

在 ATLAS 探测器中寻找重希格斯 玻色子和低质量共振态

(申请清华大学理学博士学位论文)

培 养 单 位 ： 物理系

学 科 ： 物理学

研 究 生 ： 许 悦

指 导 教 师 ： 陈 新 副教授

二〇二二年六月

**Search for model-independent heavy
Higgs boson and low mass resonances
with 4 muons final state at ATLAS**

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

in

Physics

by

Xu Yue

Dissertation Supervisor: Associate Professor Chen Xin

June, 2022

学位论文公开评阅人和答辩委员会名单

公开评阅人名单

无（全隐名评阅）

答辩委员会名单

主席	陈少敏	教授	清华大学
委员	陈新	副教授	清华大学
	胡震	副教授	清华大学
	梁志均	副研究员	中国科学院 高能物理研究所
	史欣	副研究员	中国科学院 高能物理研究所
秘书	冯旻予	助理研究员	清华大学

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）按照上级教育主管部门督导、抽查等要求，报送相应的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

作者签名： 许悦

日 期： 2022年3月18日

导师签名： 陈新

日 期： 2022年3月18日

摘要

2012 年, LHC 上的 ATLAS 和 CMS 实验组宣布发现了希格斯玻色子, 完成了标准模型的最后一块拼图。虽然标准模型的理论预测与实验结果高度符合, 但是其本身仍存在一些不足。为了弥补这些不足, 理论学家们提出了很多超标准模型。这些超标准模型大多都包含一个以上的希格斯玻色子。实验家们也一直在不同末态寻找除标准模型希格斯玻色子之外的大质量希格斯玻色子。本文首先展示了衰变到 W/Z 玻色子的、与模型无关的、具有六维有效算符的重希格斯玻色子的寻找方法, 包含唯象研究和实验分析。重希格斯玻色子可以与标准模型粒子同时有四维和有效六维相互作用。在几个 TeV 的能标下, 六维算符能够显著提升重希格斯玻色子的动量, 从而抑制标准模型本底。在重希格斯玻色子的 VH ($V = W, Z$) 产生模式下, 六维算符可以发挥最大优势, 达到最高的信号显著性。唯象研究把至少含有两个轻子的末态分成三个信号区, 利用 MC 样本研究信号显著性。结合三个信号区, 对三个重希格斯玻色子质量值 (300 GeV、600 GeV 和 900 GeV) 给出 95% 置信水平的参数空间的排除区域。实验分析利用 ATLAS 探测器在质心系能量为 $\sqrt{s} = 13$ TeV 下采集的积分亮度为 139 fb^{-1} 的质子-质子对撞数据, 集中于含有两个同号电荷轻子的末态 ($W^\pm H \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu jj$), 其中强子化衰变的 W 玻色子可以通过两个瘦喷注或者一个具有高横动量的胖喷注重建。实验分析对重希格斯玻色子随质量变化的 $\sigma(pp \rightarrow VH) \times \text{BR}(H \rightarrow VV)$ 和超标准模型的 HVV 耦合参数设置 95% 置信水平的上限。

2020 年 LHCb 宣布在双 J/ψ 不变质量谱中发现了质量为 6.9 GeV 的新共振态, 并认为这可能是一个具有 $cc\bar{c}\bar{c}$ 结构的四夸克态。 $J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 的末态可以极大抑制强子本底, 是用来寻找新共振态的黄金道, 同时还可以用来观测底夸克偶素 η_b 和 χ_{b0} 的稀有衰变过程, 这便是本文的第二个分析。该分析利用 ATLAS 探测器在质心系能量为 $\sqrt{s} = 13$ TeV 下采集的积分亮度为 139 fb^{-1} 的质子-质子对撞数据, 在 4μ 子末态寻找低质量共振态。分析通过数据驱动方法和控制区方法估计各种本底。在验证本底估计的合理性后, 逐个打开信号区。在第一个信号区, 发现了质量为 6.87 GeV 的共振峰, 其质量和宽度与 LHCb 观测到的 $X(6900)$ 一致。在第二个信号区, 给出 $\sigma(pp \rightarrow \eta_b/\chi_{b0} + X) \times \text{BR}(\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi)$ 的 95% 置信水平的上限。

关键词: 大型强子对撞机; ATLAS; 超标准模型; 重希格斯玻色子; 四缪子

Abstract

In 2012, ATLAS and CMS experiment groups in LHC announced the discovery of the Higgs boson, which completes the last piece of the Standard Model (SM). The SM theoretical prediction is in good agreement with experimental results, but it's still incomplete. Thus, theorists build up various Beyond Standard Models (BSM), most of which contain at least one Higgs boson. Experimentalists have been searching for BSM heavy Higgs bosons in different final states. A search for model-independent heavy Higgs boson decaying into W/Z bosons is performed, including both phenomenological and experimental searches. Heavy Higgs boson has both dimension-4 and (effective) dimension-6 interactions with SM particles. The dimension-6 operators can significantly enhance the Higgs boson momentum, and therefore suppress the SM background. In the associated VH ($V = W, Z$) production, the effect of dimension-6 operators is largest and the signal sensitivity is highest. In the phenomenological search, three signal regions with at least two leptons in final states are studied. At the 95% confidence level (CL), the expected exclusion regions at three heavy Higgs boson mass points (300 GeV, 600 GeV and 900 GeV) are shown. The experimental search focuses on the final state containing two same-sign leptons ($W^\pm H \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu jj$) in association with one large-R jet or two small-R jets with an invariant mass consistent with a hadronically decaying W boson, using 139 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ collected by the ATLAS detector. The upper limits of $\sigma(pp \rightarrow VH) \times \text{BR}(H \rightarrow VV)$ at the 95% CL are calculated as a function of the resonance mass and the upper limits on BSM HVV coupling modifiers are derived.

LHCb announced the discovery of new di- J/ψ resonances around 6.9 GeV in 2020, which can be seen as a $cc\bar{c}\bar{c}$ tetraquark. The $J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ final state can significantly suppress backgrounds, which is of great benefit to the search of new resonances and can also be used to search for rare decays of bottomonium η_b and χ_{b0} . A search for low mass resonances in 4-muon final state, using 139 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ collected by the ATLAS detector, is also performed. Backgrounds are estimated using data-driven method and method of control regions, and checked before opening the blinded regions window by window. A peak with mass of 6.87 GeV is observed in the first signal region, which is consistent with the $X(6900)$ observed by LHCb. The 95% CL upper limit on $\sigma(pp \rightarrow \eta_b/\chi_{b0} + X) \times \text{BR}(\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi)$ is set in the second signal region.

Keywords: LHC; ATLAS; Beyond Standard Model; Heavy Higgs boson; four muons

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	II
目 录.....	IV
符号和缩略语说明.....	VIII
第 1 章 引言	1
第 2 章 粒子物理的标准模型和新物理模型	3
2.1 粒子物理标准模型.....	3
2.1.1 基本粒子.....	3
2.1.2 相互作用.....	6
2.2 新物理模型.....	9
第 3 章 大型强子对撞机和 ATLAS 探测器	11
3.1 大型强子对撞机.....	11
3.2 ATLAS 探测器.....	12
3.2.1 ATLAS 坐标系.....	13
3.2.2 内部探测器.....	13
3.2.3 量能器.....	14
3.2.4 μ 子谱仪	16
3.2.5 前向探测器.....	17
3.2.6 触发和数据获取系统.....	17
3.2.7 底层事例和堆积事例.....	18
第 4 章 ATLAS 上物理对象的重建和鉴别	19
4.1 径迹的重建.....	19
4.2 电子和光子的重建与鉴别	19
4.3 μ 子的重建与鉴别	21
4.4 喷注的重建与标记.....	22
4.4.1 喷注的重建.....	22
4.4.2 b-jet 的标记.....	23
4.4.3 W 玻色子的标记.....	24

4.5 丢失横动量的重建	26
第 5 章 与模型无关的重希格斯玻色子的唯象研究	27
5.1 研究背景	27
5.2 重希格斯玻色子的有效耦合	27
5.3 研究的物理过程	29
5.4 MC 样本的产生与模拟	34
5.5 信号区的事例筛选	35
5.5.1 $2\ell OS$ 和 $2\ell SS$ 信号区	35
5.5.2 3ℓ 信号区	38
5.5.3 信号和本底的产量	42
5.6 排除区间	42
第 6 章 与模型无关的重希格斯玻色子的实验寻找	47
6.1 研究背景和策略概览	47
6.2 数据和 MC 样本	48
6.2.1 数据样本	48
6.2.2 MC 样本	48
6.3 基准筛选及其优化	53
6.3.1 触发条件	54
6.3.2 物理对象的筛选	54
6.3.3 事例的基准筛选	55
6.3.4 事例筛选的优化	57
6.4 分析区间的定义	71
6.4.1 信号区的定义	71
6.4.2 控制区的定义	74
6.4.3 验证区的定义	77
6.5 信号的接收率和效率	81
6.6 本底的估计和验证	84
6.6.1 Charge-flip 本底	84
6.6.2 Non-prompt 本底	85
6.6.3 Photon-conversion 本底	88
6.6.4 直生轻子本底	88
6.6.5 本底估计的验证	90

6.7 系统误差	94
6.7.1 实验误差	94
6.7.2 理论误差	95
6.7.3 本底估计系统误差	97
6.8 统计分析和实验结果	97
6.8.1 统计方法	98
6.8.2 间格划分研究	99
6.8.3 拟合结果	101
6.8.4 排除区间	109
第 7 章 在四缪子末态对低质量共振态的实验寻找	113
7.1 研究背景	113
7.2 数据和 MC 样本	113
7.3 事例筛选和区间划分	114
7.4 本底估计	116
7.4.1 SPS 本底	116
7.4.2 DPS 本底	117
7.4.3 Non-prompt 本底和其他本底	117
7.4.4 基准区间的分布	120
7.5 η_b 和 χ_{b0} 的 p_T 修正	120
7.6 系统误差	126
7.7 实验结果	128
7.7.1 底夸克偶素的寻找	128
7.7.2 新共振态的寻找	131
第 8 章 总结与展望	134
参考文献	136
附录 A 信号注入测试	144
附录 B 4μ 子分析的触发	150
致 谢	152
声 明	153
个人简历、在学期间完成的相关学术成果	154
指导教师学术评语	155

目 录

答辩委员会决议书.....	156
---------------	-----

符号和缩略语说明

ATLAS	超环面仪器 (A Toroidal LHC ApparatuS)
BDT	提升决策树 (Boosted Decision Tree)
CERN	欧洲核子研究中心 (European Organization for Nuclear Research)
CMS	紧凑缪子线圈 (Compact Muon Solenoid)
CR	控制区 (Control Region)
ECAL	电磁量能器 (Electroweak Calorimeter)
HCAL	强子量能器 (Hadron Calorimeter)
HL-LHC	高亮度大型强子对撞机 (High Luminosity LHC)
HLT	高级触发 (High Level Trigger)
LHC	大型强子对撞机 (Large Hadron Collider)
LHCb	LHC 底夸克实验 (Large Hadron Collider beauty)
MC	蒙特卡罗 (Monte Carlo)
MSSM	最小超对称模型 (Minimal Supersymmetric extended Standard Model)
NF	归一化因子 (Normalization Factor)
NP	冗余参数 (Nuisance Parameter)
PDF	部分子分布函数 (Parton Distribution Functions)
Pixel	像素探测器 (Pixel detector)
PLV	基于 BDT 方法的轻子孤立算法 (Prompt Lepton Veto)
QCD	量子色动力学 (Quantum Chromodynamics)
QED	量子电动力学 (Quantum Electrodynamics)
SCT	硅微条径迹探测器 (The SemiConductor Tracker)
SM	标准模型 (Standard Model)
SR	信号区 (Signal Region)
TRT	跃迁辐射径迹探测器 (Transition Ratiation Tracker)
VBF	矢量玻色子融合 (Vector Boson Fusion)
VH	矢量玻色子伴随产生 (Associated Production with Vector Boson)
VR	验证区 (Validation Region)
2HDM	双希格斯二重态模型 (Two Higgs Doublet Model)

第1章 引言

从原子的发现，再到夸克的发现，物理学家一直对“物质由什么组成”的问题抱以极大兴趣。粒子物理致力于研究微观世界中物质的结构、性质和相互作用的规律，从最基础或者说在最小尺度上回答这个问题。粒子物理的标准模型是目前该领域描述粒子之间相互作用性质的最基本、最成功的模型，它囊括三种基本相互作用以及目前已知的所有基本粒子。弱相互作用和电磁相互作用由电弱统一理论所描述，描述夸克和胶子动力学的强相互作用由量子色动力学所描述。

1964-1971 年，电弱统一理论发展起来。希格斯机制的引入，解释了为什么费米子和 W/Z 玻色子有质量，而光子和胶子没有质量的问题。2012 年，LHC 的 ATLAS 和 CMS 实验组宣布发现了标准模型的希格斯玻色子，完成了标准模型的最后一块拼图。但是目前仍然存在许多问题需要通过实验和理论研究来回答，如发现的 125GeV 的粒子真的是标准模型的希格斯玻色子吗？是否存在多个希格斯粒子？等。

虽然标准模型在理论上自洽，对实验结果的解释也非常成功，但是其本身仍存在不足。它无法解释中微子质量起源、宇宙中观测到的极大的正反物质不对称、暗物质是什么等问题。为了解释这些问题，很多新模型应运而生，其中有很多模型都包含一个以上的希格斯玻色子，如双希格斯二重态模型 (2HDM)、最小超对称扩展模型 (MSSM)、左右手对称模型等。在这些模型中，质量最小的希格斯玻色子的各种性质和标准模型希格斯玻色子极为相似，大质量希格斯玻色子通常在几百 GeV 到几个 TeV 的量级，处于 LHC 可探测到的能量范围内。重希格斯玻色子的寻找不仅能够验证标准模型，还能帮助我们更好地理解宇宙。但是根据各个模型逐一寻找是不那么高效的，有必要提出与模型无关的重希格斯玻色子的寻找方案。如果重希格斯玻色子与标准模型粒子可以同时有四维算符相互作用和六维有效算符相互作用，六维算符的引入能够显著提升重希格斯玻色子的动量，从而更好地区分重希格斯玻色子和标准模型本底。作者首先对与模型无关的具有六维有效算符的重希格斯玻色子进行唯象研究，然后以唯象研究为基础，利用 Run2 期间 ATLAS 采集的数据寻找重希格斯玻色子。

1972-1974 年，量子色动力学发展起来。夸克模型在实验上取得了一定的成功，各种奇异强子陆续被发现。但是实验上对全重夸克的四夸克态 ($T_{qq\bar{q}\bar{q}}$, $q = c$ 或 b) 的研究还没有很充分。2020 年，LHCb 宣布在 $J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 末态发现了质量为 6.9 GeV 的新共振态，并认为这可能是一个具有 $cc\bar{c}\bar{c}$ 结构的四夸克态。但是，这到底

