Inclusive MC) である。そのため inclusive MC の L_{xy} 分布には c クォーク由来の D_s 、B ハドロン由来の D_s の 2 成分が存在する。そこで inclusive MC の L_{xy} 分布を以下のような PDF でフィットして得られる B fraction (ϵ'_b) が inclusive MC の B fraction を再現するか確認した。inclusive MC の B fraction の値は 20.5% であった。

$$\text{PDF} = \epsilon'_b \times \text{PDF}_b + (1 - \epsilon'_b) \times \text{PDF}_c \quad (4.2)$$

inclusive MC の L_{xy} 分布をフィットした様子を図 4.11 に示す。水色が B ハドロン由来の D_s の成分、オレンジ色が c クォーク由来の D_s の成分を表す。フィットにより得られた ϵ'_b は $20.6 \pm 1.0\%$ であった。inclusive MC の値と比較すると、誤差の範囲で一致している。このことからフィットで得られた PDF は、 c クォーク由来の D_s 、B ハドロン由来の D_s の L_{xy} 分布を良く再現していると言える。

以上で得られた各 PDF を用いて、シグナル領域のデータをフィットする際の PDF は式 (4.3) のように定義した。

$$\text{PDF} = \epsilon_{sig} \times (\epsilon_b \times \text{PDF}_b + (1 - \epsilon_b) \times \text{PDF}_c) + (1 - \epsilon_{sig}) \times \text{PDF}_{bkg} \quad (4.3)$$

ϵ_{sig} はデータの中で D_s イベントの占める割合を表している。 ϵ_{sig} は、事象選別から L_{xy} と a_{xy}^0 のカットを除いた質量分布をフィットし、得られたシグナル数、バックグラウンド数で以下のように固定した。

$$N_{sig} = 2834 \pm 93 \quad (4.4)$$

$$N_{bkg} = 5611 \pm 31 \quad (4.5)$$

$$\epsilon_{sig} = \frac{N_{sig}}{N_{sig} + N_{bkg}} = 0.336 \pm 0.012 \quad (4.6)$$

図 4.12 にシグナル領域のデータに対するフィットの様子を示す。フィットにより得られた ϵ_b は $15.4 \pm 2.8\%$ であった。

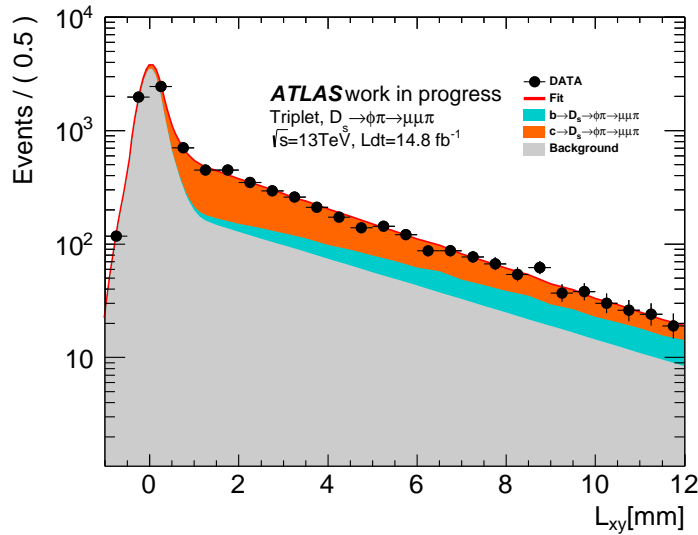


図 4.12 シグナル領域のイベントの L_{xy} 分布。黒点はデータ、赤線はフィット結果。灰色がバックグラウンド、水色が B ハドロン由来の D_s の成分、オレンジ色が c クォーク由来の D_s の成分を表す。

更に、系統誤差として次のものを考えた。 ϵ_{sig} を導出する際にフィットで得られたシグナル数やバックグラウンド数を用いている。これらの値は誤差のある値であるため、 ϵ_{sig} の値もある程度の誤差がつく。本研究では $\epsilon_{\text{sig}} = 0.336$ を ± 0.012 の範囲で動かし、その値ごとの ϵ_b を見積もり、 $\epsilon_{\text{sig}} = 0.336$ の時の ϵ_b からの差を系統誤差とした。

シグナル領域のデータをフィットして得られる最終的な B fraction は以下ようになった。

$$\epsilon_b = 15.4 \pm 2.8(\text{stat}) \pm 0.5(\text{syst})\% \quad (4.7)$$

Inclusive MC の値 (20.5%) と比較すると、データの B fraction の値は 2σ 程小さい値となった。B fraction の値の違いによる L_{xy} や a_{xy}^0 への影響は系統誤差で述べる。

第 5 章

系統誤差

この章では D_s の生成断面積を算出する際に考慮する系統誤差について述べる。

D_s の生成断面積は以下の式で求めた。

$$\sigma(\text{pp} \rightarrow D_s) = \frac{N_{\text{obs}}}{\epsilon \times \mathcal{L} \times \text{Br}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)} \quad (5.1)$$

ここで N_{obs} はデータで観測された D_s のイベント数、 ϵ は MC より求められる信号事象に対する効率、 \mathcal{L} は使用したデータの積分ルミノシティ、 $\text{Br}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)$ は $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象の崩壊分岐比を表す。上記の式から、本研究では以下の系統誤差の見積もりを行った。

- 信号事象に対する効率 (ϵ) に付随する系統誤差
- 観測されたイベント数 (N_{obs}) に付随する系統誤差
- 積分ルミノシティ (\mathcal{L}) の測定に対する系統誤差
- 崩壊分岐比に付随する系統誤差

第 1 項目について、 ϵ は更に以下のように分解できる。

$$\epsilon = \epsilon_{\text{reconstruction}} \times \epsilon_{\text{trigger}} \times \epsilon_{\text{selection}} \quad (5.2)$$

第 1 項からそれぞれ事象の再構成効率、トリガー効率、事象選別効率を表す。第 1 項の系統誤差は本研究では測定していない。そのため、後に詳しく述べるが、トリガー効率の系統誤差と同じ値で見積もった。本研究では第二項のトリガー効率の系統誤差と、事象選別効率の系統誤差を見積もり、 ϵ の系統誤差を導出した。

5.1 事象選別効率

事象選別効率の系統誤差は、事象選別で用いた物理量や飛跡の測定誤差から生じると考えられる。これらの系統誤差については、第 4 章 1 節においてデータと MC の質量分解能の比較を行っており、データと MC が良く一致していることから、無視できるものだと考えられる。

その他の要因として、第 4 章 3 節で測定した D_s 生成比率がデータと MC で異なることによる事象選別効率への影響が考えられる。データでは D_s 生成比率は MC より小さい値であった。前述のように、B ハドロン由来の D_s の方が L_{xy} が大きい。また B ハドロン由来の D_s は B ハドロンが複数の粒子に崩壊することで生成されるため、 a_{xy}^0 が大きくなる。そのため、 D_s 生成比率によって L_{xy} 、 a_{xy}^0 の分布が変化

すると考えられる。本研究では L_{xy} 、 a_{xy}^0 の significance で事象選別を行っているため、これらの変数における事象選別効率の変化を確認した。

以下の MC を用いて事象選別効率の変化を確認した。ここでは事象選別から L_{xy} と a_{xy}^0 の選別を除いた場合のイベントを使用した。

- 第 3 章で使用した Inclusive MC
- B ハドロン由来の D_s を再現した MC と c クォーク由来の D_s を再現した MC をデータをフィットすることで得られた B fraction = 15.4 % の値で混ぜ合わせた MC

まず確認として B fraction = 20.5 % で MC を混ぜ合わせた時の MC と Inclusive MC の事象選別効率を比較した。比較した結果を表 5.1 に示す。Inclusive MC と混ぜ合わせた MC における、2 つの変数の選別効率の差は 0.36 ± 0.46 % であり、この手法により Inclusive MC のパフォーマンスを良く再現できることを確認した。

次に B fraction = 15.4 % で混ぜ合わせ、値を比較した。比較した結果を表 5.1 に示す。Inclusive MC と混ぜ合わせた MC における、2 つの変数の選別効率の差は 1.69 ± 0.46 % であった。この値が MC とデータの事象選別効率の違いであり、事象選別効率の系統誤差と考えられる。本研究では 1.69 % を事象選別効率の系統誤差とした。

表 5.1 各 MC における事象選別効率

	Inclusive MC	b+c MC(b/c=20.5 %)	b+c MC(b/c=15.4 %)
B fraction	20.5 %	20.5 %	15.4 %
L_{xy} significance efficiency	81.5 ± 0.3 %	81.6 ± 0.3 %	80.5 ± 0.3 %
a_{xy}^0 significance efficiency	86.6 ± 0.3 %	87.0 ± 0.3 %	89.7 ± 0.2 %
Total	70.6 ± 0.3 %	71.0 ± 0.3 %	72.2 ± 0.3 %

5.2 トリガー効率に対する系統誤差

本研究では上記のように信号事象に対する効率は MC を用いて見積もっている。しかし、この値がデータを再現しているかは自明ではない。値が異なる場合、MC で見積もった値を修正、またはその違いを系統誤差として考慮する必要がある。ここでは本研究で使用したトリガー *1 の効率をデータと MC で測定した。

5.2.1 トリガー効率の測定

ATLAS 実験で取得されたデータは何らかのトリガーを通過したイベントであり、そのイベントに対してトリガー効率測定を行うと、実際のトリガー効率よりも高く見積もってしまうようなバイアスが生じてしまう。このようなバイアスを回避する手法として Tag&Probe 法がある。Tag&Probe 法では、 Z ボソンや J/ψ 等のミュオン対に崩壊する事象を利用する。ミュオン対のうち、片方のミュオンがトリガーを鳴らしていることを要求する。この時、もう一方のミュオンはトリガーを鳴らしている必要が無