是一个分子束缚态还是束缚四夸克态,目前还不清楚。所以来自其他实验,如 CMS 和 ATLAS, 的相关研究对于确定是否存在这个四夸克态和这个四夸克态的具体结构是非常有必要的。同时,要求末态有 4 个 μ 子可以极大抑制强子本底,是研究底夸克偶素稀有衰变的黄金道。这便是作者的第二个工作 – 在 ATLAS 探测器上于 4μ 子末态寻找低质量共振态。

本文具体的结构安排为:第 2 章介绍标准模型中的基本粒子和基本相互作用,简单描述了标准模型的不足和几种新物理模型。第 3 章介绍了 LHC 的构成和 ATLAS 探测器构成。第 4 章描述研究所用到的物理对象的重建和鉴别方法。第 5 章详细介绍与模型无关的重希格斯玻色子的唯象研究,包括考虑的六维算符、感兴趣的末态、信号区的划分、排除区间的确立等。第 6 章详细介绍利用 ATLAS 数据寻找与模型无关的重希格斯玻色子的实验分析,从分析策略,到本底估计和验证,再到利用统计分析得到实验结果。第 7 章详细介绍在 ATLAS 探测器上寻找低质量共振态的实验分析,包括优化事例筛选、本底估计、系统误差等。第 8 章是总结与展望。

第2章 粒子物理的标准模型和新物理模型

粒子物理学是物理学的一个分支学科，以物质的基本结构和基本相互作用为研究对象，理论基础是量子场论。自然界有四种基本相互作用：弱相互作用、电磁相互作用、强相互作用和引力相互作用。粒子物理学的标准模型 (Standard Model, SM) 是描述除引力外的三种基本相互作用以及基本粒子的理论。目前，几乎所有的实验结果都在标准模型的预测之内，但是标准模型仍存在一些不足，比如没有包含引力相互作用，也没有解释暗物质从何而来和中微子质量起源等问题。为了解决这些问题，理论学家们提出了各种新物理模型。本章 2.1 节将介绍粒子物理的标准模型，以及相应的基本相互作用。2.2 节将简要介绍超出标准模型的新物理模型 (Beyond Standard Models, BSM)。

2.1 粒子物理标准模型

标准模型^[1-2]是结合强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用的复杂理论，同时也包含了所有已经发现的基本粒子。它的规范群是 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ，三种对称群分别对应三种相互作用。它于 20 世纪后半期发展起来，从 1954 年杨振宁和罗伯特·米尔斯提出非阿贝尔规范理论解释强相互作用^[3]，到 1961 年谢尔登·格拉肖统一了电磁相互作用和弱相互作用，提出电弱理论^[4-5]，1967 年史蒂文·温伯格和阿卜杜勒·萨拉姆将希格斯机制引入电弱理论^[6-8]，再到 20 世纪 70 年代中期由于实验上证实了强子由夸克组成^[9-10]而使得强相互作用^[11-12]快速发展。随后，实验又发现了 W 和 Z 玻色子（1983 年），顶夸克（1995 年）和 τ 子中微子（2000 年）。2012 年 7 月，欧洲核子研究中心 (CERN) 的 ATLAS 实验组和 CMS 实验组发现了一种质量在 125 GeV 附近的新玻色子^[13-14]。通过进一步的实验测量，证实了这个新玻色子就是标准模型预言的希格斯玻色子。至此，标准模型预言的所有基本粒子皆已被实验发现。标准模型取得了巨大成功。

2.1.1 基本粒子

物质由原子组成，原子由原子核和电子组成。原子核又由质子和中子构成，质子和中子统称为核子。电子和核子以光子为传播媒介通过电磁相互作用结合在一起。质子和中子又由夸克组成。像电子、光子、夸克这种不可再分的粒子称为基本粒子。基本粒子按照自旋和统计性质分为：费米子和玻色子。自旋为整数 (0, 1, 2...) 的粒子是玻色子，遵循玻色-爱因斯坦统计。自旋为半整数 (1/2, 3/2, 5/2...) 的

粒子是费米子，遵循费米-狄拉克统计。每个基本粒子都有一个相应的反粒子，它们所带的色荷和电荷相反，但是自旋和质量相同。

2.1.1.1 费米子

标准模型有 24 种自旋为 $1/2$ 的费米子，包含六种（按照味道来分）夸克 (quark) 及其反夸克，六种轻子 (lepton) 及其反轻子。夸克和轻子都可以分为三代，同一代粒子的物理性质相似。每一代粒子质量都比前一代粒子质量大，因此第一代粒子质量最小。表 2.1 总结了 6 种夸克和 6 种轻子的分类情况和相应的符号。

表 2.1 三代夸克和轻子及其相应的符号，符号右上角表示所带电荷。

轻子					
第一代		第二代		第三代	
名称	符号	名称	符号	名称	符号
电子	e^-	μ 子	μ^-	τ 子	τ^-
电子中微子	ν_e	μ 子中微子	ν_μ	τ 子中微子	ν_τ
夸克					
上夸克	u	粲夸克	c	顶夸克	t
下夸克	d	奇夸克	s	底夸克	b

夸克既带电荷又带色荷，所以它们既参与电弱相互作用又参与强相互作用。最重的夸克是顶夸克，质量为 172 GeV ，也是目前所知的质量估计最精确的夸克。由于色禁闭的作用，自然界不存在单个夸克，但是夸克可以组成色单态的强子 (hadron)。由一个正夸克和一个反夸克组成的强子称为介子 (meson)，由三个夸克组成的强子称为重子 (baryon)。质子和中子是最轻的重子。

轻子不带色荷。有三种轻子只带电荷，电荷为 -1 ，按照质量从小到大排序分别为：电子、 μ 子和 τ 子，相对应的质量为： 0.511 MeV 、 105.7 MeV 和 1.78 GeV 。另外三种轻子不带电，质量非常轻，分别为：电子中微子、 μ 子中微子和 τ 子中微子。它们是唯一既不带电荷也不带色荷的基本费米子，这使得它们几乎不与物质发生相互作用，很难在实验室被探测到。

2.1.1.2 规范玻色子

在标准模型中每一种基本相互作用都有相应的用于传递相互作用的媒介粒子，称为规范玻色子。规范玻色子有四种，分别为：胶子 (gluon)、光子 (photon)、 W 玻色子和 Z 玻色子，自旋都为 1。

胶子带色荷，传递强相互作用。胶子可以和夸克一起形成强子，也可以与质

子和中子一起形成原子核。光子无质量，用于传递电磁相互作用。

Z 玻色子不带电，反粒子是它本身，记为 Z^0 ，质量在 91 GeV 附近。 W 玻色子带电，正反两粒子分别记为 W^- 和 W^+ ，质量在 80 GeV 附近。因此，传递弱相互作用的弱规范粒子有三种： W^- 、 W^+ 和 Z^0 。三种粒子的寿命都很短，大概是 10^{-24} s。

W 玻色子能够转换电荷和夸克的味，以它为媒介的相互作用称为带电流相互作用，如图 2.1 所示的 β^- 衰变。

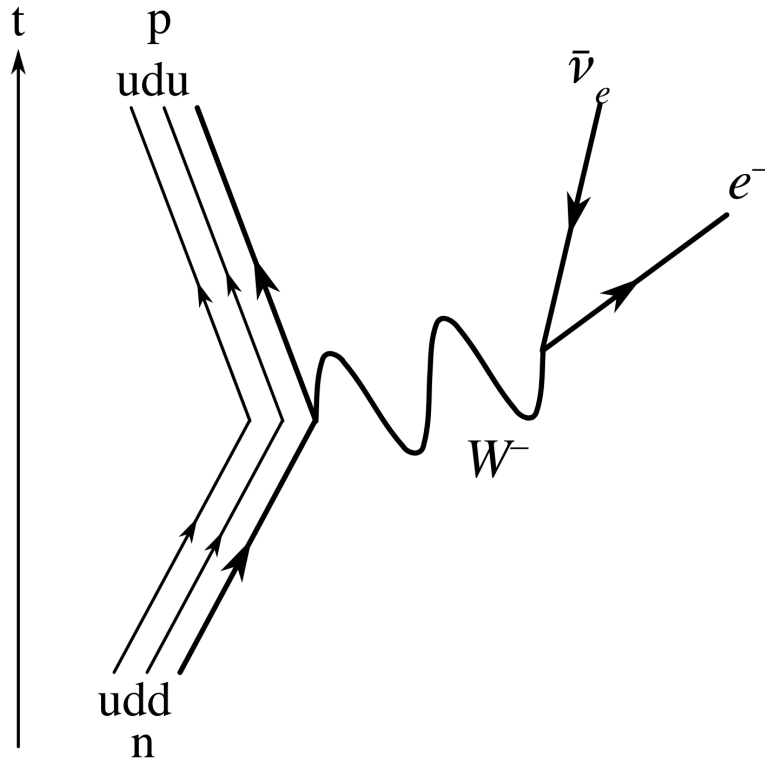


图 2.1 β^- 衰变的费米图。一个下夸克通过发射一个 W^- 转化成一个上夸克。

Z 玻色子不能改变夸克味，但是可以改变粒子的动量、自旋和能量，以它为媒介的相互作用为中性流相互作用。在中性流相互作用中，一个夸克或者一个轻子发射或吸收一个 Z 玻色子。

2.1.1.3 希格斯玻色子

希格斯玻色子是标准模型中唯一一个自旋为 0 的标量粒子，它与标准模型粒子发生相互作用，并通过希格斯机制赋予它们质量。在 LHC 中，希格斯玻色子主要有三种产生道：胶子-胶子融合 (gluon-gluon fusion, ggF)，矢量玻色子融合 (vector-boson fusion, VBF) 和矢量玻色子伴随产生 (associated production with vector boson, VH)。图 2.2 展示了三种产生道的费曼图。

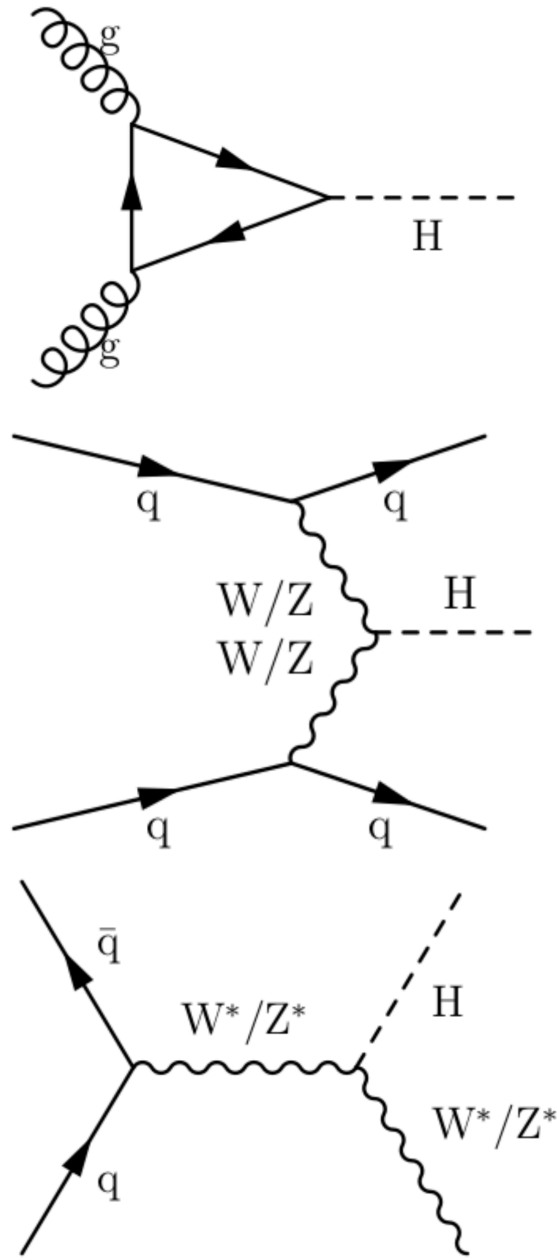


图 2.2 ggF (上)、 VBF (中) 和 VH (下) 三种希格斯玻色子产生道的费曼图

2.1.2 相互作用

标准模型是 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范场论，包含量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 和电弱规范理论 (ElectroWeak gauge theory, EW)。

2.1.2.1 量子色动力学

量子色动力学是描述夸克和胶子间强相互作用的规范场论，是标准模型的 $SU(3)_C$ 部分。量子色动力学的拉氏量为：

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_Q \bar{Q}(i\gamma^\mu D_\mu - m_Q)Q - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}, \quad Q = d, u, s, c, b, t \quad a = 1 \dots 8 \quad (2.1)$$

其中 Q 为夸克场，夸克的色指标没有在这标明。 $D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu^a t^a$ 是协变导数， g_s 是强相互作用的耦合常数， G_μ^a 是规范玻色子场-胶子场， $t^a = \lambda^a/2$ 为 $SU(3)_C$ 基础表示的生成元。矩阵 λ^a 是 8 个盖尔曼矩阵：

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2)$$

矩阵满足对易关系：

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2}\right] = if^{abc} \frac{\lambda^c}{2} \quad (2.3)$$

其中 f^{abc} 是 $SU(3)_C$ 对称群的结构常数，对 3 个指标全反对称。

$G_{\mu\nu}^a$ 是场强张量，记为：

$$G_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.4)$$

2.1.2.2 电弱规范理论

电弱规范理论是描述标准模型中电弱相互作用的规范理论，基于 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范群。 $SU(2)_L$ 和 $U(1)_Y$ 的生成元分别为同位旋 T^a 和弱超荷 Y ，满足盖尔曼-西岛关系：

$$Q = T^3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.5)$$

其中 Q 为电荷。 $SU(2)_L$ 和 $U(1)_Y$ 的规范玻色子分别为 W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) 和 B_μ ，自旋为 1，相应的规范耦合常数分别为 g 和 g' 。

在电弱规范对称性破缺之前，规范玻色子质量为 0，自旋只能有两个独立分量：1 和 -1。对于费米子，由于质量为 0，左手旋量场和右手旋量场互相独立。由于 W_μ 只作用在左手旋量场上，费米子的左右手态量子数不同，左手态是 $SU(2)_L$ 的二重态，右手态则是 $SU(2)_L$ 的单态。