*1 HLT_mu11_nomucomb_mu6noL1_nscan03_MU11.2MU6_bTau

くなるので、このミュオンを用いることでバイアスが生じる事無くトリガー効率を測定することができる。トリガーの要求をしているミュオンをタグミュオン、もう一方のミュオンをプローブミュオンと呼ぶ。本研究では、 p_T 閾値の高いトリガー ($p_T > 10$ GeV) に対しては Z Tag&Probe 法、 p_T 閾値の低いトリガーに対しては J/ψ Tag&Probe 法を用いた。トリガー効率の見積もりでは、2016 年 4 月から 2016 年 11 月までに取得された約 33 fb^{-1} のデータを使用した。以下では Z Tag&Probe 法、 J/ψ Tag&Probe 法について説明する。

Z Tag&Probe 法

Z ボソンの質量は約 90 GeV であり、生成時にほぼ横方向運動量を持たないため、崩壊後のミュオンは反対の方向へ放出される。また、放出されるミュオンの p_T は Z ボソンの質量の半分程度の 40 GeV にピークを持つ分布となる (図 5.1)。そのため、 p_T 閾値が大きい ($p_T > 10$ GeV) トリガーの効率測定に有用である。

使用する事象に対して以下の条件を要求した。

- HLT_mu26_ivarmedium トリガーを通過した事象である
- 電荷が異なる 2 本のミュオンがコンバインドミュオンとして再構成されている
- 2 本のミュオンで再構成した粒子の不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $80 < M_{\mu\mu} < 100$ GeV

ここで、HLT_mu26_ivarmedium トリガーは p_T 閾値が 26 GeV の単一ミュオントリガーである。更にハドロン崩壊によるミュオンを取り除くために、ミュオンの p_T と、ミュオンとの角度差 dR のコーン内のトラックの p_T の総和 ($\sum^{dR} p_T^{trk}$) との比が十分小さいこと (isolation 条件) が要求されている。 dR の値はミュオンの p_T が大きくなるに従い小さい値をとるように設定されている。また、タグミュオンに対しては以下の条件を要求した。

- HLT_mu26_ivarmedium のトリガーを通過している
- ミュオンの $p_T > 26$ GeV
- ミュオンのミュオン検出器における通過位置と、L1 トリガーが発行した RoI の位置との角度差 $dR_{\text{RoI,tag}}$ に対して、 $dR_{\text{RoI,tag}} < 0.08$

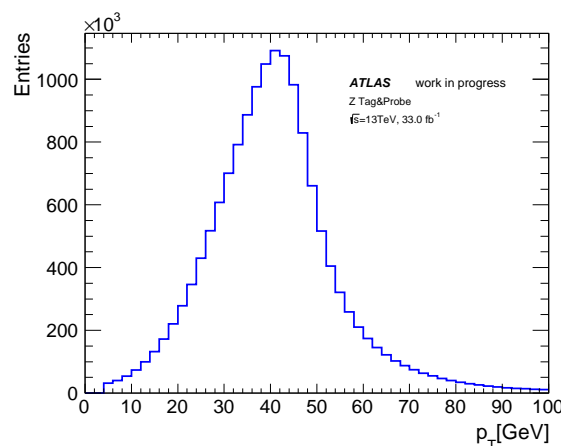


図 5.1 Z Tag & Probe 法によるプローブミュオンの p_T 分布。Z ボソンの質量の半分程度の 40 GeV にピークを持つことが分かる。

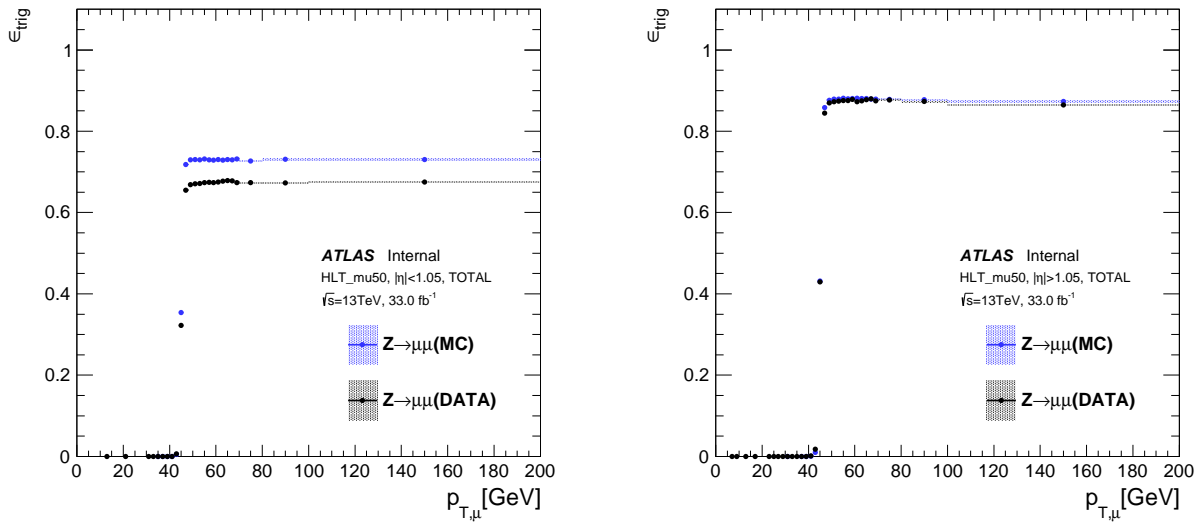


図 5.2 Z Tag& Probe 法による HLT_mu50 のトリガー効率。横軸が符号のことなるミュオン対で再構成した粒子の p_T 、縦軸が HLT_mu50 のトリガー効率である。黒がデータ、青が $Z \rightarrow \mu\mu$ の MC を表す。右図：パレル領域、左図：エンドキャップ領域。パレル領域では MC とデータが合っていない。これはデータにおいて RPC の効率が悪い箇所があったが、MC には反映されていないためである。

- ミューオンと EF で再構成されたミュオンとの角度差 $dR_{\text{EF,tag}}$ に対して、 $dR_{\text{EF,tag}} < 0.02$

以上の条件を満たしたミュオンが存在した場合、もう一方のミュオンをプローブミュオンと定義した。

例として、図 5.2 に Z Tag& Probe 法による HLT_mu50 のトリガー効率を示す。パレル領域では MC とデータが合っていないことが分かる。これはデータにおいて RPC の効率が悪い箇所があったが、MC には反映されていないためである。

J/ψ Tag& Probe 法

J/ψ の質量は約 3 GeV 程度であり、放出されるミュオンの p_T は数 GeV 程となる。そのような低い p_T の単一ミュオントリガーを要求した場合、プリスケールされているので十分な統計量を確保することができない。この問題を回避するため、本研究ではある程度の大きさの p_T を持つ (ブーストした) J/ψ を用いてトリガー効率測定を行った。このような J/ψ の場合、放出されるミュオンの内一方が比較的大きな p_T を持つため、 p_T 閾値が 20 GeV 等のトリガーを通過しやすくなり、統計量を確保することができる。図 5.3 に J/ψ Tag & Probe 法におけるプローブミュオンの p_T 分布を示す。 p_T が 10 GeV 以下に多く分布していることから、 p_T 閾値が低いトリガーの効率測定に有用であることが分かる。

J/ψ Tag& Probe では以下のトリガーを通過した事象を使用した。

- EF の段階で J/ψ を要求するトリガー (J/ψEF トリガー)^{*2}
- L2 の段階で J/ψ を要求するトリガー (J/ψL2 トリガー)^{*3}

^{*2} HLT_mu20_2mu0noL1_JpsimumuFS

^{*3} HLT_mu20_2mu4_JpsimumuL2

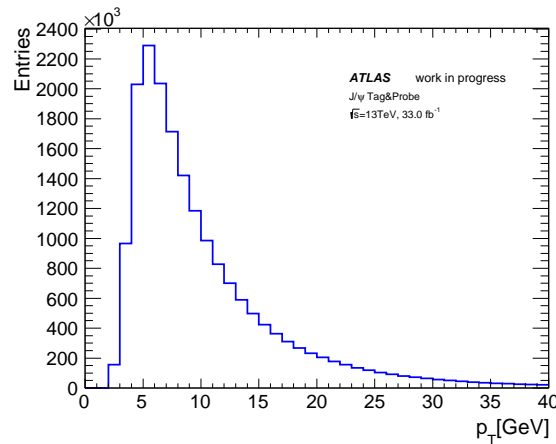


図 5.3 J/ψ Tag & Probe 法によるプローブミュオンの p_T 分布。

一つ目のトリガーは、L2 まで p_T 閾値 20 GeV の単一ミュオントリガーとして稼働しており、EF でもう 1 本のミュオンを探索し、その不変質量が J/ψ の質量付近にあることを要求することでプリスケールを避けている。このトリガーにより L2 までのトリガー効率を測定することができる。

2 つめのトリガーは、L2 の段階で 2 本のミュオンを要求し、その不変質量が J/ψ の質量付近にあることを要求している。EF では p_T 閾値 20 GeV の単一ミュオントリガーとして稼働している。このトリガーで EF のトリガー効率を測定することができる。これらの結果を組み合わせることで全体のトリガー効率を測定した。