在对称性自发破缺之后， W_μ^3 和 B_μ 混合得到 A_μ 和 Z_μ ， W_μ^1 和 W_μ^2 混合得到 $W_\mu^\pm$ ：

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.6)$$

$$W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (2.7)$$

其中 θ_W 为弱混合角，也称温伯格角。 A_μ 、 Z_μ 和 $W_\mu^\pm$ 分别对应于光子、 Z^0 和 $W^\pm$ 玻色子。

为了使规范玻色子和费米子获得质量，引入了希格斯标量场。这是一个复数二重态，超荷 $Y = 1$ ：

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

希格斯场相应的规范不变拉氏量为：

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V_H(\Phi), \quad V_H(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.9)$$

其中 $D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T^a - i\frac{1}{2}g'B_\mu$ ， $T^a = \sigma^a/2$ 。 $V_H(\Phi)$ 是希格斯场的势能项。

希格斯场的真空期望值可取为：

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v \approx 246 \text{ GeV} \quad (2.10)$$

当获得真空期望值后，电弱规范对称性自发破缺，希格斯场在么正 (unitary) 规范下可以取为如下形式：

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

其中 $H(x)$ 为沿着 ϕ^0 实轴扰动的实标量场。式 (2.9) 化为：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2}(\partial^\mu H)(\partial_\mu H) + m_W^2 W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \\ &+ \frac{2m_W^2}{v} H W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{m_Z^2}{v} H Z_\mu Z^\mu \\ &+ \frac{m_W^2}{v^2} H^2 W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{m_Z^2}{2v^2} H^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$+ \frac{1}{4}\mu^2 v^2 - \frac{1}{2}m_H^2 H^2 - \frac{m_H^2}{2v} H^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} H^4$$

其中 H 对应于希格斯玻色子, 质量为 $m_H \equiv \sqrt{2}\mu = \sqrt{\lambda}v$ 。 m_Z 和 m_W 分别为 Z^0 和 $W^\pm$ 玻色子的质量:

$$\begin{aligned} m_W &\equiv \frac{1}{2}g v \\ m_Z &\equiv \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} v \end{aligned} \quad (2.13)$$

希格斯玻色子与费米子能够发生汤川相互作用 (Yukawa interaction):

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\tilde{y}_d^{ij} \bar{Q}_{iL} d'_{jR} \Phi - y_u d_i \bar{Q}_{iL} u_{iR} \tilde{\Phi} - y_{\ell_i} \bar{L}_{iL} \ell_{iR} \Phi + h.c., \quad \tilde{\Phi} \equiv i\sigma^2 \Phi^* \quad (2.14)$$

对称破缺后费米子获得质量。上类夸克、下类夸克和带电轻子的质量分别为 $m_{ui} = y_{ui}v/\sqrt{2}$ 、 $m_{di} = y_{di}v/\sqrt{2}$ 和 $m_{\ell i} = y_{\ell i}v/\sqrt{2}$ 。

2.2 新物理模型

标准模型预言了希格斯玻色子的存在, 解释了大部分实验观测到的结果, 取得了巨大成功。但是标准模型还存在一些缺陷和不足, 它只包含强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用, 与我们日常生活联系最紧密的引力相互作用并没有被包含。标准模型的中微子没有质量, 但是中微子振荡实验证实中微子是有质量的, 并且中微子的质量非常小。除此之外, 标准模型不能解释暗物质和暗能量的问题。但是超新星和宇宙微波背景的观测结果都表明暗能量和暗物质的存在。在现有的宇宙模型中, 暗能量占宇宙总能量的 68%, 暗物质占 27%, 而我们已知的物质只占 5%。

对于这已知的 5% 的物质, 标准模型也不能解释观测到的大量的正反物质不对称的问题。在标准模型中, 只有弱相互作用能够导致 CP 不守恒, 但是标准模型的 CP 破坏效应并不足以解释大量的正反物质不对称现象。因此我们需要额外的 CP 破坏的起源。很多扩展标准模型的新物理模型都可以提供额外的 CP 破坏源, 如双希格斯二重态模型 (Two Higgs Doublet Model, 2HDM)^[15] 和最小超对称模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM)^[16]。这些新物理模型大多包含一个以上的希格斯玻色子。如 2HDM 把希格斯部分扩展为两个二重态, 包含五种标量粒子:

1. 偶 CP 态的中性希格斯玻色子 h 和 H , H 比 h 更重。
2. 奇 CP 态的赝标量粒子 A 和两个带电的希格斯玻色子 $H^\pm$ 。

理论学家们提出新物理模型以解释实验上观测到的与标准模型不符的现象。

而实验学家们为了寻找新物理或者验证标准模型，以这些新物理模型为依托，寻找新粒子或者粒子不同于标准模型的性质。

第 3 章 大型强子对撞机和 ATLAS 探测器

物理学是一门以实验为基础的学科。探测粒子和测量粒子性质的能力直接影响我们理解自然界基本法则的进程。LHC 是目前世界上最大的粒子对撞机，为实验家们提供大量用于寻找粒子和测量粒子性质的数据。本章 3.1 节将介绍 LHC 的概况，3.2 节将会具体介绍 LHC 上 ATLAS 探测器的组成。

3.1 大型强子对撞机

欧洲核子研究中心 (CERN) 成立于 1954 年，坐落于瑞士日内瓦的西北部，拥有世界上最大的粒子物理实验室。目前，CERN 上仍在运行的加速器和减速器有：

1. 直线加速器 Linac3：产生低能粒子，把离子注入低能离子环。
2. 质子同步加速器 Booster：在粒子被注入其他加速器前提高粒子能量。
3. 低能离子环 (LEIR)：加速来自 Linac3 的离子。
4. 质子同步加速器 (PS)：CERN 的第一个同步加速器，建于 1954 年，可以把质子束流能量提高到 25 GeV。
5. 超级质子同步加速器 (SPS)：直径 2 千米的环形加速器，增加束流能量至 450 GeV，并把束流注入 LHC。
6. 在线同位素质量分离器 (ISOLDE)：用于研究不稳定核子，产生放射离子束流。
7. 反质子减速器 (AD)：减小反质子的速度，用于寻找反物质。

LHC 是目前世界上最大并且能量最高的粒子加速对撞机^[17]，位于 CERN 地下 100 米深的隧道内，隧道周长 27 千米。它于 1998 年开始建造，直到 2008 年才完工投入使用。粒子束流依次经过直线加速器、PS 和 SPS 加速后，被分成两个束流，反向注入 LHC 大环内。2009 年 11 月，LHC 成功地对撞了两个能量为 3.5 TeV 的质子束流，实现了 7TeV 的质心系能量。随后，在 2012 年 3 月，质心系能量被提高到了 8TeV。2009 年到 2013 年期间的取数称为 Run1。在 Run1 之后，LHC 为升级对撞机停机两年。升级后的 LHC 把质心系能量提高到 13TeV，每 25 ns 就有一次束流对撞发生。2015-2018 年为第二次取数，称为 Run2。之后，LHC 停机三年，进一步提高质心系能量，并且升级探测器，预计于 2022 年五月开始 Run3 取数。

LHC 上主要有四个探测器：ATLAS^[18]、CMS^[19]、LHCb^[20]和 ALICE^[21]。ATLAS 和 CMS 是两个最大的通用探测器，目标是寻找希格斯玻色子和超出标准模型的新物理。LHCb 主要用于研究与底夸克有关的物理，测量 CP 破坏。ALICE 则用

于研究重离子碰撞的产物，如夸克胶子等离子体。除了上述四个主要实验外，LHC 上还有一些小实验，比如 MoEDAL^[22]，TOTEM^[23]和 FASER^[24]等。

本文所描述的物理分析都是利用 ATLAS 于 Run2 期间采集到的适用于物理分析的数据，总积分亮度为 139 fb^{-1} 。

3.2 ATLAS 探测器

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 探测器^[18,25-26]是 LHC 上主要探测器之一，被用于多种物理目标，从寻找标准模型希格斯玻色子到额外维，再到寻找暗物质。ATLAS 探测器是世界上体积最大的探测器，呈圆筒形，长 44 米，直径 25 米，重达 7000 吨。

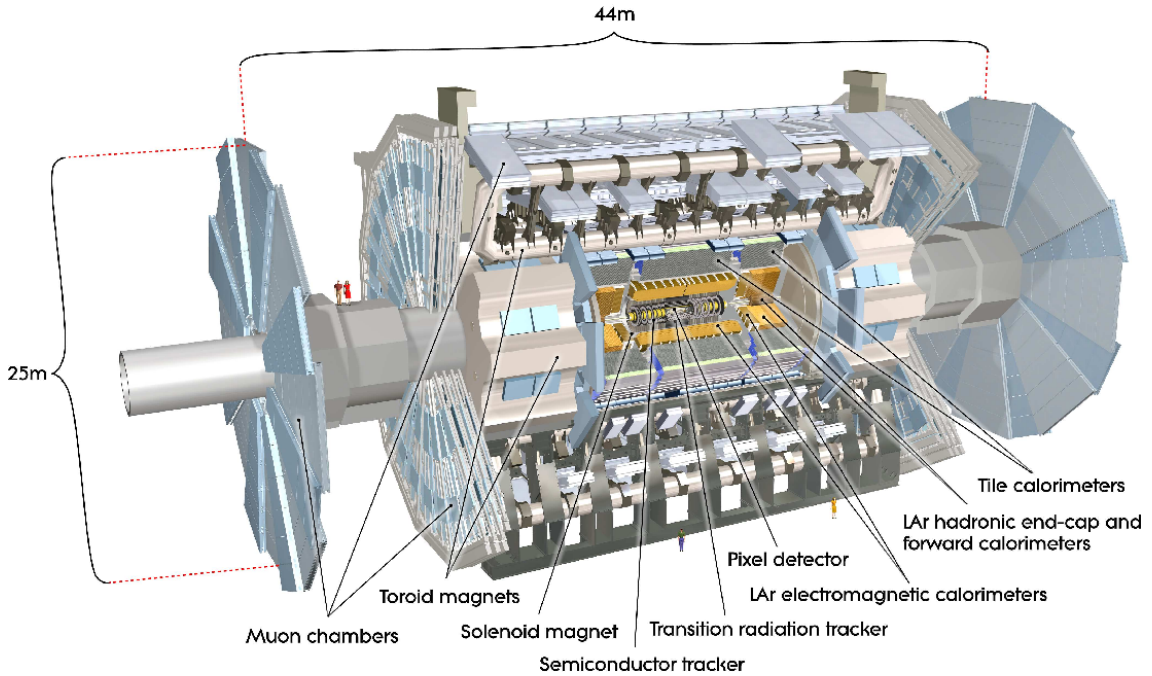


图 3.1 ATLAS 探测器截面图^[18]。

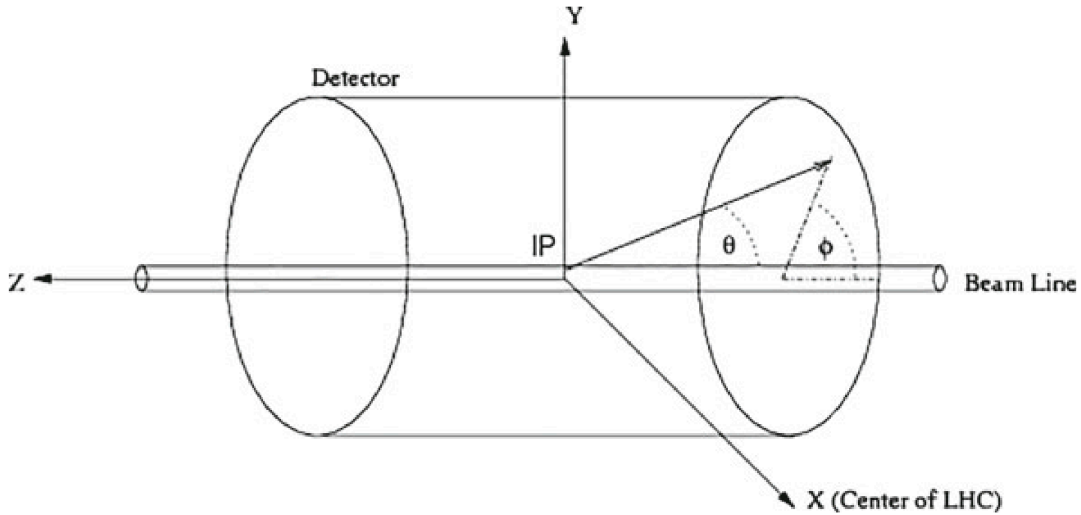
图 3.1 展示了 ATLAS 探测器的截面图，从内到外包含五种子探测器：内部探测器 (Inner Detector, ID)、电磁量能器 (electromagnetic (EM) Calorimeter, ECal)、强子量能器 (Hadronic Calorimeter, HCal)、 μ 子谱仪 (Muon Spectrometer, MS) 和前向探测器 (Forward Detectors, FD)。表 3.1 总结了各个子探测器的分辨率和涵盖范围，可以看到内部探测器分辨率最优，但是只覆盖 $|\eta| < 2.5$ 的范围。量能器覆盖范围比较广，但是分辨率不高。下面将具体介绍 ATLAS 坐标系和各个子探测器的结构。

表 3.1 ATLAS 各个子探测器的性能目标：分辨率和涵盖范围^[18]。

子探测器	分辨率	涵盖的 η 范围	
		测量	触发
ID	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	—
ECal	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
HCal (barrel and end-cap)	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
HCal (forward)	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
MS	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1 \text{ TeV}$	± 2.7	± 2.4

3.2.1 ATLAS 坐标系

ATLAS 坐标系是以相互作用点为原点的右手坐标系。如图 3.2 所示，束流方向为 z 轴方向，相互作用点到 LHC 圆环中心的方向为正 x 轴，相互作用点到地面的方向为正 y 轴。 x - y 平面称为横截平面，使用柱坐标 (r, ϕ) ， ϕ 是沿着 z 轴的方位角。赝快度用极角 θ 定义： $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ 。对于有质量的物理对象，快度定义为 $y = 0.5 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ 。横动量 p_T ，横向能量 E_T 和丢失横动量 E_T^{miss} 是相应物理量在 x - y 平面的分量。物理分析中常常使用角距离 (ΔR) 定义两个物理对象的间距： $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ 。


 图 3.2 ATLAS 坐标系示意图^[27]。

3.2.2 内部探测器

在 $|\eta| < 2.5$ 范围内，ATLAS 的束流对撞点每 25 纳秒产生大约 1000 个粒子，这导致探测器中的径迹密度非常高。为了达到测量目标物理过程所需的动量和能