使用する事象に対して以下の条件を要求した。

- J/ψ EF トリガー (J/ψ L2 トリガー) を通過した事象である
- 電荷が異なる 2 本のミュオンがコンバインドミュオンとして再構成されている
- 2 本のミュオンで再構成した粒子の不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $2.8 < M_{\mu\mu} < 3.4$ GeV

また、タグミュオンに対しては以下の条件を要求した。

- HLT_mu20 トリガーを通過している
- ミュオンの $p_T > 20$ GeV
- ミュオンのミュオン検出器における通過位置と、L1 トリガーが発行した RoI の位置との角度差 $dR_{\text{RoI,tag}}$ に対して、 $dR_{\text{RoI,tag}} < 0.08$
- ミュオンと EF で再構成されたミュオンとの角度差 $dR_{\text{EF,tag}}$ に対して、 $dR_{\text{EF,tag}} < 0.02$

例として、図 5.4 に J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu4 のトリガー効率を示す。こちらもバレル領域で MC とデータが合っていない。理由は Z Tag&Probe 法の場合と同様に RPC が原因と思われる。

5.2.2 複数のミュオンを要求するトリガーの効率測定

本研究で用いたトリガーは 2 本のミュオンを要求するものである。このような複数のミュオンを要求するトリガーの場合、ミュオン同士の角度差 dR が小さい場合、そのトリガー効率は減少する。これは dR が小さいと 2 本のミュオンの RoI が 1 つの RoI とみなされることがあり、その場合事象がトリ

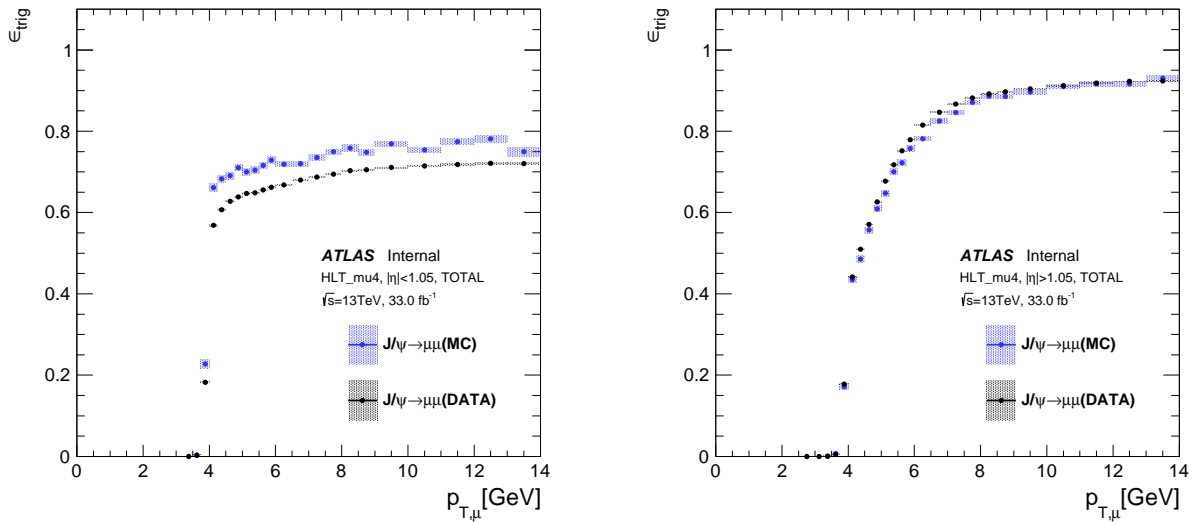


図 5.4 J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu4 のトリガー効率。横軸が符号の異なるミュオン対で再構成した粒子の p_T 、縦軸が HLT_mu4 のトリガー効率である。黒がデータ、青が $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ の MC を表す。右図：バレル領域、左図：エンドキャップ領域。バレル領域で MC とデータが合っているが、理由は Z Tag&Probe 法の場合と同様である。

ガーを通過しないためである。もしくは前述のように MuComb の overlap removal によってトリガー効率が低下する。

dR が十分大きい事象の場合、単一ミュオントリガーの効率をかけ合わせて複数のミュオンを要求するトリガーの効率を再現できる。このような dR が十分大きい事象の例として $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象がある。例えば HLT_2mu10 トリガーの効率は、HLT_mu10 トリガーの効率 ($\epsilon_{\text{HLT_mu10}}(\mu)$) を以下のように掛け合わせることで再現できる。

$$\epsilon_{\text{HLT_2mu10}} = \epsilon_{\text{HLT_mu10}}(\mu_1) \times \epsilon_{\text{HLT_mu10}}(\mu_2) \quad (5.3)$$

一方、前述のように信号事象はミュオン同士の角度差 dR が非常に小さいという特徴がある。そのためトリガー効率を見積もる際には、 dR が小さいことによるトリガー効率の低下を考慮しなければならない。

この影響を考慮するため、ミュオン検出器表面におけるミュオン同士の角度差 dR_{ext} に対するトリガー効率を算出した。この分布をフェルミ関数でフィットすることで、 dR_{ext} に対するトリガー効率の補正関数 $\text{CF}(dR_{\text{ext}})$ を得た。トリガー効率の再現の例として、HLT_2mu10 トリガーの場合、以下のようにトリガー効率を定義できる。

$$\epsilon_{\text{HLT_2mu10}} = \epsilon_{\text{HLT_mu10}}(\mu_1) \times \epsilon_{\text{HLT_mu10}}(\mu_2) \times \text{CF}(dR_{\text{ext}}) \quad (5.4)$$

dR_{ext} に対するトリガー効率の分布はトリガーの p_T 閾値によらないという仮定から、本研究では HLT_mu6 トリガーを用いて作成した。図 5.5 にバレル領域、エンドキャップ領域の HLT_mu6 の dR_{ext} に対するトリガー効率分布を示す。エンドキャップ領域の dR_{ext} が低い領域において、データの方が MC よりトリガー効率が良くなっている。これは 2016 年始めのデータ取得より、 dR_{ext} が小さいミュオンに対するトリガー効率低下を改善させるアルゴリズムが実装されたからである。ここで、MC での算出の

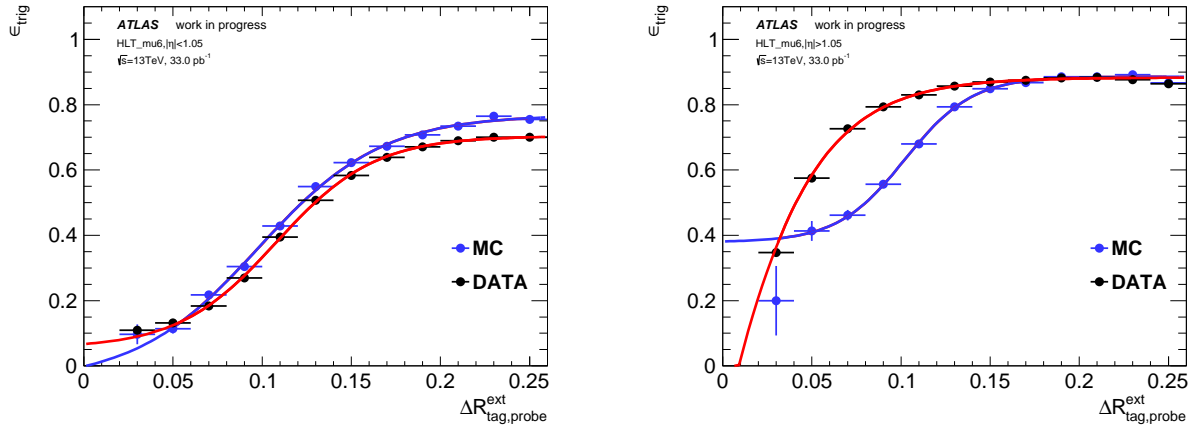


図 5.5 J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu6 の dR_{ext} に対するトリガー効率。黒点がデータ、青点が $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ の MC のを表す。また、赤線、青線がそれぞれデータ、MC をフィットした時のフィット結果を表す。左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域。右図の dR_{ext} が低い領域において、データの方が MC よりトリガー効率が良くなっている。これは 2016 年始めのデータ取得より、 dR_{ext} が小さいミュオンに対するトリガー効率低下を改善させるアルゴリズムが実装されたからである。

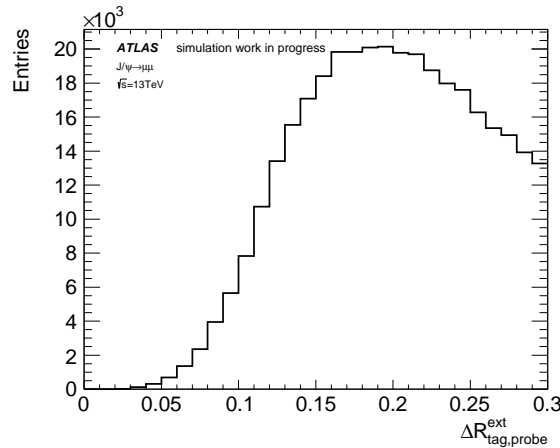


図 5.6 ブーストした $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ の MC の dR_{ext} 分布。比較的小さな値まで分布していることが分かる。

際には J/ψ Tag& Probe 法で使用されるブーストした J/ψ の MC を使用した。 J/ψ がブーストしているため、ミュオン同士の角度差 dR_{ext} が比較的小さくなるため多くの統計を得ることができる。図 5.6 にブーストした J/ψ の MC による、タグミュオンとプローブミュオンとの間の dR_{ext} 分布を示す。

noL1 トリガーの場合、EF までは単一ミュオントリガーとして稼働するため要求される RoI は 1 つとなる。そのため noL1 トリガーの補正関数は HLT_mu6 を用いて求めた $CF(dR_{\text{ext}})$ とは異なる関数となるため、noL1 トリガーを用いて $CF_{\text{noL1}}(dR_{\text{ext}})$ を求めなければならない。本研究では HLT_mu6noL1 トリガーを用いて $CF_{\text{noL1}}(dR_{\text{ext}})$ を求めた。図 5.7 にバレル領域、エンドキャップ領域の HLT_mu6noL1 の dR_{ext} に対するトリガー効率分布を示す。

また、トリガー効率には $\eta\phi$ 依存性がある。図 5.8 は Z Tag&Probe 法による HLT_mu11_nomucomb のトリガー効率の 2 次元分布である。特に $|\eta| \sim 1.05$ 付近や $\eta \sim 0$ 付近でトリガー効率が落ちていることが分かる。これはバレル領域とエンドキャップ領域の境目であるため隙間が存在したり、配線等があり検出器を配置できない領域が存在するためである。そのため、本研究では $p_T, q \times \eta, \phi$ の 3 次元のヒスト

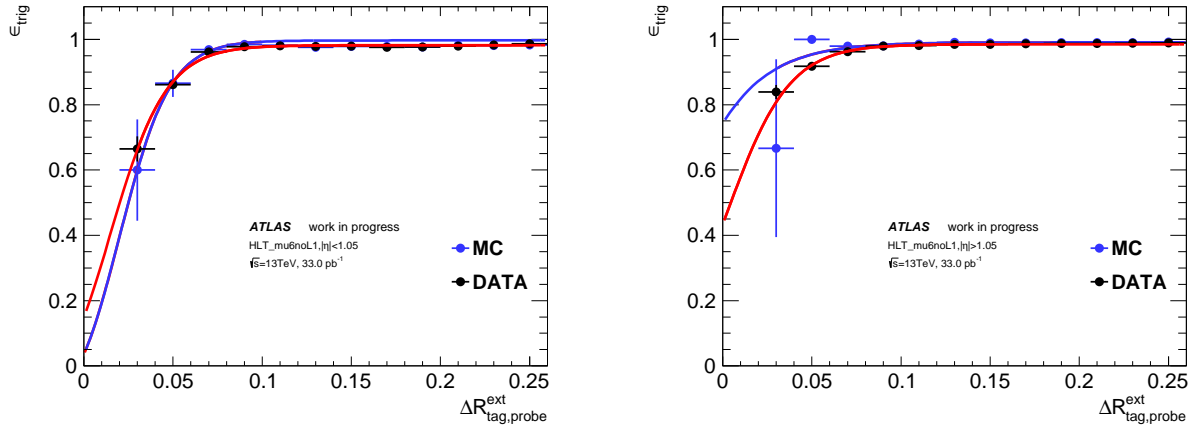


図 5.7 J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu6noL1 の dR_{ext} に対するトリガー効率。黒点がデータ、青点が $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ の MC を表す。また、赤線、青線がそれぞれデータ、MC をフィットした時のフィット結果を表す。左図：パレル領域、右図：エンドキャップ領域。

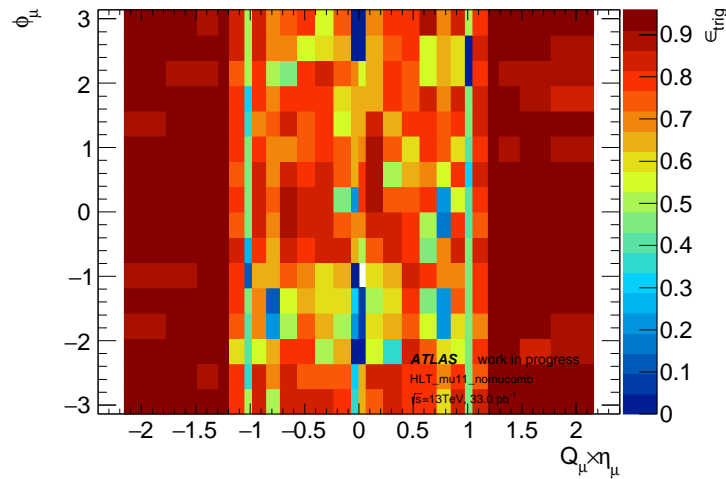


図 5.8 Z Tag & Probe 法による HLT_mu11_nomucomb トリガーの効率分布。横軸は $Q \times \eta$ 、縦軸は ϕ を表す。Q はミューオンの電荷である。

グラムを作成し、トリガー効率を評価した。

本研究で使用しているトリガーは EF までは閾値 11 GeV で稼働するトリガーであり、EF で 6 GeV 以上のミューオンを要求するため補正関数としては $CF_{noL1}(dR_{ext})$ を用いれば良い。MC における $\epsilon_{HLT_mu11_nomucomb}$ の見積もりの際、MC では HLT_mu11_nomucomb が稼働していないため、本研究では HLT_mu11 トリガーを用いて評価した。この対応によるトリガー効率の違いはこの手法でトリガー効率を見積もる際の系統誤差として評価した。更に、本トリガーは L1 において p_T が 6 GeV 以上のミューオンが存在することを要求しているの式 (5.5) のように L1 のトリガー効率、また dR が小さい時その L1 の RoI が p_T 閾値 11 GeV の RoI と合わせたりトリガー効率が低下することを考慮する補正関数 $CF_{L1}(dR_{ext})$ を掛け合わせる必要がある。図 5.9 に dR_{ext} に対する L1_MU6 のトリガー効率の分布とそのフィットの結果を示す。

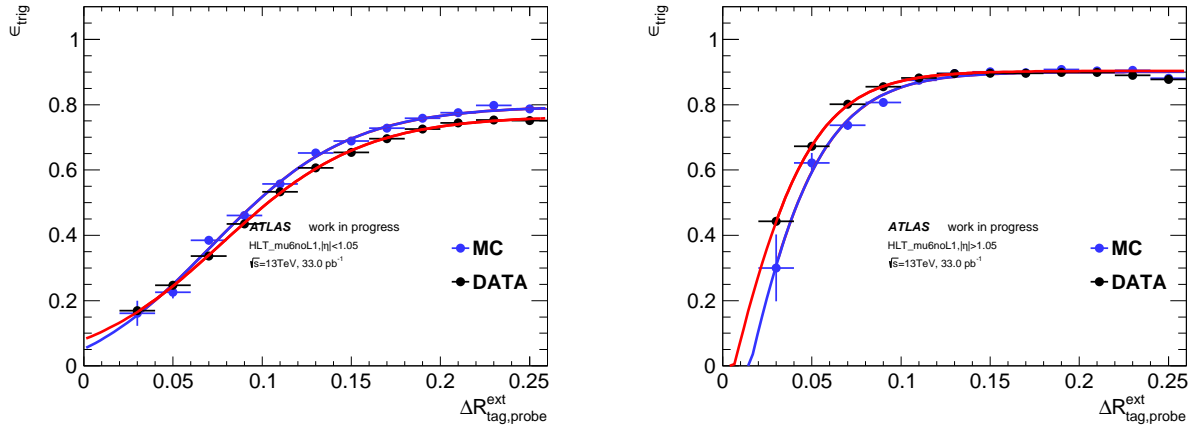


図 5.9 J/ψ Tag& Probe 法による L1_MU6 の dR_{ext} に対するトリガー効率。黒点がデータ、青点が $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ の MC のを表す。また、赤線、青線がそれぞれデータ、MC をフィットした時のフィット結果を表す。左図：パレル領域、右図：エンドキャップ領域。

$$\begin{aligned} \epsilon(\mu 1, \mu 2) = & \epsilon_{HLT_mu11_nomucomb}(\mu 1) \times \epsilon_{HLT_mu6noL1}(\mu 2) \times CF_{noL1}(dR_{ext}) \\ & \times \epsilon_{L1_MU6}(\mu 2) \times CF_{L1}(dR_{ext}) \end{aligned} \quad (5.5)$$

式 (5.5) のように見積もられたトリガー効率は一本のミュオンに対する効率である。信号事象の場合 2 本のミュオンが存在するため、2 本ともトリガー条件を満たす場合と片方のミュオンのみがトリガーを満たす場合がある。それぞれの場合で補正関数のかかり方が異なることを考慮し、本トリガーの効率は式 (5.6) のように定義することができる。第一項は両方のミュオンがトリガーを通過した場合のトリガー効率であり、第二項、第三項は片方のミュオンがトリガーを通過した場合のトリガー効率である。

$$\begin{aligned} \epsilon = & \epsilon(\mu 1, \mu 2) \times \epsilon(\mu 2, \mu 1) \\ & + CF_{L1}(dR_{ext}) \times \epsilon(\mu 1, \mu 2) \times (1 - \epsilon(\mu 2, \mu 1)) \\ & + CF_{L1}(dR_{ext}) \times \epsilon(\mu 2, \mu 1) \times (1 - \epsilon(\mu 1, \mu 2)) \end{aligned} \quad (5.6)$$

式 (5.6) のように定義したトリガー効率が本当に本研究で使用したトリガーのトリガー効率を再現しているかをブーストした J/ψ の MC を用いて確認した。図 5.10 はミュオン対で再構成した粒子の p_T に対する本研究で使用したトリガーの効率の分布である。図にある TrigMatch とは使用した MC のイベントが実際にトリガーを通過したかを確認しプロットしたものである。repro とは式 (5.6) を用いてトリガー効率を見積もった結果であり、MC と DATA それぞれで見積もった結果を表示している。repro_noCF とは式 (5.6) において dR が小さい時のトリガー効率の低下を考慮する補正関数を掛け合わせない場合の結果である。repro と repro_noCF の分布を比較すると、補正関数を用いることでトリガー効率を良く再現できていることが分かる。