量分辨率，ATLAS 安装了内部探测器来精确测量带电粒子的径迹和动量。内部探测器处于由中心螺线管产生的 2T 的磁场中，因此带电粒子在内部探测器内的径迹是弯曲的。由于带电粒子与内部探测器材料的相互作用，当粒子通过内部探测器时，会留下一系列撞击点 (hit)。ATLAS 的软件可以通过这些 hit 重建径迹，粒子动量可以通过径迹的曲率和磁场大小得到。图 3.3 是内部探测器的剖面图，内部探测器由三部分组成，从内到外分别是：像素探测器 (Pixel Detectors, Pixel)、硅微条径迹探测器 (SemiConductor Tracker, SCT) 和跃迁辐射径迹探测器 (Transition Radiation Tracker, TRT)。

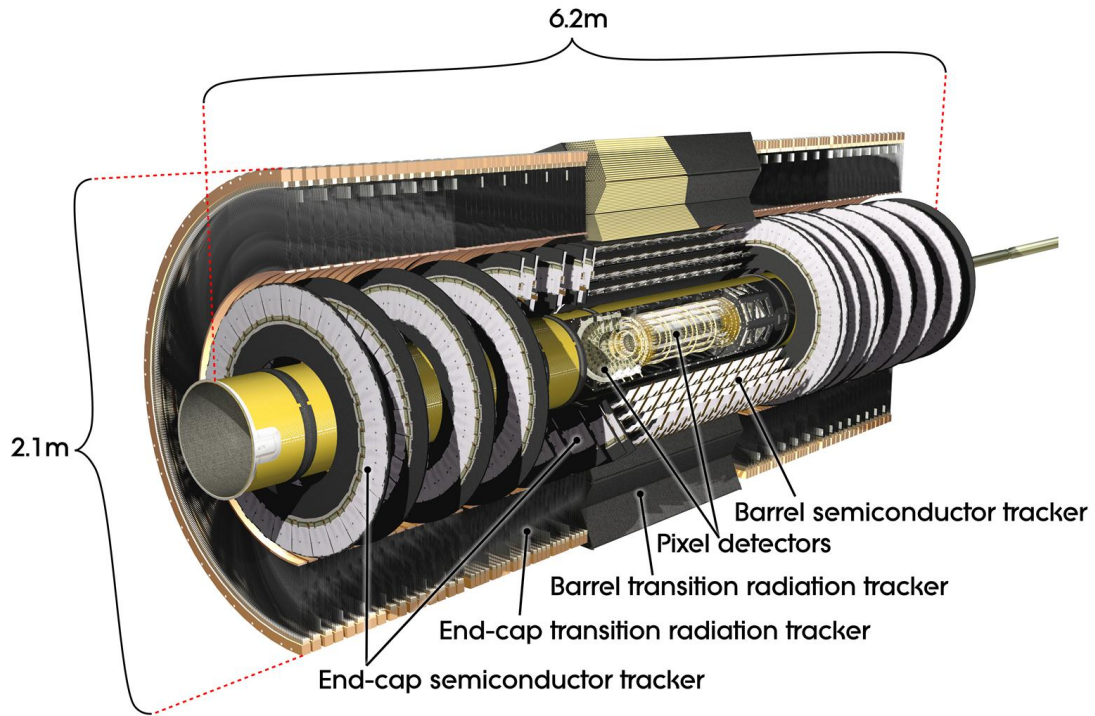


图 3.3 ATLAS 内部探测器的剖面图。

Pixel 有三层，每层都由很多像素传感器构成。像素传感器的最小尺寸是 $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ ($R-\phi \times z$)，固有分辨率是 $10 \mu\text{m}$ ($R-\phi$) 和 $115 \mu\text{m}$ (z)。Pixel 大概有 8 千万个读出通道。SCT 在 Pixel 外层，呈现条状，分辨率是 $17 \mu\text{m}$ ($R-\phi$) 和 $580 \mu\text{m}$ (z)，大概有 6 百万个读出通道。TRT 由直径为 4mm 的漂移管 (drift) 组成，只提供 $R-\phi$ 平面的信息，分辨率是 $130 \mu\text{m}$ ，大概有 35 万个读出通道。

3.2.3 量能器

图 3.4 是 ATLAS 量能器的剖面图。这些量能器涵盖 $|\eta| < 4.9$ 的范围，考虑了不同物理过程的探测要求和不同区域的辐射环境。根据物质与探测器发生反应的类型，量能器分为电磁量能器和强子量能器。

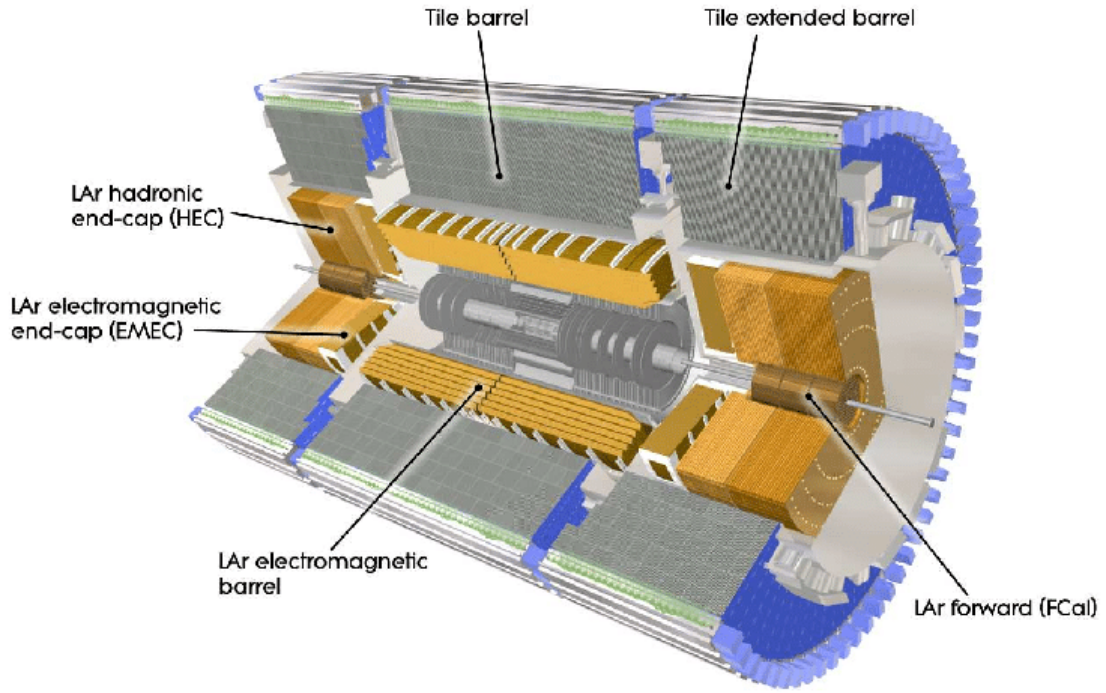


图 3.4 ATLAS 电磁量能器和强子量能器的剖面图。

3.2.3.1 电磁量能器

电磁量能器把铅和液氩作为吸收材料，通过电磁相互作用吸收电子和光子，产生用于重建物理对象的电信号。它由一个桶部 ($|\eta| < 1.475$) 和两个端盖 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) 组成。桶部长 6.4 m，厚 53 cm。在 $z = 0$ mm 处，桶部由两个一样的半桶组成，两个半桶间隔非常小 (4 mm)。端盖厚度为 63 cm，半径是 2.1 m。每一个端盖被分成两个共轴的轮子，外部轮子包含 $1.375 < |\eta| < 2.5$ 的范围，内部轮子包含 $2.5 < |\eta| < 3.2$ 的范围。在 $|\eta| < 1.8$ 区间，有一个前置采样器 (presampler)，用于修正光子和电子的能量损失。前置采样器由液氩层组成。液氩层在桶部有 1.1 cm 厚，在端盖有 0.5 cm 厚。

3.2.3.2 强子量能器

强子量能器可以吸收强子，并测量其能量，由三部分组成：

1. 瓦片量能器 (Tile calorimeter)：用铁作为吸收材料，用闪烁体作为活性材料，由一个桶部 ($|\eta| < 1.0$) 和两个扩展桶部 ($0.8 < |\eta| < 1.7$) 组成。它内径 2.28 m，外径 4.25 m，包裹在桶部电磁量能器外围。
2. 液氩端盖量能器 (LAr hadronic end-cap calorimeter)：紧挨着端盖电磁量能器，涵盖 $1.5 < |\eta| < 3.2$ 范围。用铜作为吸收材料，液氩作为活性材料。
3. 前向量能器 (Forward calorimeter)：涵盖 $3.1 < |\eta| < 4.9$ 范围，除了能扩展量

能器的范围，还能减少 μ 子谱仪的辐射本底水平。它由三个模块组成：第一个由铜构成，用于电磁测量；第二个和第三个由钨构成，用于测量强相互作用的能量。

3.2.4 μ 子谱仪

μ 子谱仪被放置在 ATLAS 探测器最外围，涵盖 $|\eta| < 2.7$ 范围，基于 μ 子在磁场中的偏移和高精度的径迹室测量 μ 子。图 3.5 是 μ 子谱仪的剖面图，可以看到它由环形磁铁和四种漂移室组成。

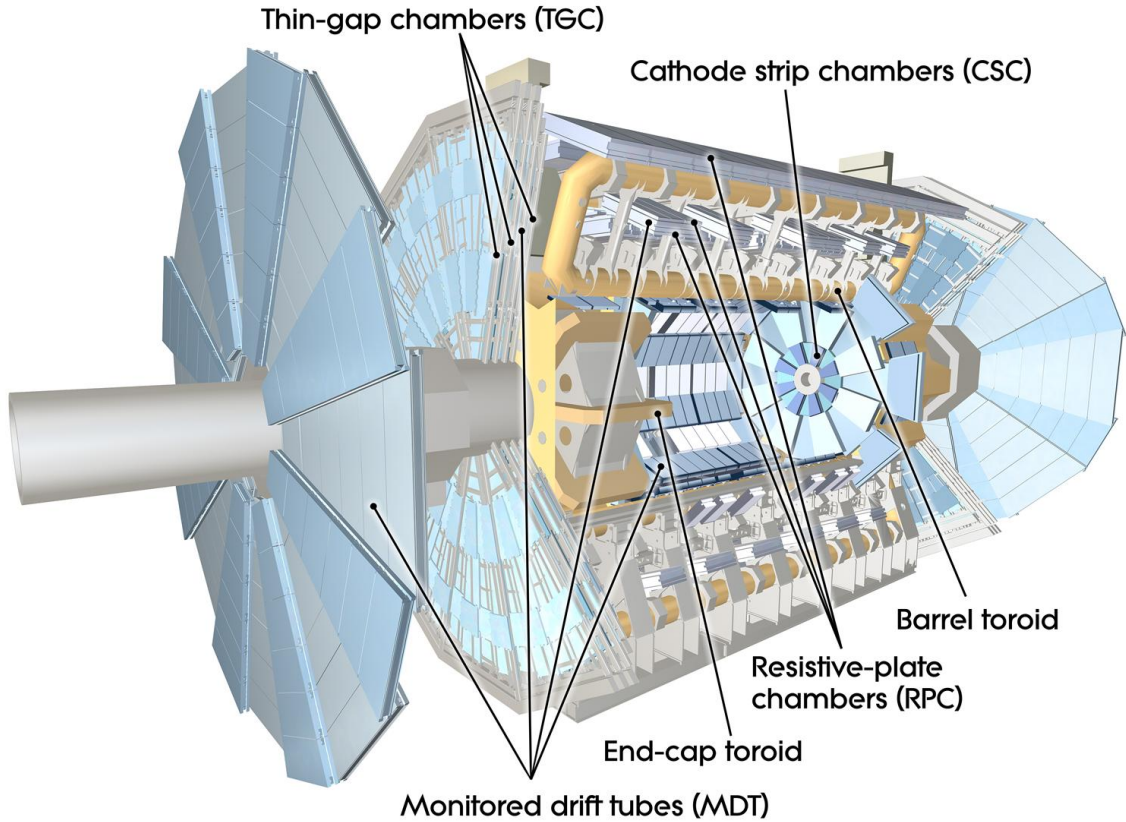


图 3.5 ATLAS μ 子谱仪系统的剖面图。

μ 子谱仪的磁场由大型超导环形磁铁提供。环形磁铁分为桶部环形磁铁和端盖环形磁铁，分别为 μ 子谱仪提供 0.5 T 和 1 T 的磁场。

四种 μ 子径迹室分别为：漂移管径迹室 (Monitored Drift Tubes, MDT)、阴极丝径迹室 (Cathode Strip Chambers, CSC)、电阻板径迹室 (Resistive Plate Chambers, RPC) 和薄隙径迹室 (Thin Gap Chambers, TGC)。MDT 涵盖范围最广 ($|\eta| < 2.7$)，提供径迹坐标的精确测量。CSC 也提供径迹坐标的精确测量，但是只涵盖 $2.0 < |\eta| < 2.7$ 范围。RPC 和 TGC 为触发室，分别用于 $|\eta| < 1.05$ 和 $1.05 < |\eta| < 2.7$ 区域。两个触发室用于提供束流对撞 (bunch-crossing) 的鉴别， p_T 阈值的良好定义和测量 μ

子在非弯曲方向的坐标。

3.2.5 前向探测器

ATLAS 的前方区域放置了四种小型探测器^[28-29]。如图 3.6 所示, 四种探测器按照离原点由近到远分别为: 切伦科夫亮度探测器 (The Luminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector, LUCID)、零级探测器 (The ZeroDegree Calorimeter, ZDC)、前向质子探测器 (ATLAS Forward Proton Detector, AFP) 和绝对亮度探测器 (The Absolute Luminosity For ATLAS, ALFA)。

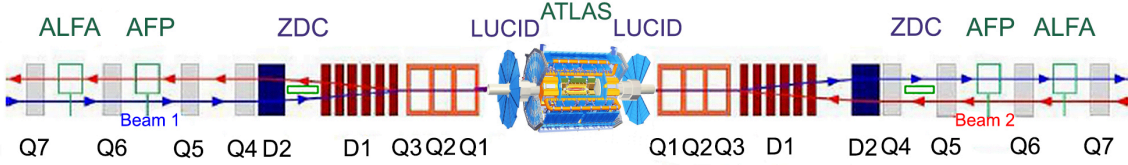


图 3.6 ATLAS 前向探测器示意图^[30]。

LUCID 和 ALFA 主要用于测量亮度, 分别位于距离原点 $\pm 17\text{ m}$ 和 $\pm 240\text{ m}$ 处。LUCID 是 ATLAS 上第一个专门用于监控在线亮度的探测器, 它探测前向区域的质子-质子非弹性散射。ALFA 由闪烁体光纤组成, 通过小角度内的弹性散射得到绝对亮度。ZDC 位于 $\pm 140\text{ m}$ 处, 可以测量 $|\eta| \geq 8.2$ 区域的中性粒子, 对重离子对撞中心的确定起着关键作用。AFP 位于 $\pm 210\text{ m}$ 处, 用于测量质子衍射过程。