次に D_s の MC を用いてトリガー効率を見積もった。図 5.11 が D_s の MC を用いた場合のミュオン対で再構成した粒子の p_T に対する本研究で使用したトリガーの効率の分布である。 J/ψ の MC を用いた確認と同様に式 (5.6) がトリガー効率を良く再現できていることが確認できる。この時のデータと MC のトリガー効率の比 $\epsilon_{DATA}^{repro} / \epsilon_{MC}^{repro}$ の値は $96.6 \pm 0.6\%$ であった。

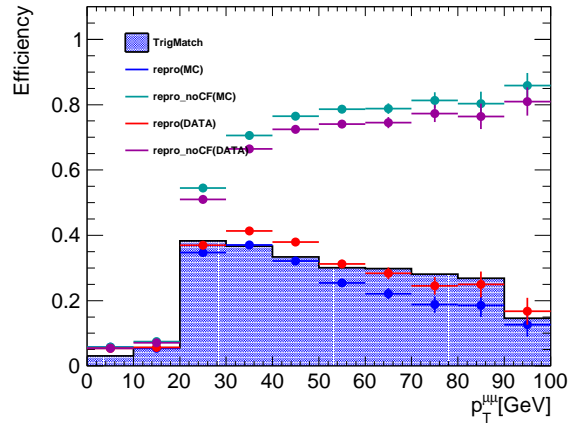


図 5.10 ブーストした J/ψ MC を用いた場合のミュオン対で再構成した粒子の p_T に対する本研究で使用したトリガーのトリガーの効率。青の塗られたヒストグラムは使用した MC の実際のトリガー効率を表す。青、赤はそれぞれ MC、データに対する式 (5.6) で見積もったトリガー効率を表す。シアン、紫はそれぞれ MC、データに対する式 (5.6) の補正関数を掛け合わせない場合に見積もられるトリガー効率である。

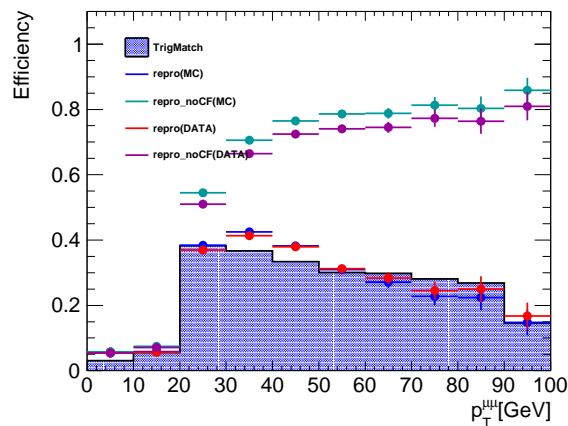


図 5.11 D_s の MC を用いた場合のミュオン対で再構成した粒子の p_T に対する本研究で使用したトリガーの効率。各記号が表す意味は図 5.10 と同じである。

またこの手法による系統誤差を TrigMatch と repro(MC) の違い $(\epsilon^{\text{TrigMatch}} - \epsilon_{\text{MC}}^{\text{repro}}) / \epsilon^{\text{TrigMatch}}$ で評価した。系統誤差の値は 4.1% であった。

本研究では、トリガー効率は MC により得られた値を使用し、本手法の系統誤差をトリガー効率に付随する系統誤差とした。

5.3 フィット関数の選択に起因する系統誤差

シグナル数を算出する際、本研究では D_s 、D メソンに対してはガウス関数、バックグラウンドに対しては指数関数で PDF を定義している。ここでは、このフィット関数の選び方による系統誤差を求めた。表 5.3 にあるように 4 パターンフィットの関数を変えて、フィットにより得られる D_s のイベント数の変化を確認した。ここで、表 5.3 にある modified gaussian と quadratic exponential は以下のように定義

される。

$$\text{Gaus}^{\text{mod}} \propto \exp(-0.5x^{1+\frac{1}{1+x}}) \tag{5.7}$$

$$\text{exp}^{\text{quad}} \propto \exp(ax + bx^2) \tag{5.8}$$

各パターンのフィットの様子を図 5.12、図 5.13 に示す。フィットの際の p-value を考慮して、パターン IV のフィットで得られた 3.53% をフィット関数の選び方による系統誤差とした。

表 5.2 フィット関数のパターンとその結果

	D_s	D	Background	$\frac{ N_{\text{Default}} - N }{N_{\text{Default}}}$	p-value
Default	ガウス関数	ガウス関数	指数関数	0	8.3%
I	modified gaussian	ガウス関数	指数関数	0.04%	0.81%
II	ガウス関数	ガウス関数	一次関数	1.87%	2.1%
III	ガウス関数	ガウス関数	二次関数	2.66%	9.2%
IV	ガウス関数	ガウス関数	quadratic exponential	3.53%	12.6%

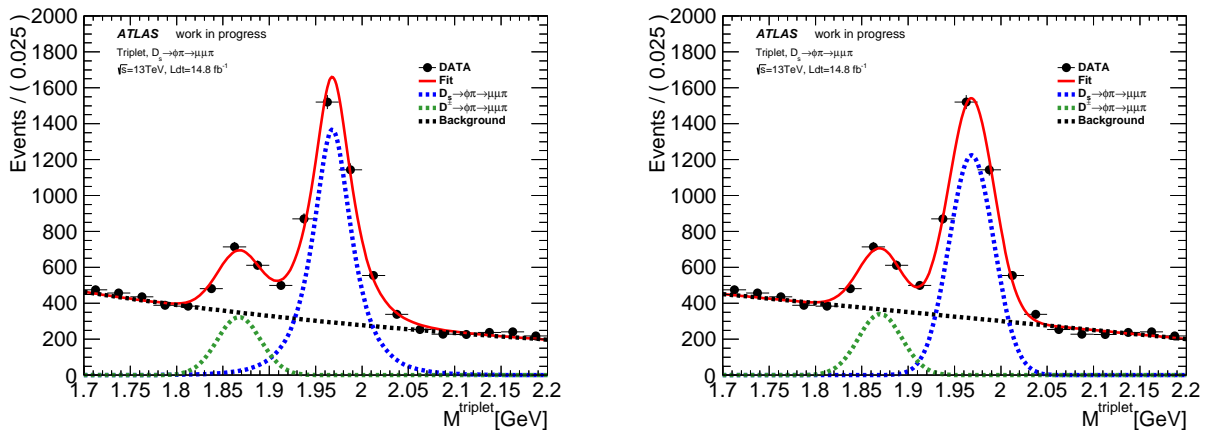


図 5.12 (右図) D_s : modified gaussian、D : ガウス関数、バックグラウンド : 指数関数でフィットした様子。(左図) D_s : ガウス関数、D : ガウス関数、バックグラウンド : 一次関数でフィットした様子。

5.4 系統誤差のまとめ

式 (5.2) の第 1 項に関する系統誤差は、前章の再構成精度の dR 依存性の確認より、MC とデータで良く合っていることを確認することができた。このことから第 1 項の系統誤差はトリガーの系統誤差より小さい値だと考えられる。本研究では大きく見積もってトリガー効率の系統誤差と同じ値で見積もった。以上の系統誤差の他に積分ミノシティと崩壊分岐比の系統誤差が考えられる。

積分ミノシティの系統誤差は 4.5% と見積もられている。[20]

$D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象の崩壊分岐比は PDG によると $(1.33 \pm 0.1) \times 10^{-5}$ であるので、崩壊分岐比の系統誤差は 7.5% となる。

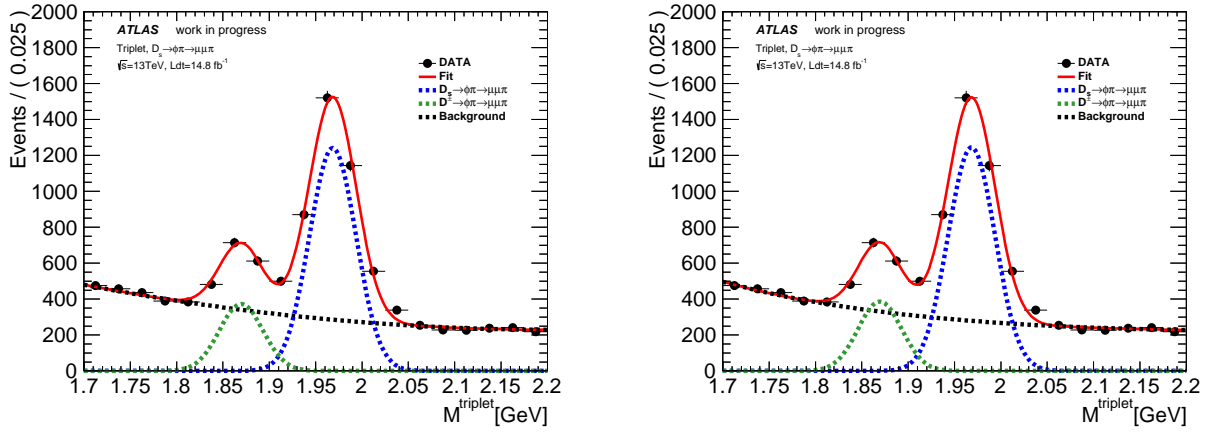


図 5.13 (右図) D_s : ガウス関数、 D : ガウス関数、バックグラウンド: 二次関数でフィットした様子。
 (左図) D_s : ガウス関数、 D : ガウス関数、バックグラウンド: quadratic exponential でフィットした様子。

表 5.3 に系統誤差のまとめを示す。以上の系統誤差をまとめると全体の系統誤差は 11.2% となった。

表 5.3 系統誤差のまとめ

事象選別効率	1.7%
トリガー効率 (再構成効率)	4.1%
フィット関数	3.5%
崩壊分岐比	7.5%
積分ルミノシティ	4.5%

第 6 章

結果

本章では、前節までの結果を用いて D_s の生成断面積を求めた結果を述べる。

6.1 D_s 生成断面積

以下の条件を運動学的領域 (Kinematic fiducial) と定義し、 D_s 生成断面積を式 (5.1) を用いて見積もった。

- D_s の p_T が、 $20 < p_T < 100$ GeV
- D_s の η が、 $|\eta| < 2.1$
- leading muon の p_T が、 $p_T > 8$ GeV
- sub-leading muon の p_T が、 $p_T > 4$ GeV
- 飛跡の p_T が、 $p_T > 1$ GeV

データによる最終的な D_s 生成断面積は以下ようになった。

$$\sigma(\text{pp} \rightarrow D_s + X) = 306.4 \pm 7.1(\text{stat}) \pm 34.3(\text{syst}) \quad [\text{nb}] \quad (6.1)$$

一方、MC での生成断面積は以下の値である。MC による生成断面積の誤差は評価していないため、中心値のみを示す。

$$\sigma(\text{pp} \rightarrow D_s) = 307.12 \quad [\text{nb}] \quad (6.2)$$

データと MC の生成断面積の値を比較すると非常に良く合っている結果となった。ATLAS 実験の Run1 の結果と比較すると今回の結果は MC とより合っている。その要因として、MC で使用している Parton Distribution Functions が CTEQ6.6 から A14_NNPDF23LO に変更されていることが考えられる。またジェネレーターとして EvtGen を使用している点もデータと MC が合っている要因として挙げられる。

統計誤差、系統誤差を合わせた誤差は約 35.0 nb であり、約 11.4% であった。表 5.3 にあるように、本研究の主要な誤差は崩壊分岐比に付随する誤差である。その中でも $\phi \rightarrow \mu\mu$ 事象の崩壊分岐比は $\text{Br}(\phi \rightarrow \mu\mu) = (2.89 \pm 0.19) \times 10^{-4}$ であり、その誤差は約 6.6% となっている。

6.2 微分生成断面積

更に D_s の p_T ごと、 η ごとの生成断面積を求め、生成断面積の運動量、生成される方向の依存性を確認した。

6.2.1 p_T の微分生成断面積

p_T を $\{20, 30, 40, 60, 100\}$ [GeV] のような領域に分け、その領域ごとに生成断面積を見積もった。系統誤差は 5 章の値をそのまま使用している。また、前述のように質量分解能はミューオンやパイオンの飛跡の測定誤差が影響している。そのため D_s の運動量が大きくなる程、崩壊後の粒子の運動量が大きくなるので、質量分解能は大きくなると考えられる。そこでフィットの際に固定する D メソンのガウス関数の σ は各領域ごとに MC から再度導出した。表 6.1 に各領域における MC から得られた D メソンの σ を示す。図 6.1、図 6.2 にそれぞれの領域の不変質量分布に対するフィットの様子を示す。また図 6.3 に p_T に対する微分断面積の分布を示す。MC の微分断面積の誤差は評価していないので中心値のみを表示している。各領域で MC とデータが合っていることを確認でき、MC が p_T の依存性も再現できていることが分かる。

表 6.1 各領域における MC から得られた D メソンの σ

p_T Range [GeV]	σ [MeV]
20~30	22.5
30~40	23.8
40~60	25.4
60~100	28.2

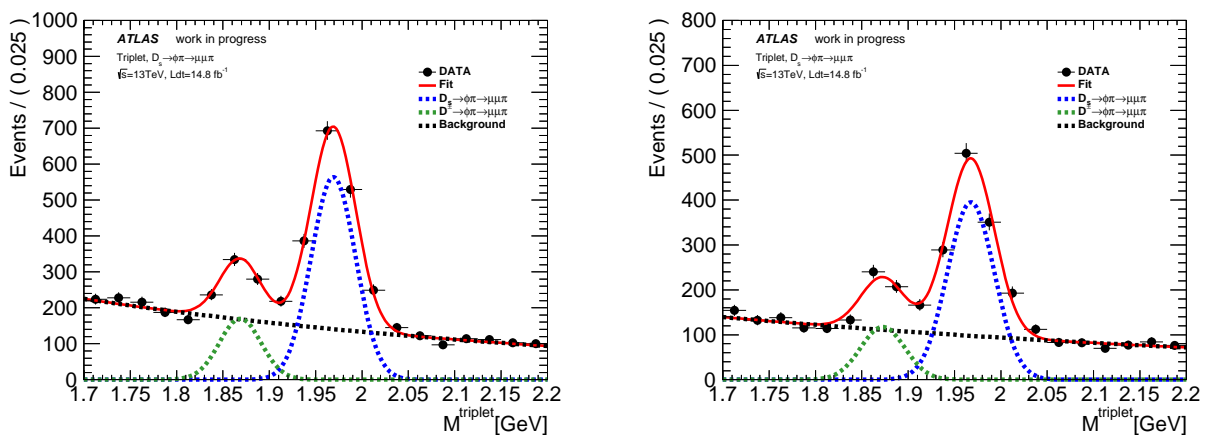


図 6.1 (左図) D_s の p_T が 20~30 GeV のイベントを用いた不変質量分布。(右図) D_s の p_T が 30~40 GeV のイベントを用いた不変質量分布。

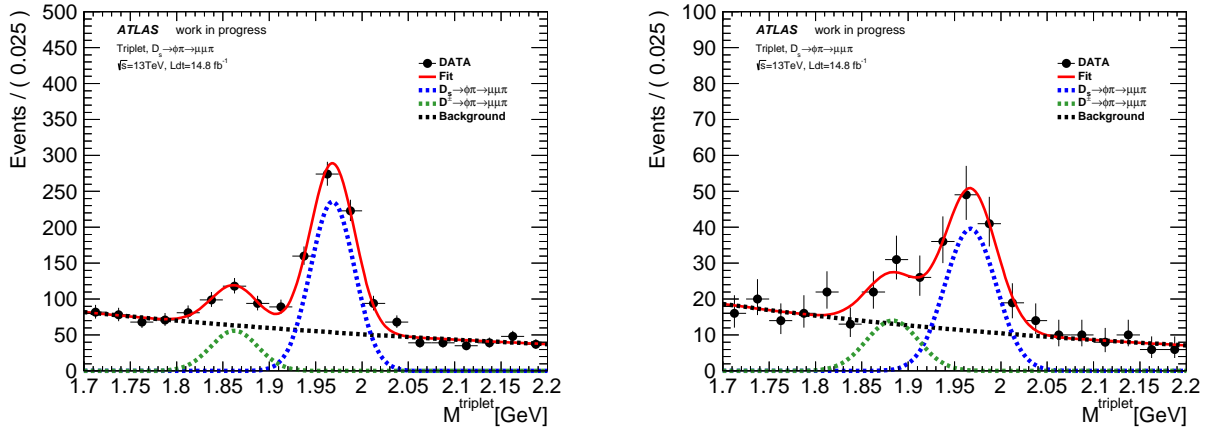


図 6.2 (左図) D_s の p_T が 40~60 GeV のイベントを用いた不変質量分布。(右図) D_s の p_T が 60~100 GeV のイベントを用いた不変質量分布。

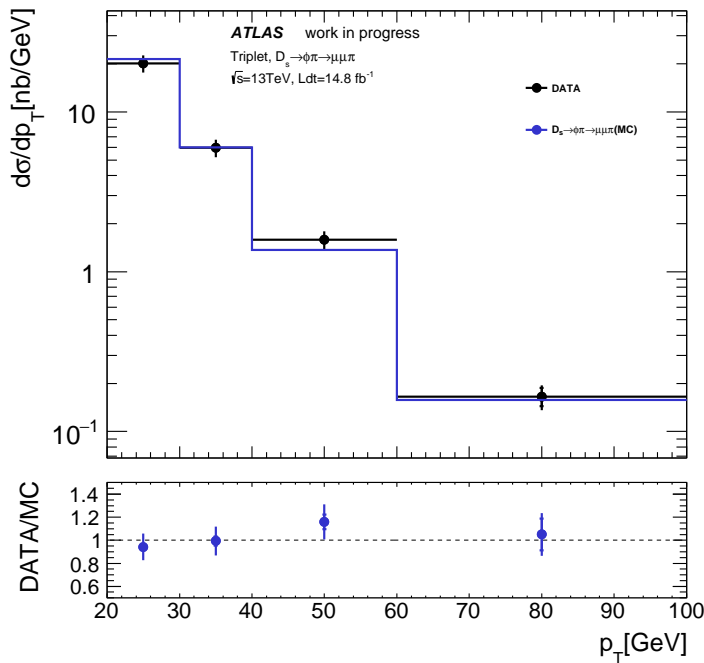


図 6.3 p_T ごとの D_s 微分生成断面積。黒点がデータ、青線が MC を表す。下の図はデータと MC の微分断面積の比を表す。

6.2.2 $|\eta|$ の微分断面積

前節と同様にして $|\eta|$ ごとの生成断面積を見積もった。{0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.1} のように領域を分け、それぞれの領域で生成断面積を見積もった。図 6.4、図 6.5 に各領域のフィットの様子を示す。図 6.6 に $|\eta|$ に対する生成断面積を示す。この分布においても MC とデータが良く合っており、MC が $|\eta|$ 依存性も再現できていることが確認できた。