3.2.6 触发和数据获取系统

触发和数据获取系统^[31-32]用于在线挑选和储存事例, 是 ATLAS 实验的重要组成部分, 保证它的成功运行对物理分析来说至关重要。在 Run2 阶段, 由于瞬时亮度相比 Run1 阶段显著提升, 并且由于更高的质心系能量, 事例率也有显著提升, 使得 ATLAS 必须升级触发系统以减小束流对撞率至 1kHz。升级后的触发系统通过两个阶段挑选事例, 分别是: 基于硬件的一级触发 (First Level Trigger, L1) 和基于软件的高级触发 (High Level Trigger, HLT)。L1 把删减后的来自量能器和 μ 子谱仪的电子学信号作为输入来判断是否保留这个事例, 是通过事例层次的变量 (如: 能量)、高于阈值的物理对象的多样性 (如: μ 子的 p_T) 和一些拓扑条件 (如: 不变质量和角间距) 来挑选事例的。L1 在 $2.5\mu\text{s}$ 内把束流对撞率从 40 MHz 减小到探测器的最大读出率 100 kHz。接下来, HLT 利用所有探测器的信息来构建物理对象 (电子、光子、 τ 子、喷注、 μ 子和丢失横动量), 在 $200\mu\text{s}$ 内把束流对撞率进一步降低到 1 kHz。

3.2.7 底层事例和堆积事例

不是来自初始硬散射的事例都称为底层事例 (underlying event)^[33]。底层事例一般具有较低动量。正确模拟底层事例是理解高动量物理的重要条件。目前, 由于缺少对 LHC 能量下部分子分布函数 (Parton Density Function, PDF)、初态辐射、末态辐射和多个部分子相互作用 (Multi-Partonic Interactions, MPI) 的理解, LHC 上底层事例的模拟存在很大误差。

在 ATLAS 的质子束流对撞中, 可能存在发生多个质子-质子碰撞的情况。除感兴趣的碰撞外, 其余的质子-质子对撞称为堆积事例 (pile-up)^[34]。图 3.7 是 Run-2 期间 ATLAS 记录的每个束流对撞中发生的质子-质子相互作用的平均数的分布图。堆积事例可以分为同时堆积事例 (In-time pile-up) 和不同时堆积事例 (Out-of-time pile-up)。同时堆积事例是指发生在同一个束流对撞中的 pile-up。不同时堆积事例指在目标束流对撞之前或者之后发生的 pile-up, 如果它的集成电子信号时间超过 25 ns, 则会影响目标束流对撞的信号。

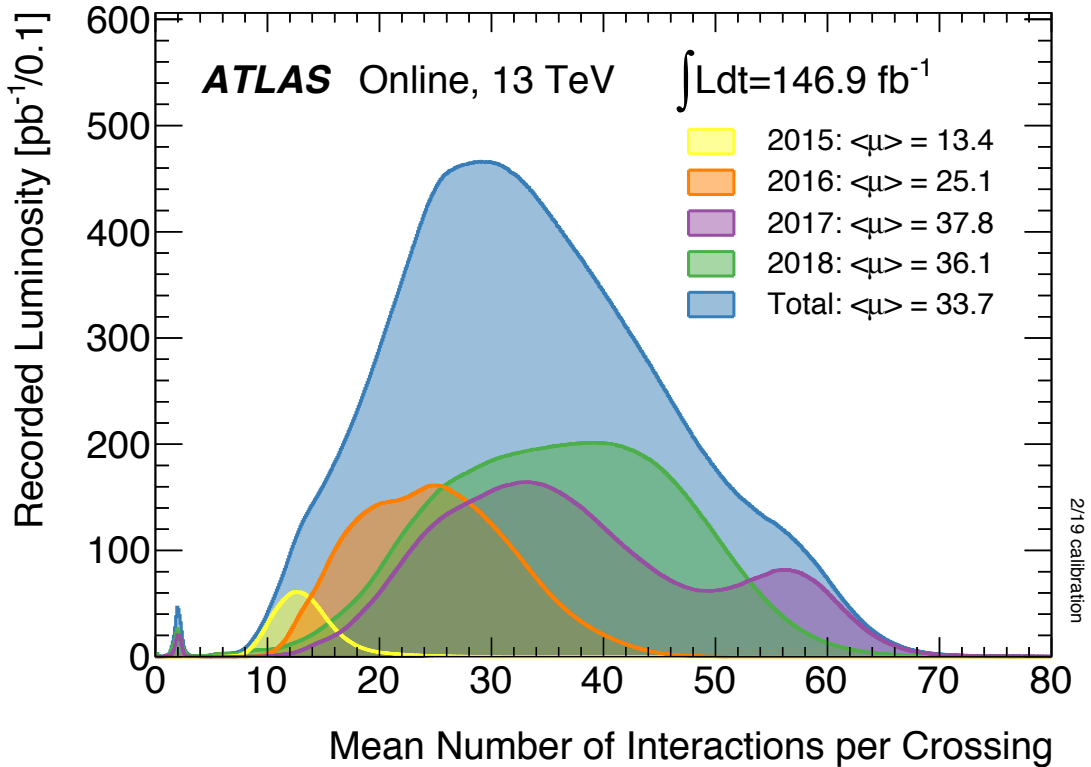


图 3.7 Run2 期间 ATLAS 记录的每个束流对撞中发生的质子-质子相互作用的平均数^[35]。

第4章 ATLAS 上物理对象的重建和鉴别

ATLAS 探测器采集到的数据是由对撞产生的粒子与探测器材料相互作用产生的电子学信号。这些电子学信号需要经过一系列操作和处理被重建成各种物理对象，比如电子、光子、喷注等，然后运用到物理分析上。内部探测器的电子学信号可以用来重建带电粒子的径迹，并且得到动量信息。电磁量能器和强子量能器可以用来重建电子、光子和强子的能量。结合 μ 子探测器和内部探测器， μ 子得以重建。ATLAS 还开发了一系列鉴别方法用于区分直生轻子 (prompt lepton) 和非直生轻子 (non-prompt lepton)。直生轻子来自硬散射或者玻色子衰变，被应用于一般物理分析。非直生轻子主要来自部分子强子化过程，喷注被误鉴别成轻子，是分析中需要被去除的本底。如果不做特别说明，本文提到的轻子都指直生轻子。本章将介绍 ATLAS 上各种物理对象的重建，主要集中在电子、 μ 子和喷注的重建与鉴别上。

4.1 径迹的重建

当带电粒子穿过内部探测器时，与探测器材料发生作用产生电子学信号。这些电子学信号可以用来重建每个带电粒子的径迹，从而重建主顶点。径迹的重建可以分为以下三个过程^[36]：

1. 前期处理阶段：Pixel 和 SCT 中的电子学信号被转换成点簇，并从中得到空间位置信息。TRT 中的电子学信号被转换成漂移环。
2. 径迹搜寻阶段：首先，从 Pixel 和第一层 SCT 的空间点中构建径迹种子池，种子池向外扩展并贯穿 SCT，形成径迹候选者。然后，拟合这些候选者，通过应用径迹质量判选条件，如点簇数目、径迹动量等，去掉模棱两可的径迹候选者后，把剩下的径迹向 TRT 延展。最后，利用这三个探测器的所有信息对径迹再次进行拟合。
3. 后期处理阶段：通过顶点重建算法来重建主顶点和次级顶点^[37]。

4.2 电子和光子的重建与鉴别

光子和轻子的重建依赖于内部探测器和电磁量能器^[38]，首先，在电磁量能器中，在沉积了电磁簇射能量的团簇 (clusters) 中找到种子团簇 (seed cluster)，然后在所有重建的径迹中搜寻与种子团簇粗略匹配的径迹。在内部探测器中，光子可

以衰变成两个正负电子，这种光子称为转换光子（converted photon），其余的称为非转换光子（unconverted photon）。如果种子团簇与径迹成功匹配，并且该径迹不来自于转换光子，则重建为电子。如果种子团簇与来自转换光子的径迹匹配，则重建为转换光子。如果种子团簇不与任何径迹匹配，则重建为非转换光子。

电子团簇的重建需要从种子团簇出发，在桶部区域（ $|\eta| < 1.37$ ）以 5×7 个探测单元为窗口向 ϕ 方向扩展，或者在端盖区域（ $1.52 < |\eta| < 2.47$ ）以 5×5 个探测单元为窗口向 η 方向扩展。在中间重叠区域（ $1.37 < |\eta| < 1.52$ ），同时运用两种窗口。电子的能量可以从刻度的重建的团簇得到，电子的 ϕ 和 η 方向可以从径迹得到。

为了区分直生电子和非直生电子，ATLAS 发展了一套基于似然性的鉴别方法，分为“宽松”、“中等”和“严格”三种工作点^[39]。三种工作点的鉴别效率依次降低，但是直生光子的纯度依次升高。图 4.1 为三种工作点的鉴别效率，可以看到，在电磁量能器的拼接区域（ $\eta = 0$ ）和桶部与端盖的重叠区域（ $1.37 < |\eta| < 1.52$ ），电子鉴别效率比较低。并且由于 pile-up 的影响，随着主顶点数目的增多，鉴别效率呈下降趋势。

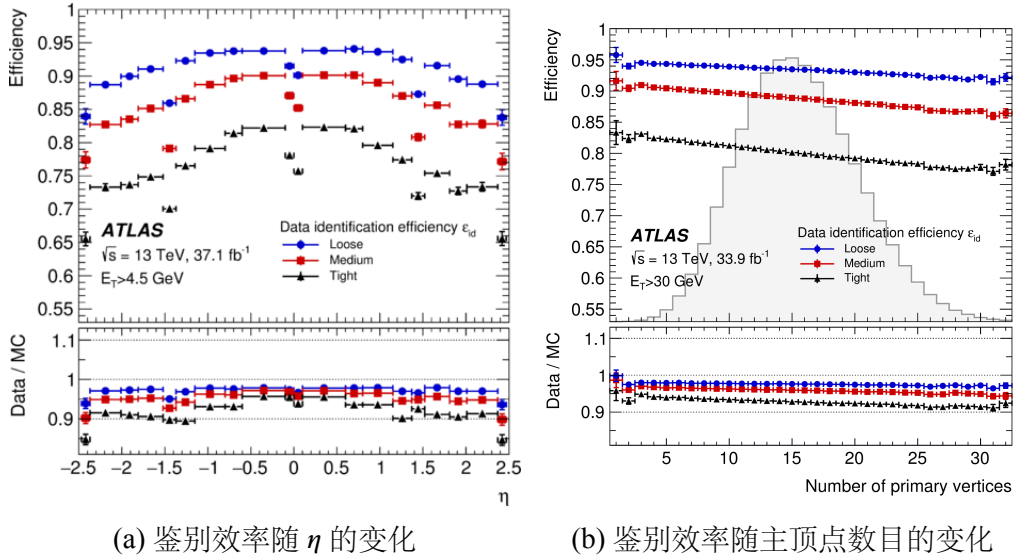


图 4.1 三种不同电子鉴别工作点的效率随 η (a) 和主顶点数目 (b) 的变化关系，图 (b) 中的阴影部分代表 ATLAS 2016 年数据的主顶点数目的分布^[39]。

为了从非直生电子的本底中区分直生电子，可以进一步利用电子的孤立性。孤立性可以描述候选物理对象附近 $\Delta\eta \times \Delta\phi$ 范围内的其他物理对象在探测器中的活跃程度。ATLAS 通常利用候选物理对象附近一定大小 $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ 范围内团簇的横向能量之和或者径迹的横向动量之和来定义孤立性，当然候选物理对象本身不包含在内。除了单纯地通过沉积能量之和或者径迹横动量之和与物理对象横动量之比来定义孤立性，ATLAS 最近还开发了一种利用 BDT 方法来得到

孤立性的标记位，称为 **prompt-lepton veto (PLV)** 标记位^[40]，有“宽松”和“严格”两种工作点。PLV 标记位利用最靠近候选物理对象的喷注的相关信息来鉴别非直生轻子。式 (4.1) 给出 PLV 标记位依赖于横动量的判选条件，其中各项参数因轻子种类不同而不同，归纳在表 4.1。

$$\begin{aligned}
 \text{LowPtPLV} &< a' p_T^3 + b' p_T^2 + c' p_T + d' \quad (p_T < p_{T0}) \\
 \text{PLV} &< a p_T^3 + b p_T^2 + c p_T + d \quad (p_{T0} < p_T < p_{T1}) \\
 \text{PLV} &< \max(-0.88, A + B e^{-\frac{p_T}{C}}) \quad (p_T > p_{T1})
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

表 4.1 PLV 标记位判选条件式 (4.1) 中各项参数的具体数值

		a'	b'	c'	d'
PLVLoose (e)		0.000345	-0.016259	0.243588	-1.133747
PLVTight (e)		0.000041	-0.002542	0.041502	0.152846
PLVLoose (μ)		0.000335	-0.014904	0.215737	-0.730525
PLVTight (μ)		0.000099	-0.004141	0.056019	0.207732
	p_{T0} [GeV]	a	b	c	d
PLVLoose (e)	12	0	-0.000106967	-0.0160896	0.960105
PLVTight (e)	12	0	-0.000722487	-0.0750674	1.13016
PLVLoose (μ)	12	-0.000186	0.0058481	-0.0788936	1.05942
PLVTight (μ)	12	0	-0.000992265	-0.0597252	0.998203
	p_{T1} [GeV]	A	B	C	
PLVLoose (e)	18.457	-0.94386	3.03257	28.0508	
PLVTight (e)	16.967	-0.881497	2.29469	11.5776	
PLVLoose (μ)	18.452	-0.958651	3.54785	19.6155	
PLVTight (μ)	18.703	-0.929774	2.9159	10.2339	

在物理分析中，需要结合分析目的、信号特征和主要本底来选取适用于该分析的鉴别工作点和孤立性条件。

4.3 μ 子的重建与鉴别

μ 子带电，在内部探测器和 μ 子谱仪中都能留下空间点。 μ 子的重建，首先，在两个探测器中独立进行。 μ 子在 μ 子谱仪中的重建和在内部探测器中的重建类

似，都是重建径迹。然后，把内部探测器、量能器和 μ 子谱仪中的信息进行匹配，根据匹配方式，可以把 μ 子分为以下五种^[41]：

1. Stand-alone (SA) μ 子：仅在 μ 子谱仪中留下径迹。
2. Combined (CB) μ 子：在内部探测器和 μ 子谱仪中都有径迹，并通过拟合两种径迹重建 μ 子。
3. Segment-tagged (ST) μ 子：在内部探测器中留有径迹，并且该径迹可以延展到 μ 子谱仪中的径迹碎片。
4. Calorimeter-tagged (CT) μ 子：在内部探测器中留有径迹，并且该径迹能够与量能器中的最小电离粒子的能量沉积匹配。
5. Extrapolated (ME) μ 子：在 μ 子谱仪中留下径迹，只需满足相对宽松的兼容性条件，目的是重建在区域 $2.5 < |\eta| < 2.7$ 范围内的 μ 子。