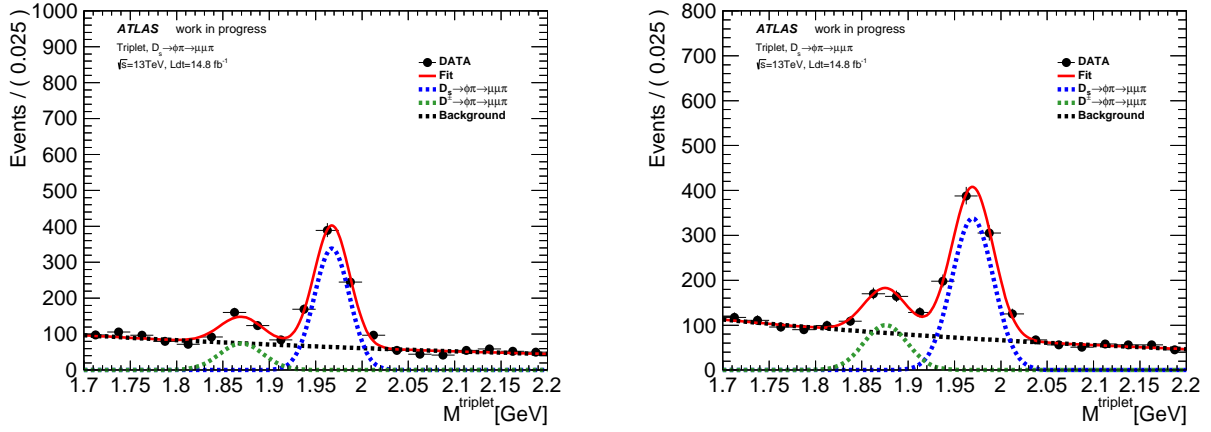


図 6.4 (左図) $|\eta| < 0.5$ のイベントを用いた不変質量分布。(右図) $0.5 < |\eta| < 1.0$ のイベントを用いた不変質量分布。

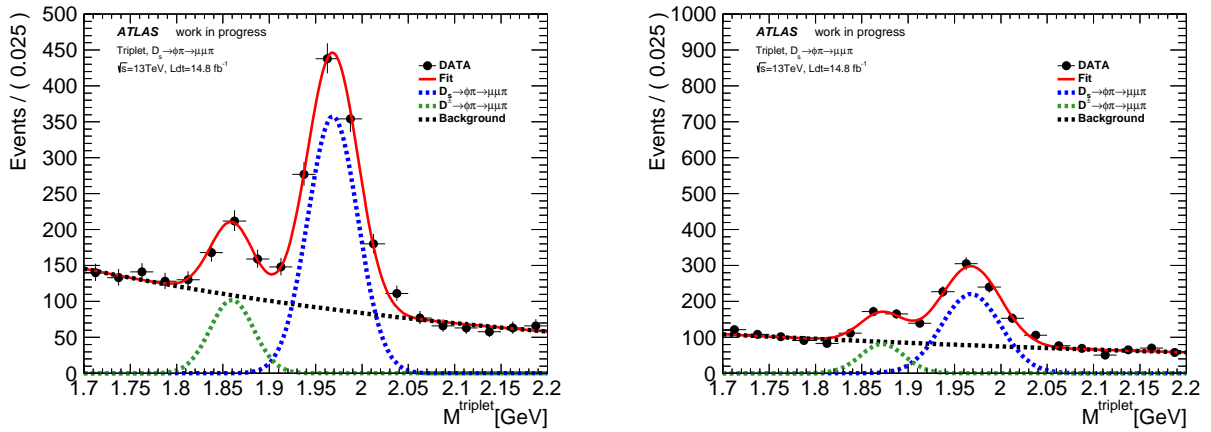


図 6.5 (左図) $1.0 < |\eta| < 1.5$ のイベントを用いた不変質量分布。(右図) $1.5 < |\eta| < 2.1$ のイベントを用いた不変質量分布。

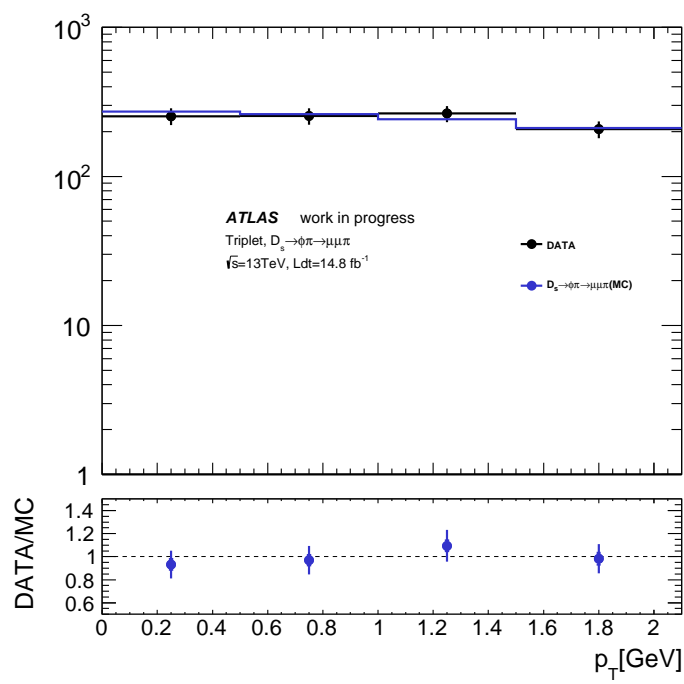


図 6.6 $|\eta|$ ごとの D_s 微分生成断面積。黒点がデータ、青線が MC を表す。下の図はデータと MC の微分断面積の比を表す。

第7章

まとめと今後の展望

ATLAS 実験では 2015 年より重心系エネルギー 13 TeV で運転が再開された (Run2)。2016 年の運転では積分ルミノシティが約 33 fb^{-1} のデータを取得したが、本研究で使用したトリガーはプリスケールされているため、使用したデータの積分ルミノシティは約 14.8 fb^{-1} となる。稀崩壊である $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ 事象を用いて D_s の再構成を行い、データと MC を比較することで MC の事象再構成性能の確認を行った。事象再構成性能の確認では質量分解能の比較、 dR 依存性の確認、 D_s 生成比率の測定を行った。質量分解能の比較、 dR 依存性の確認では MC と矛盾しない結果が得られた。 D_s 生成比率の測定ではデータによる値が MC より低い値となった。このデータと MC の違いは事象選別効率の系統誤差の見積もりに利用した。更にデータを用いて再構成した結果を用いて D_s の生成断面積を $306.4 \pm 7.1(\text{stat}) \pm 35.5(\text{syst})$ [nb] と測定した。この値は誤差の範囲で MC と一致する結果である。また、 p_T 、 $|\eta|$ の微分生成断面積を求め、これらの値も誤差の範囲で MC で一致する結果となった。

今後の展望として、LHC において重心系エネルギー 13 TeV での運転は今後も予定されており、統計誤差を減らすことができる。また、2016 年 9 月より $\phi \rightarrow \mu\mu$ 事象を対象にしたトリガーが実装されたため、今後の運転では更なる効率で $D_s \rightarrow \phi\pi \rightarrow \mu\mu\pi$ 事象を取得できる。更に、このトリガーは本研究で使用したトリガーよりも簡易な作りになっているため、トリガー効率に付随する系統誤差を小さくすることができる。積分ルミノシティの系統誤差に関して、本研究で用いた値は保守的に評価しており、今後の研究により低減することも可能であると考えられる。このように誤差を更に削減し、より精密に生成断面積を測定することで強い相互作用のより深い理解につながる。そのことにより、標準模型を超える物理のバックグラウンドの理解が深まるため、標準模型を超える物理に対する感度が向上すると考えられる。また、 D_s の生成断面積の測定精度向上により、 D_s 由来の $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象探索の感度向上につながると考えられる。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B 716 (2012).
- [2] MEG Collaboration, Search for the Lepton Flavour Violating Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the Full Dataset of the MEG Experiment, arXiv:1605.05081v3(2016).
- [3] Frank F. Deppisch, Lepton Flavor Violation and Flavour Symmetries, arXiv:1206.5212v2(2012).
- [4] Andrea Brignole and Anna Rossi, Anatomy and Phenomenology of $\mu - \tau$ Lepton Flavour Violation in the MSSM, Nucl. Phys. B701, 3-53(2004).
- [5] ATLAS Collaboration, Probing lepton flavour violation via neutrinoless $\tau \rightarrow 3\mu$ decays with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C (2016).
- [6] Belle Collaboration, Search for Lepton Flavor Violating τ Decays into Three Leptons with 719 Million Produced $\tau^+\tau^-$ Pairs, Phys.Lett.B687:139-143,(2010).
- [7] LHCb Collaboration, Search for the lepton flavor violating decay $\tau^- \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$, JHEP 02 (2015).
- [8] <http://atlasexperiment.org/photos/>
- [9] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003(2008).
- [10] Karolos Potamianos, The upgraded Pixel detector and the commissioning of the Inner Detector tracking of the ATLAS experiment for Run-2 at the Large Hadron Collider, PoS(EPS-HEP2015)261.
- [11] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TRTPublicResults>
- [12] Yu Nakahama on behalf of the ATLAS Collaboration, The ATLAS Trigger System: Ready for Run-2, PoS(EPS-HEP2015)273.
- [13] ATLAS Collaboration, Measurement of $D^{*\pm}$, D^\pm and D_s^\pm meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector, Nucl. Phys. B 907 (2016).
- [14] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/DataSummary/2016/>
- [15] Particle Data Group
<http://pdg.lbl.gov/>
- [16] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, Peter Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,Comput.Phys.Commun.178:852-867,(2008).
- [17] <http://evtgen.warwick.ac.uk/static/docs/EvtGenGuide.pdf>
- [18] ATLAS Collaboration, ATLAS Pythia 8 tunes to 7TeV data, ATL-PHYS-PROC-2014-

273(2014).