为了抑制非直生 μ 子本底 – 主要来自于 π 介子和 K 介子，ATLAS 提供三种 μ 子鉴别工作点^[41-42]：

1. “宽松” μ 子：在得到高质量 μ 子径迹的同时，最大化重建效率。所有满足中等条件的 CB 和 ME μ 子被考虑在内。对于 CT 和 ST μ 子，只考虑 $|\eta| < 0.1$ 范围内的 μ 子。在 $|\eta| < 2.5$ 范围内，大约有 97.5% 的宽松 μ 子是 CB μ 子，1.5% 是 CT μ 子，剩下的 1% 是 ST μ 子。
2. “中等” μ 子：最小化由于重建和刻度引起的系统误差，考虑 CB 和 ME μ 子，被广泛应用于 ATLAS 的物理分析中。对于不同种类的 μ 子，有不同的空间点数目要求。在 $|\eta| < 2.5$ 范围内，大约只有 0.5% 的中等 μ 子来自于 ME μ 子。
3. “严格” μ 子：最大限度提高真实 μ 子的纯度，只有满足中等条件的 CB μ 子被考虑在内。通过增加额外的判选条件，如 χ^2 ，来去除误重建的 μ 子。

和电子类似， μ 子也有相应的孤立性工作点，PLV 标记位的两种工作点的判选条件归纳在表 4.1。

4.4 喷注的重建与标记

4.4.1 喷注的重建

LHC 的质子-质子高能对撞会产生大量的夸克和胶子，可能直接来自于对撞，也可能来自于粒子的强子化衰变，如希格斯玻色子、 W/Z 矢量玻色子等。由于色禁闭，夸克和胶子不能单独存在，在产生后，它们会立刻发生强子化形成喷注。在 ATLAS，喷注中的带电粒子和其他带电粒子一样可以通过内部探测器测量，喷注中不带电部分会与量能器发生作用，沉积能量。ATLAS 最开始是通过 $\text{anti-}k_t$ 算

法^[43]利用拓扑团簇来重建喷注。拓扑团簇是量能器中能量高于阈值的探测单元的集合，目的是抑制来自 pile-up 和电子学的噪声。该算法定义实体（粒子和喷注） i 和实体 j 之间的距离为 d_{ij} ，实体 i 与束流之间的距离为 d_{iB} ：

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (4.2)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p} \quad (4.3)$$

其中 $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ ， y 和 ϕ 分别表示快度和方位角， k_{ti} 是实体 i 的横动量， R 是喷注的可调半径参数，参数 p 取-1。该算法利用实体信息计算 d_{ij} 和 d_{iB} ，并比较两者大小。如果 d_{ij} 比较小，那么合并实体 i 和 j 为一个实体，并计算新实体的两个距离变量。如果 d_{iB} 较小，那么认为实体 i 就是一个喷注，重新选取实体计算距离变量。重复上述过程，直到所有实体都被重建为喷注。参数 p 还可取为 1 和 0，分别对应 k_t 算法^[44]和 Cambridge/Aachen 算法^[45]。

由于探测器设计，在低能区，量能器的能量分辨率优于内部探测器的动量分辨率，但是在高能区，内部探测器的动量分辨率大大好于量能器的能量分辨率，并且内部探测器有更好的角分辨率。因此同时使用两种探测器的信息对物理对象的重建是最优的，但是难点在于如何避免径迹动量和量能器能量的重复使用。为此，ATLAS 开发了粒子流算法（Particle Flow Algorithm）^[46]来同时使用径迹和拓扑团簇信息。该算法对每个径迹和拓扑团簇进行匹配，在拓扑团簇中仔细去除来自径迹的能量沉积。之后将径迹和修正后的拓扑团簇作为 anti- k_t 算法的输入来重建喷注。

ATLAS 上两个常用的喷注半径取值是 $R = 0.4$ 和 $R = 1.0$ 。 $R = 0.4$ 适用于重建来自单个夸克的喷注，称为瘦喷注（small-R jet, j）。本分析使用的 small-R jet 在重建时以粒子流对象为输入。 $R = 1.0$ 适用于重建强子化衰变的具有高动量的希格斯玻色子、 W/Z 玻色子等粒子，称为胖喷注（large-R jet, J）^[47]。在重建 large-R jet 时，需要先重建 $R = 0.2$ 的子喷注（sub-jet），然后，把这些子喷注作为输入重建 large-R jet。为了减小底层事例和堆积事例对 large-R jet 的影响，ATLAS 开发了修饰算法（trimming algorithm）。该算法以子喷注为输入并要求子喷注 p_T 的最小占比 $f_{sub} = 0.05$ 。

4.4.2 b-jet 的标记

由底夸克强子化形成的喷注称为 b-jet。在非常庞大的喷注本底中鉴别 b-jet 对很多物理分析都至关重要，如标准模型的精确测量、希格斯玻色子性质的研究和

新物理的寻找等。根据底夸克强子长寿命、高质量和衰变产物多样的特点和底夸克碎裂的性质，ATLAS 发展了很多标记 **b-jet** 的算法 (**b-tagger**)。底夸克强子的寿命大概在 1.5×10^{-12} s，在探测器中有很长的平均飞行长度，有至少一个远离主顶点的次级顶点。ATLAS 上标记 **b-jet** 的策略分为两步^[48]：第一步，利用低级算法重建 **b-jet** 的特征性质：碰撞参数、次级顶点和衰变链；第二步，将低级算法的结果作为基于多变量分析法的高级算法的输入。目前，ATLAS 推荐的标记方法是 DL1r^[49]，由神经网络构建。

4.4.3 W 玻色子的标记

当具有较高动量的 W 玻色子衰变时，它们的衰变产物方向与母粒子方向基本一致，集中在一个较小的区域内。因此，这些衰变产物可以被重建成一个 **large-R jet**。这种 **large-R jet** 具有明显的喷注子结构特征，与来自轻质量夸克或胶子辐射的喷注有很大不同。为此，ATLAS 合作组研发了用来标记 W 玻色子的标记位 (**W -tagger**)^[50-51]，以提高强子化衰变的 W 玻色子的鉴别效率。由于本文只用到把经过 LCW (Local hadronic Cell Weighting) 刻度的拓扑团簇作为输入的 LCTopo **large-R jet**，将只介绍基于 LCTopo **large-R jet** 的 W 玻色子标记位。该标记方法利用了 **large-R jet** 质量 (m_J)、描述能量关联比的喷注子结构变量 (D_2) 和关联到该喷注的径迹数目 (n_{trk}) 的信息。显然， W 玻色子的 m_J 应该在 80 GeV 附近。 D_2 由一系列基于能量和 **sub-jet** 两两之间夹角的能量关联函数定义：

$$D_2 = E_{\text{CF3}} \left(\frac{E_{\text{CF1}}}{E_{\text{CF2}}} \right)^3 \quad (4.4)$$

其中能量关联函数 (E_{CF}) 定义为：

$$E_{\text{CF1}} = \sum_i p_{\text{T},i} \quad (4.5)$$

$$E_{\text{CF2}} = \sum_{ij} p_{\text{T},i} p_{\text{T},j} \Delta R_{ij} \quad (4.6)$$

$$E_{\text{CF3}} = \sum_{ijk} p_{\text{T},i} p_{\text{T},j} p_{\text{T},k} \Delta R_{ij} \Delta R_{jk} \Delta R_{ki}. \quad (4.7)$$

从上式可以看出，真实具有两个子结构的 **large-R jet** 趋向于较小的 D_2 值，带有一个子结构（来自轻质量夸克和胶子的喷注）或者三个子结构（来自 t 夸克的喷注）的 **large-R jet** 有较大的 D_2 值。

n_{trk} 可以表征径迹多样性。由于 W 玻色子是色单态，末态衰变粒子多样性不随 p_T 改变而改变。但是对于来自夸克或者胶子的喷注，随着 p_T 的增加，径迹多样性会显著提高。因此，设置 n_{trk} 的上限可以提高标记效率。

W 玻色子标记位有两种工作点，分别对应不同的信号效率：50% 信号效率工作点 (50%WP) 和 80% 信号效率工作点 (80%WP)。标记位关于 m_J 、 D_2 和 n_{trk} 关于 p_T 依赖的判选条件总结在式 (4.8)，表 4.2 列举了各项参数对于不同工作点的具体取值。

图 4.2 展示了 80%WP 对于本底的拒绝率对于信号的接收率随 p_T 的变化关系。可见，在 1 TeV 附近，本底拒绝率最高，随后随 p_T 的增加而减小。信号接收率随 p_T 变化不大。

$$\begin{aligned}
 f_{m,\text{low}} &< m_J < f_{m,\text{high}} \\
 D_2 &< f_{D2} \\
 n_{\text{trk}} &\leq f_{n_{\text{trk}}}, \text{ where} \\
 f_m(p_T) &= \sqrt{\left(\frac{a_m^0}{p_T} + a_m^1\right)^2 + (a_m^2 p_T + a_m^3)^2} \\
 f_{D2}(p_T) &= b_{D2}^0 + b_{D2}^1 p_T + b_{D2}^2 p_T^2 + b_{D2}^3 p_T^3 \\
 f_{n_{\text{trk}}}(p_T) &= c_{n_{\text{trk}}}^0 + e^{c_{n_{\text{trk}}}^1 p_T + c_{n_{\text{trk}}}^2}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

表 4.2 总结式 (4.8) 中各项参数分别对于 W 标记位 50%WP 和 80%WP 的取值。

	$a_{m,\text{low}}^0$	$a_{m,\text{low}}^1$	$a_{m,\text{low}}^2$	$a_{m,\text{low}}^3$
50%WP	-11.7489	63.4351	-23.9185	69.2862
80%WP	-11.0332	58.43021	-23.80421	63.7906
	$a_{m,\text{high}}^0$	$a_{m,\text{high}}^1$	$a_{m,\text{high}}^2$	$a_{m,\text{high}}^3$
50%WP	15.9377	-29.0870	4.92512	89.4082
80%WP	10.0101	22.5265	13.9768	81.1515
	b_{D2}^0	b_{D2}^1	b_{D2}^2	b_{D2}^3
50%WP	0.82475	1.55628	-0.77058	0.17714
80%WP	1.03877	2.16018	-1.35260	0.34697
	$c_{n_{\text{trk}}}^0$	$c_{n_{\text{trk}}}^1$	$c_{n_{\text{trk}}}^2$	
50%WP	25.8773	-0.31474	-3.94590	
80%WP	32.7780	-0.27049	-4.37904	

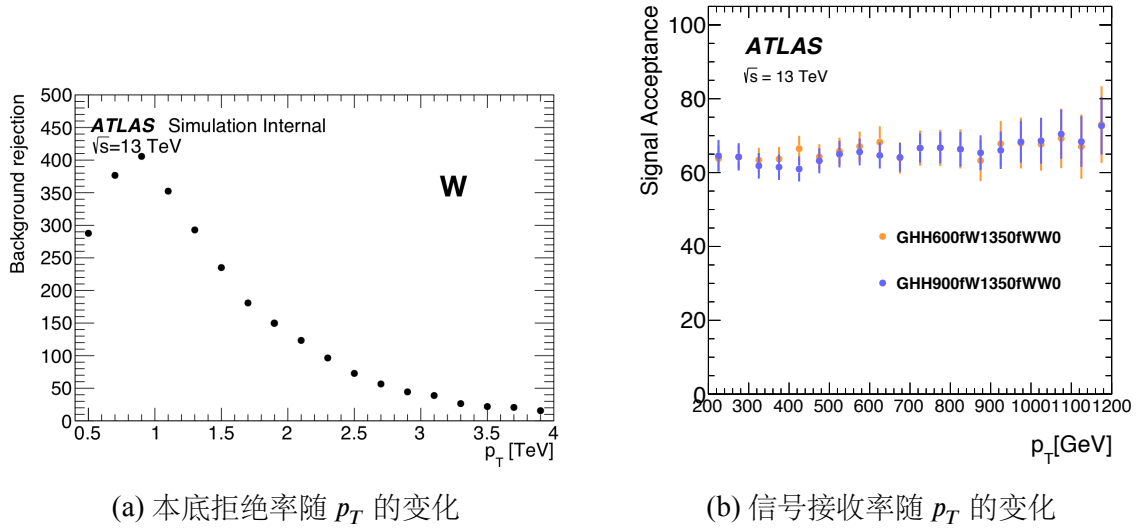


图 4.2 (a) 80%WP 对于本底的拒绝率 (Background rejection) 随 large-R jet p_T 的变化关系, 采用 QCD 双喷注本底事例。拒绝率是接收率的倒数。(b) 80%WP 对于信号的接收率随 large-R jet p_T 的变化关系, 采用 6.2.2 节描述的信号, GHH600fW1350fWW0 和 GHH900fW1350fWW0 代表不同参数的信号样本。

4.5 丢失横动量的重建

ATLAS 探测器并不能探测所有粒子, 那些几乎不与探测器材料发生作用的粒子, 比如中微子和超出标准模型的新粒子, 不能被直接探测。丢失横动量 (E_T^{miss}) 是衡量这些不可探测粒子横动量的重要观测量。在 LHC 的质子束流对撞中, 质子的横动量几乎是 0, 也就是初始总横动量是 0。根据横动量守恒, 丢失横动量的重建可以通过末态所有探测到的粒子的信息来实现, 但由于要用到所有子探测器和严格要求重建的物理对象不存在重叠 (需要通过特定的算法来剔除重叠部分), 丢失横动量的重建非常具有挑战性^[52]。重建的丢失横动量由两部分贡献组成: 第一部分是硬物理对象 (hard objects), 分为电子、光子、 τ 子、 μ 子和喷注; 第二部分是软信号 (soft signals), 由来自硬散射顶点的但不属于硬物理对象的径迹组成。因此, 丢失横动量可以表示为:

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2} \quad (4.9)$$

$$E_{x(y)}^{miss} = - \underbrace{\sum_{\text{electrons}} p_T^e - \sum_{\text{photons}} p_T^\gamma - \sum_{\tau} p_T^{\tau_{had}} - \sum_{\text{muons}} p_T^\mu - \sum_{\text{jets}} p_T^{jet}}_{\text{hard objects}} - \underbrace{\sum_{\text{unused tracks}} p_T^{track}}_{\text{soft signals}} \quad (4.10)$$

第 5 章 与模型无关的重希格斯玻色子的唯象研究

本章将详细介绍, 在 LHC 上, 利用 VH 产生道的至少含有两个轻子的末态, 寻找与模型无关的具有六维有效算符的重希格斯玻色子的唯象研究。LHC 在 Run2 阶段的积分亮度为 139 fb^{-1} , 在 Run3 阶段预计亮度将达到 300 fb^{-1} , 未来升级的 HL-LHC 计划将亮度提升到 3 ab^{-1} 。因此, 该唯象研究将分别给出 139 fb^{-1} 、 300 fb^{-1} 和 3 ab^{-1} 积分亮度下 95% 置信水平的六维算符耦合参数 f_W 和 f_{WW} 的排除区域^[53]。

5.1 研究背景

标准模型只包含一个希格斯玻色子, 但是实际情况并不一定是这样。LHC 发现的 125 GeV 的希格斯玻色子可能是最轻的一个, 其他更重的希格斯玻色子只是还没有被发现。很多扩展标准模型的新模型都包含一个以上的希格斯玻色子, 如 2HDM、MSSM 等。在这些模型中, 质量较小的希格斯玻色子的各种性质和标准模型的希格斯玻色子极为相似, 质量较大的希格斯玻色子的质量通常在几百 GeV 到几个 TeV 的量级, 处于 LHC 可探测到的能量范围内。按照每个模型预言的性质去对每个相空间搜寻重希格斯玻色子的踪迹不是很有效的方案, 因为实际理论模型可能不是上述中的任何一种。文献^[54-55]提出了与模型无关的重希格斯玻色子的理论研究, 认为存在重希格斯玻色子, 只不过现有的实验搜寻的相空间本底太高, 把信号淹没了。该研究提出重希格斯玻色子与标准模型粒子同时有四维和六维算符的相互作用, 在有效场论框架下给出耦合拉氏量的表达式, 并在 ggF、VBF 和 VH 产生道研究重希格斯玻色子的性质。六维有效算符能显著提升希格斯玻色子的动量, 从而使希格斯玻色子更好地和标准模型本底区分开, 并且能显著增加重希格斯玻色子的产生截面。研究发现, 在 VH 产生道, 六维算符的效应最显著, 信号显著性最大。可惜的是, 该研究只关注 $pp \rightarrow VH \rightarrow \ell \nu jjjj$ 的末态, 该末态本底较大, 信号显著性不高。本研究将在上述研究的基础上提出显著性更大的寻找方案。

5.2 重希格斯玻色子的有效耦合

在一个多希格斯场理论中, 原始的希格斯场可以表示为 $\Phi_1, \Phi_2, \dots$ 。这些场可以是任何的 $SU(2)_L$ 表示。为了简便, 这里只考虑这些场是二重态的情况。多希格斯场的势能会导致这些原始场混合, 从而形成质量本征态。我们用 Φ_h 和 Φ_H 分别代表包含最轻质量希格斯玻色子 (h) 和次轻质量希格斯玻色子 (H) 的二重态。h

和 H 的真空期望值分别为 v_h 和 v_H ，不同于标准模型的希格斯真空期望值 $v = 246$ GeV。由于场之间的混合， h 和 H 与标准模型规范玻色子的耦合需要通过比较标准模型规范耦合来刻度。在有效场论框架下，相应的领头阶 (Leading Order, LO) 四维算符拉氏量可以写为：

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{hWW}^{(4)} &= \rho_h g m_W h W^\mu W_\mu, \\ \mathcal{L}_{hZZ}^{(4)} &= \rho_h \frac{g m_W}{2 \cos^2 \theta_W} h Z^\mu Z_\mu, \\ \mathcal{L}_{HWW}^{(4)} &= \rho_H g m_W H W^\mu W_\mu, \\ \mathcal{L}_{HZZ}^{(4)} &= \rho_H \frac{g m_W}{2 \cos^2 \theta_W} H Z^\mu Z_\mu,\end{aligned}\quad (5.1)$$

其中 θ_W 是弱混合角， m_W 是 W 玻色子的质量， ρ_h 和 ρ_H 是刻度因子。理论上，式 (5.1) 可以用于任何包含两个希格斯场的模型。以最简单的 2HDM 为例， ρ_h 和 ρ_H 可以表示为 $\rho_h = \cos(\beta - \alpha)$ 和 $\rho_H = \sin(\beta - \alpha)$ 。

高能标新物理模型中的 H ，可以有六维有效算符的耦合^[54]：

$$\mathcal{L}_{HVV}^{(6)} = \sum_n \frac{f_n}{\Lambda^2} \mathcal{O}_n, \quad (5.2)$$

其中 Λ 是能标。这里取 $\Lambda = 5$ TeV，在这个能标下新物理难以被探测到。 h 也有类似的算符，但是由于我们主要研究重希格斯玻色子的六维算符的贡献，并且标准模型的希格斯玻色子的六维算符贡献很小，这里不做考虑。六维算符有很多，但是不被电弱精确数据限制又与重希格斯玻色子相关的六维算符只有以下四种^[54]：

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{WW} &= \Phi_H^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi_H, \\ \mathcal{O}_{BB} &= \Phi_H^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi_H, \\ \mathcal{O}_W &= (D_\mu \Phi_H)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi_H), \\ \mathcal{O}_B &= (D_\mu \Phi_H)^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi_H),\end{aligned}\quad (5.3)$$

其中 $\hat{B}_{\mu\nu} = i \frac{g'}{2} B_{\mu\nu}$ ， $\hat{W}_{\mu\nu} = i \frac{g}{2} \sigma^a W_{\mu\nu}^a$ 。电弱对称自发破缺后，涉及重希格斯玻色子和 W/Z 玻色子的六维有效拉氏量为：

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{HWW}^{(6)} &= g m_W \frac{f_W}{2 \Lambda^2} (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} \partial^\nu H + h.c.) \\ &\quad - g m_W \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} H, \\ \mathcal{L}_{HZZ}^{(6)} &= g m_W \frac{c^2 f_W + s^2 f_B}{2 c^2 \Lambda^2} Z_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H \\ &\quad - g m_W \frac{c^4 f_{WW} + s^4 f_{BB}}{2 c^2 \Lambda^2} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H,\end{aligned}\quad (5.4)$$

其中 $s = \sin \theta_W$, $c = \cos \theta_W$ 。为了简化参数空间, 假设 $f_B = 0$ 和 $f_{BB} = 0$ 以忽略式 (5.4) 中高阶项 $O(s^2)$ 和 $O(s^4)$ 的贡献。 f_B 和 f_{BB} 主要贡献在 $H\gamma\gamma$ 和 $HZ\gamma$ 的耦合上。式 (5.4) 中带偏导 ∂ 的六维算符不仅能够增加重希格斯玻色子的产生截面 (增加效应在高动量区域更加显著), 还能显著提高希格斯玻色子和伴随 W/Z 玻色子的动量。

由于式 (5.1) 和式 (5.4) 中的 m_W 要求与标准模型中的 $m_W = gv/2$ 相等, 得到如下限制条件^[54]:

$$\rho_h \frac{v_h}{v} + \rho_H \frac{v_H}{v} + \dots = 1. \quad (5.5)$$

因为 h 是类标准模型的, ρ_h 非常接近于 1, ρ_H 只能取一个远小于 1 的数, 这里使用 $\rho_H = 0.05$ 。因此, 只有三个自由参数: m_H 、 f_W 和 f_{WW} 。

理论上的另一个限制是散射矩阵的么正限制 $|S^\dagger S| = |1 - iT|^2 = 1$, 由此可以得到^[54]:

$$\begin{aligned} (\text{Re}\langle a|T|a\rangle)^2 + (\text{Im}\langle a|T|a\rangle - 1)^2 + \sum_{|b\rangle \neq |a\rangle} |\langle b|T|a\rangle|^2 &= 1 \\ \Rightarrow (\text{Re}\langle a|T|a\rangle)^2 + \sum_{|b\rangle \neq |a\rangle} |\langle b|T|a\rangle|^2 &\leq 1 \end{aligned} \quad (5.6)$$

5.3 研究的物理过程

LHC 的 ATLAS 和 CMS 实验组有很多关于重希格斯玻色子的研究。这些研究主要集中在胶子-胶子融合产生道 (gluon-gluon fusion, ggF), 通过 $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ 的过程^[56-57] 和双玻色子末态^[58-59] 来寻找重希格斯玻色子, 但是目前并没有发现新粒子的踪迹。因此我们假设重希格斯玻色子与费米子之间的 YUKAWA 耦合可能非常小, 以至于不能在胶子-胶子融合或者 $t\bar{t}H$ 产生道探测到重希格斯玻色子。那么, 重希格斯玻色子与 W/Z 玻色子的相互作用占主导, 相互作用拉氏量在式 (5.1) 和式 (5.4)。剩下的可能产生道是矢量玻色子融合 (Vector Boson Fusion, VBF) 和矢量玻色子伴随产生 (associated production with vector boson, VH), 这里 $V = W/Z$ 。

一般来说, 在大质量区间, VBF 的产生截面 (σ) 比 VH 的产生截面大一个数量级。但是从图 5.1(a) 中可以看到, 在有六维算符贡献的时候, VH 的产生截面高于 VBF 的产生截面。因此 VH 应该是寻找重希格斯玻色子的最优产生道。

为了进一步判断是否应该考虑 VBF 产生道, 采用 VBF 的 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$ 和 $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ 衰变模式做初步研究。图 5.1(b) 是两者产生截面随重希格斯玻色子质量的变化关系图。可以看到后者截面非常小, 在 $\mathcal{O}(10^{-3} - 10^{-2})$ fb 量级, 因

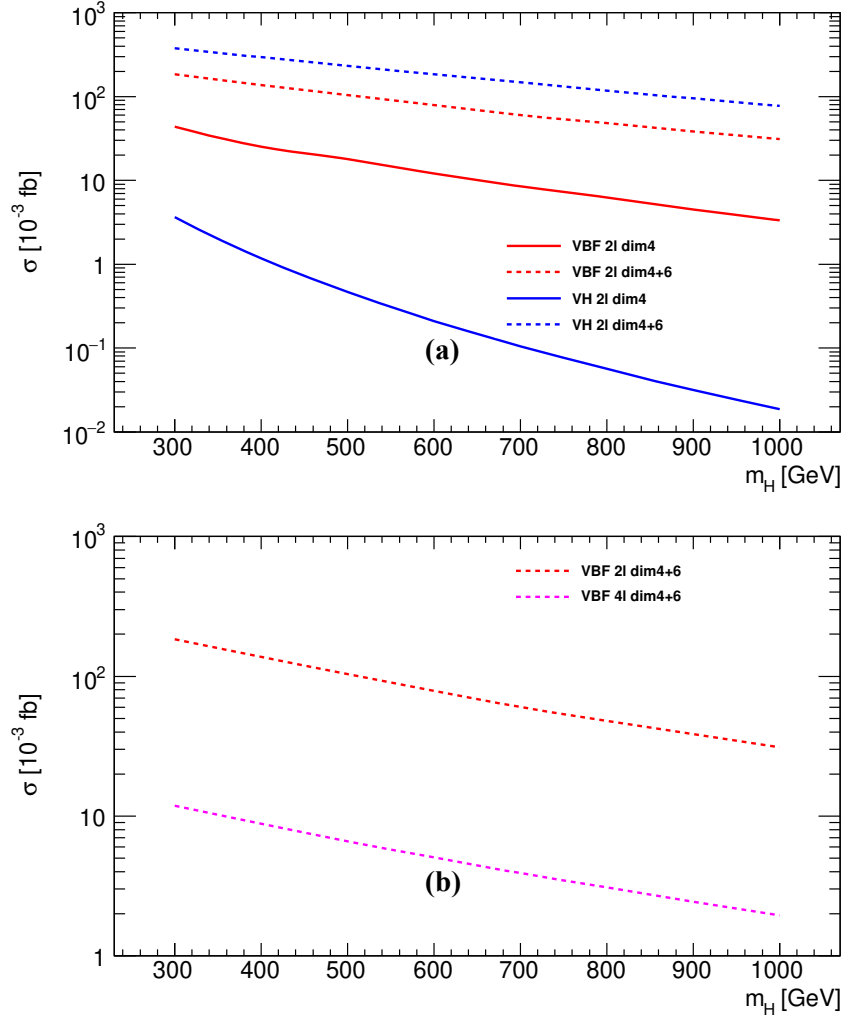


图 5.1 在含有两个轻子和含有四个轻子的末态，VH 和 VBF 领头阶散射截面随重希格斯玻色子质量 (m_H) 的变化关系，并比较只有四维算符和同时有四维算符与六维算符的情况。Dim4 表示只有四维算符贡献： $\rho_H = 0.05, f_W = f_{WW} = 0$ 。Dim4+6 表示同时有四维和六维算符贡献： $\rho_H = 0.05, f_W = f_{WW} = 50$ 。(a): 采用的 VBF (VH) 过程是 $pp \rightarrow Hjj \rightarrow \ell\ell + 4j$ ($pp \rightarrow VH \rightarrow \ell\ell + 4j$); (b): VBF 4 ℓ 表示 $pp \rightarrow Hjj, H \rightarrow 4\ell$ 。

此难以被探测到。虽然前者产生截面较大，但是六维算符的作用使得信号变得类本底，一些典型的 VBF 变量，如 $\Delta\eta_{jj}$ ，将失去对信号和本底的鉴别能力。图 5.2 展示了 VBF 的重希格斯玻色子的 p_T 分布和 $\Delta\eta_{jj}$ 分布。从中可以看到，虽然六维算符能够提高重希格斯玻色子的动量，但是 $\Delta\eta_{jj}$ 由于六维算符的作用趋向于小值。表 5.1 展示了前者经过事例筛选后的信号和本底产量，事例筛选条件如表 5.2 所示，参考 ATLAS 上在 VBF 产生道寻找新共振峰的研究^[60]。经过事例筛选，信号只剩下大约 2 个，而本底高达 6000 个，信号显著性明显低于 VH 产生道（VH 产生道的信号和本底产量如表 5.6 所示。）