[19] ATLAS Collaboration, Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV, Eur. Phys. J. C (2016).

[20] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/LuminosityForPhysics>

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教員である久世正弘教授には研究のみならず研究生活におけるアドバイス等様々な方面からご指導を頂き、心より感謝しております。本当にありがとうございました。石塚正基助教には、スライド作成のアドバイスや発表する際の心構え等社会人でも大変重要になるようなアドバイスを多く頂きました。ありがとうございました。兼田充特任助教には、普段のミーティングで研究に対して細かな助言を頂き、研究の理解を深めることができました。ありがとうございました。

同研究室の先輩である小林大氏には卒業研究の時からお世話になり、本研究においても多くの助言を頂きました。また、自身の論文の執筆で忙しいにも関わらず、どんな時でも研究方針の相談に付き合ってもらい大変感謝しております。ありがとうございました。また同研究室の先輩である田中雅大氏には、研究に関する議論に加え CERN 滞在時の生活面でもお世話になりました。ありがとうございました。

$\tau \rightarrow 3\mu$ グループの Olya Igonkina 氏、Matteo Bedognetti 氏、Marcus Matthias Morgenstern 氏には、ミーティングにおいて研究方針の助言や専門的な立場からのアドバイスを頂き、大変感謝しています。ありがとうございました。

同研究室の先輩である岡島裕治氏、シャランコバ・ラリツァ氏、同期である吉田朋世氏、後輩である河口怜志氏、濱部大氏、矢澤友貴孝氏、関根達侑氏、ベルンス・ルカス氏には、研究生生活を充実したものにしてくれました。また研究室のイベント等で大変楽しい時間を過ごすことができました。皆様ありがとうございました。

最後にここまで支えてくれた家族に感謝します。

図目次

1.1	荷電レプトンの世代数を保存しない崩壊の探索の歴史 [3]	3
1.2	ニュートリノ振動を考慮した場合の $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の例。	3
1.3	超対称性粒子を仮定した場合の $\tau \rightarrow 3\mu$ 事象の例	4
2.1	LHC の概観 [8]	6
2.2	ATLAS 検出器の全体図 [9]。	7
2.3	ATLAS 実験における座標系	8
2.4	ATLAS 検出器の粒子識別 [8]	9
2.5	バレル領域における内部飛跡検出器の断面図 [10]	10
2.6	エンドキャップ領域における内部飛跡検出器の断面図 [9]	10
2.7	(左図)IBL の配置図。(右図)Run1 と IBL を含んだ Run2 のデータによる d_0 の分解能の分布の比較 [10]	11
2.8	γ に対する TRT の高い閾値を超える確率 [11]	12
2.9	カロリメータの概略図 [9]	12
2.10	電磁カロリメータの概略図 [9]	13
2.11	タイルカロリメータのモジュールの概略図 [9]	13
2.12	タイルカロリメータの断面図 [9]	14
2.13	ソレノイド磁石、トロイド磁石の配置 [9]。	14
2.14	ミュオン検出器の断面図 [9]	15
2.15	MDT のモジュールの概略図 (左図)[10]。CSC の配置図 (右図)[10]	15
2.16	トリガーシステムの概略図 [12]	17
3.1	ATLAS 実験 Run1 における D_s 再構成の結果。	19
3.2	$D_s \rightarrow \phi\pi$ 事象のダイアグラムの例。	20
3.3	3 つの組み合わせのうち最小の $dR(dR_{\min})$ 分布。	20
3.4	信号事象の概略図。	21
3.5	積分ルミノシティの変化の様子。	22
3.6	本研究で使用したトリガーの概略図	22
3.7	符号の異なるミュオン対で再構成した粒子の不変質量分布。	25
3.8	(右図) D_s の $L_{xy}/\Delta L_{xy}$ の分布。(左図) D_s の $a_{xy}^0/\Delta a_{xy}^0$ の分布。	26
3.9	(左図) D_s の p-value 分布。(右図) ϕ の p-value 分布。	26

3.10	(左図)leading muon の飛跡再構成時の p-value 分布。(右図)sub-leading muon の飛跡再構成時の p-value 分布。	27
3.11	パイオンの候補の飛跡再構成時の p-value 分布。	27
3.12	2つのミュオンと1つの飛跡で再構成した粒子の不変質量分布。	28
3.13	D_s の MC の2つミュオンとパイオンで再構成した粒子の不変質量分布	29
3.14	事象選別後の不変質量分布	30
3.15	データにおける、シグナル領域のある1イベントのイベントディスプレイ。	32
4.1	質量分解能の値を変えてフィットした結果	34
4.2	σ_{MC} との質量分解能の差に対するフィットの精度。	34
4.3	事象選別後の dR_{min} 分布。	35
4.4	各 dR の領域ごとの不変質量分布に対するフィットの様子	35
4.5	各領域のイベント数	36
4.6	事象選別から L_{xy} と a_{xy}^0 のカットを除いた2本のミュオンと1本のパイオンで再構成した粒子の不変質量分布。	36
4.7	c クォーク由来の D_s 、B ハドロン由来の D_s 、バックグラウンドそれぞれの L_{xy} 分布	37
4.8	サイドバンド領域のデータの比較	37
4.9	フィットによる PDF の取得。(左図) c クォーク由来の D_s の L_{xy} 分布。(右図)B ハドロン由来の D_s の L_{xy} 分布。	38
4.10	フィットによる PDF の取得。サイドバンド領域のデータの L_{xy} 分布。	38
4.11	inclusive MC の L_{xy} 分布	39
4.12	シグナル領域のイベントの L_{xy} 分布	40
5.1	Z Tag & Probe 法によるプローブミュオンの p_T 分布。	43
5.2	Z Tag& Probe 法による HLT_mu50 のトリガー効率	44
5.3	J/ψ Tag & Probe 法によるプローブミュオンの p_T 分布。	45
5.4	J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu4 のトリガー効率	46
5.5	J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu6 の dR_{ext} に対するトリガー効率	47
5.6	ブーストした $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ の MC の dR_{ext} 分布	47
5.7	J/ψ Tag& Probe 法による HLT_mu6noL1 の dR_{ext} に対するトリガー効率	48
5.8	Z Tag & Probe 法による HLT_mu11_nomucomb トリガーの効率分布	48
5.9	J/ψ Tag& Probe 法による L1_MU6 の dR_{ext} に対するトリガー効率	49
5.10	ブーストした J/ψ MC を用いた場合のミュオン対で再構成した粒子の p_T に対する本研究で使用したトリガーのトリガーの効率。	50
5.11	D_s の MC を用いた場合のミュオン対で再構成した粒子の p_T に対する本研究で使用したトリガーの効率。各記号が表す意味は図 5.10 と同じである。	50
5.12	(右図) D_s : modified gaussian、D : ガウス関数、バックグラウンド : 指数関数でフィットした様子。(左図) D_s : ガウス関数、D : ガウス関数、バックグラウンド : 一次関数でフィットした様子。	51

5.13	(右図) D_s : ガウス関数、D: ガウス関数、バックグラウンド: 二次関数でフィットした様子。(左図) D_s : ガウス関数、D: ガウス関数、バックグラウンド: quadratic exponentialでフィットした様子。	52
6.1	(左図) D_s の p_T が 20~30 GeV のイベントを用いた不変質量分布。(右図) D_s の p_T が 30~40 GeV のイベントを用いた不変質量分布。	54
6.2	(左図) D_s の p_T が 40~60 GeV のイベントを用いた不変質量分布。(右図) D_s の p_T が 60~100 GeV のイベントを用いた不変質量分布。	55
6.3	p_T ごとの D_s 微分生成断面積	55
6.4	(左図) $ \eta < 0.5$ のイベントを用いた不変質量分布。(右図) $0.5 < \eta < 1.0$ のイベントを用いた不変質量分布。	56
6.5	(左図) $1.0 < \eta < 1.5$ のイベントを用いた不変質量分布。(右図) $1.5 < \eta < 2.1$ のイベントを用いた不変質量分布。	56
6.6	$ \eta $ ごとの D_s 微分生成断面積。	57

表目次

1.1	標準模型の粒子 (フェルミオン)	2
1.2	標準模型の粒子 (ボソン)	2
1.3	崩壊前後のレプトン世代数の変化	2
1.4	$\tau \rightarrow 3\mu$ における電荷とレプトン世代数の変化	3
2.1	LHC のパラメータ	7
2.2	ミュオン検出器の性能 [9]	16
3.1	ミュオンに対するクオリティの要求	24
3.2	パイオンに対するクオリティの要求	24
3.3	各変数に対するカットのステップ幅	28
3.4	D_s についてのフィット結果	31
3.5	D メソンについてのフィット結果	31
5.1	各 MC における事象選別効率	42
5.2	フィット関数のパターンとその結果	51
5.3	系統誤差のまとめ	52
6.1	各領域における MC から得られた D メソンの σ	54