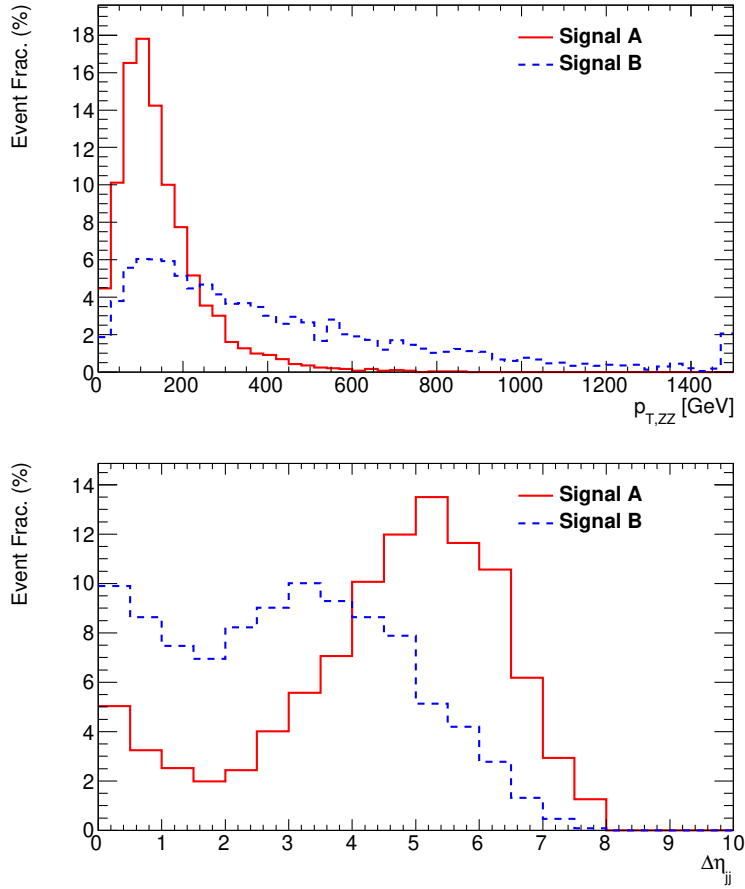


图 5.2 对于 VBF $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ 过程，重希格斯玻色子的 p_T 分布 ($P_{T,ZZ}$) 和两个领头喷注之间的 $\Delta\eta_{jj}$ 分布，并比较两种参数选择。Signal A 只具有四维算符： $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.1$, $f_W = f_{WW} = 0$, 相应的 $\sigma = 3.1 \times 10^{-3}$ fb; Signal B 同时有四维算符和六维算符贡献： $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$, 相应的 $\sigma = 5.1 \times 10^{-3}$ fb。

表 5.1 在 $139fb^{-1}$ 积分量度下, 在 VBF 产生道的 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$ 衰变模式, 只包含四维算符的信号 (dim-4 only) 的产量, 同时包含四维算符和六维算符的信号 (dim-4+dim-6) 的产量, 和本底的产量。所使用的事例筛选条件在表 5.2。dim-4 only: $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.1$, $f_W = f_{WW} = 0$ 。dim-4+dim-6: $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$ 。

信号: dim-4 only	信号: dim-4+dim-6	Z+QCD Jets	ZV+QCD jets	ZVV
2.0	1.8	5705	207	97

表 5.2 VBF 过程的事例筛选条件, 参考 ATLA 上的 VBF 分析^[60]。 τ_1 和 τ_2 是描述喷注子结构的变量。

事例筛选条件	$ZV \rightarrow ll + J$	$ZV \rightarrow ll + jj$
轻子条件	$p_T(e) > 15$ GeV, $p_T(\mu) > 10$ GeV $80 \text{ GeV} < m_{ll} < 100 \text{ GeV}$ 两个 small-R jets 满足	
VBF 标记的喷注条件	$\eta_1 \cdot \eta_2 < 0$, $ \Delta\eta_{jj}^{tag} > 4.7$, $m_{jj}^{tag} > 770$ GeV 如果有多对标记的喷注对, 选择 m_{jj}^{tag} 最大的那一对	
喷注条件	至少有一个 large-R jet 满足 $p_T > 200$ GeV	至少有两个 small-R jets 满足 $p_T > (60)30$ GeV
动力学条件	$\min(p_T^{ll}, p_T^J)/m_{llJ} > 0.3$	$\sqrt{(p_T^{ll})^2 + (p_T^{jj})^2}/m_{lljj} > 0.4$
V 玻色子标记	$70 \text{ GeV} < m_J < 120 \text{ GeV}$, $\tau_2/\tau_1 < 0.55$	$70 \text{ GeV} < m_{jj} < 120 \text{ GeV}$

因此，这里只考虑 VH 产生道。为了抑制标准模型本底，我们只考虑末态至少有两个轻子的过程：

- $VH \rightarrow VVV \rightarrow \ell^+ \ell^- jjjj$: 末态含有两个来自 Z 玻色子衰变的轻子 (ℓ)，带异号 (opposite sign, OS) 电荷并且具有相同的味 (e 或者 μ)，和四个部分子。这是 2ℓ OS 信号区。
- $VH \rightarrow VVV \rightarrow \ell \nu \ell^+ \ell^- jj$: 末态含有三个轻子、一个中微子和两个部分子，其中一对轻子来自 Z 玻色子衰变。这是 3ℓ 信号区。
- $VH \rightarrow VVV \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu jj$: 末态含有两个带同号 (same sign, SS) 电荷的轻子。此末态来自 $WH \rightarrow W^\pm W^\pm W^\mp$ 衰变模式。这是 2ℓ SS 信号区。

在 2ℓ OS 信号区和 3ℓ 信号区，重希格斯玻色子的质量可通过末态衰变产物重建。 2ℓ SS 信号区有两个中微子，不能重建重希格斯玻色子质量。但是 2ℓ SS 信号区本底最少，具有最高的信号显著性。

图 5.3 展示了 2ℓ OS 信号区中两个轻子的组合四动量的 p_T 分布和质量区间在 $70 < m_j < 150$ GeV 的领头喷注的 p_T 分布。可以看到，六维算符确实能够提高信号中 W/Z 玻色子的 p_T 。

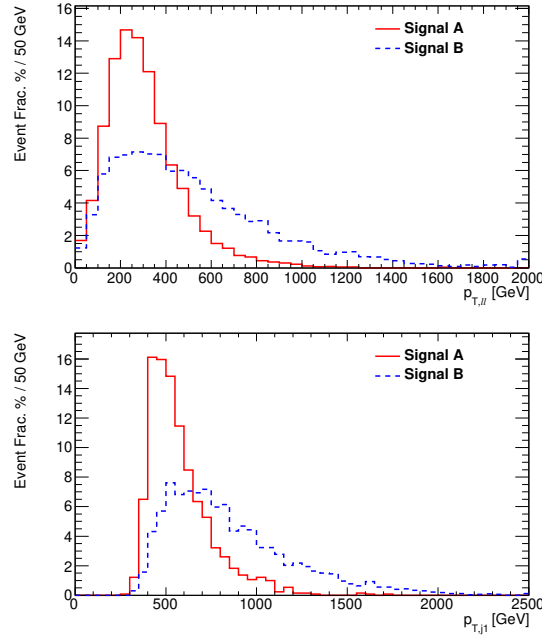


图 5.3 在 2ℓ OS 信号区，两个轻子的组合四动量的 p_T 分布和质量区间在 $70 < m_j < 150$ GeV 的领头喷注的 p_T 分布，并比较两种参数的信号。Signal A 只具有四维算符： $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.1$, $f_W = f_{WW} = 0$, $\sigma = 8.5 \times 10^{-4}$ fb; Signal B 包含六维算符： $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$, $\sigma = 0.18$ fb.

5.4 MC 样本的产生与模拟

信号和本底 MC 样本都是由 MadGraph5^[61] 产生再通过 Pythia8^[62] 对部分子进行簇射和强子化处理。所有样本都只考虑领头阶效应，并且要求质心系能量 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 。本底的部分子簇射都是利用 MLM 方法^[63]。

对于信号，首先，运用 FeynFules^[64] 建立包含式 (5.1) 和式 (5.4) 的模型，然后把模型传导到 MadGraph5 用于产生和衰变重希格斯玻色子，并通过 Pythia8 对衰变产物中的部分子进行簇射和强子化处理。模型中有四个自由参数： m_H 、 ρ_H 、 f_W 和 f_{WW} 。

在 2ℓ OS 和 2ℓ SS 信号区，主要的本底是含有两个直生轻子的过程：

1. 末态是两个轻子和至多四个 QCD 喷注的单个 Z 玻色子事例 (Z +jets)。
2. 末态是两个轻子加上两个 EW 喷注和两个 QCD 喷注的双玻色子事例。
3. 末态是两个轻子加上四个 EW 喷注的三玻色子事例。
4. $t \rightarrow \ell \nu b$ 的 $t\bar{t}$ 事例。
5. 末态两个轻子来自 t 或者 $V(W/Z)$ 玻色子的 $t\bar{t}V$ 事例。

在 3ℓ 信号区，主要本底是含有三个轻子的过程：

1. 末态是三个轻子和一个中微子加上至多两个 QCD 喷注的双玻色子事例 (WZ +jets)。
2. 末态是三个轻子加上一个中微子与两个 EW 喷注的三玻色子事例，包含标准模型的 VBF 过程。
3. 含有三个轻子的 $t\bar{t}V$ 事例。

之后，把产生的信号和本底事例输入 DELPHES^[65]，以模拟 ATLAS 探测器的探测器响应。带电粒子径迹的范围是 $|\eta| < 2.5$ 。在 $|\eta| \leq 1.5$ ($1.5 < |\eta| < 2.5$) 区域，电子鉴别效率是 90–94% (71–77%)， μ 子鉴别效率是 94% (83%)。喷注和丢失横动量的重建依赖于量能器。在 $|\eta| \leq 3.2$ ($3.2 < |\eta| < 4.9$) 区域，采用的电磁量能器的分辨率为 $10.1\% \sqrt{E} \oplus 0.17\% E$ ($28.5\% \sqrt{E} \oplus 3.50\% E$)。在 $|\eta| \leq 1.7$, $1.7 < |\eta| \leq 3.2$ 和 $3.2 < |\eta| < 4.9$ 区域，强子量能器的分辨率分别为 $1.59 \oplus 52.05\% \sqrt{E} \oplus 3.02\% E$, $70.6\% \sqrt{E} \oplus 5.00\% E$ 和 $100.0\% \sqrt{E} \oplus 9.42\% E$ 。能量 E 的单位是 GeV。

对于电子和 μ 子，分别要求 $p_T > 15 \text{ GeV}$ 和 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 。anti- k_t 算法^[43] 用于重建 small-R jet 和 large-R jet。为了避免物理对象被重复使用的情况，如果 small-R jet (large-R jet) 和轻子之间的 $\Delta R < 0.4$ ($\Delta R < 1.0$)，则去掉这个瘦喷注 (胖喷注)，并且要求 small-R jet 和 large-R 之间的 $\Delta R > 1.4$ 。small-R jet (large-R jet) 须满足 $p_T > 30 \text{ GeV}$ ($p_T > 50 \text{ GeV}$)，并且 $|\eta| < 4.0$ 。

5.5 信号区的事例筛选

对于感兴趣的三个信号区： 2ℓ OS 信号区， 2ℓ SS 信号区和 3ℓ 信号区，通过研究物理对象的性质、信号的显著性来优化事例筛选。由于信号具有高动量，重希格斯玻色子和 W/Z 玻色子的衰变产物可能集中在一个较小的区域内，以至于可以通过一个 large-R jet 或者一个 small-R jet 来重建。根据强子化衰变的玻色子的重建方式，各个信号区按照信号显著性从大到小可以再分成几个区域 (region)。每个信号区的事例筛选是按照区域顺序进行的，即通过上一个区域的事例不会被考虑进下一个区域，因此不存在事例重复使用的情况。

5.5.1 2ℓ OS 和 2ℓ SS 信号区

2ℓ OS 信号区有两个轻子和四个部分子。两个轻子来自 Z 玻色子衰变。四个部分子来自两个强子化衰变的 W/Z 玻色子，可能来自重希格斯玻色子的 W/Z 玻色子都发生强子化衰变，也可能是其中一个来自重希格斯玻色子的 W/Z 玻色子发生强子化衰变，伴随的 W/Z 玻色子也发生强子化衰变。该信号区可以分成四个区域，每个区域用来重建玻色子的物理对象的示意图如图 5.4 所示，上平面表示伴随 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式，下平面表示来自重希格斯玻色子的两个 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式。每个区域的事例筛选如表 5.3 所示（以 $m_H = 600$ GeV 的信号为例），为了抑制标准模型本底，要求重建的重希格斯玻色子和 W/Z 玻色子具有高 p_T ：

- 区域 (1)：伴随玻色子通过两个轻子重建 ($\ell\ell$ 表示两个轻子的组合四动量)。由于重希格斯玻色子具有非常高的 p_T ，四个部分子产生的喷注集中在 $\Delta R = 1.0$ 的范围内，可以通过一个 large-R jet 重建重希格斯玻色子。这个 large-R jet 包含两个强子化衰变的 W/Z 玻色子，因此具有子结构特征。通过无参化的 k_t 算法得到 large-R jet 的子喷注 (subset) 后，要求有且只有两个子喷注。为了进一步抑制本底，还使用表征喷注子结构多样性的子结构变量 $\tau_{1,2}$ ^[66]。
- 区域 (2)：伴随玻色子通过两个轻子重建。其中一个来自重希格斯玻色子的 W/Z 玻色子形成一个 small-R jet (用 j_1 表示，是领头喷注，即具有最高 p_T)，另一个 p_T 较低的玻色子通过两个 small-R jet 重建 (j_2 和 j_3 ，分别是次领头喷注和次次领头喷注， j_{23} 表示这两个喷注的组合四动量。)，要求两个来自重希格斯玻色子衰变的矢量玻色子之间的 ΔR 最小。为了降低本底，对 j_1 使用 $\tau_2/\tau_1 < 0.40$ 的判选条件。图 5.5 展示了 j_1 的 τ_2/τ_1 分布，可以明显看到，信号的 τ_2/τ_1 趋向于 0。
- 区域 (3)：伴随矢量玻色子形成领头 small-R jet (j_1)，并且要求 $\tau_2^{j_1}/\tau_1^{j_1} < 0.60$ 。

其中一个来自重希格斯玻色子的矢量玻色子形成两个 **small-R jet**，另一个玻色子衰变成两个轻子，要求两个来自重希格斯玻色子衰变的矢量玻色子之间的 ΔR 最小。

- 区域 (4)：伴随矢量玻色子形成领头 **small-R jet** (j_1)，并且要求 $\tau_2^{j_1}/\tau_1^{j_1} < 0.52$ 。其中一个来自重希格斯玻色子的矢量玻色子形成次领头的 **small-R jet**，另一个玻色子衰变成两个轻子，要求两个来自重希格斯玻色子衰变的矢量玻色子之间的 ΔR 最小。

对于 $m_H = 300$ GeV 的信号，区域的划分与 $m_H = 600$ GeV 的信号类似。由于重希格斯玻色子质量较低， W/Z 玻色子形成 **small-R jet** 的情况更少，大部分是形成两个 **small-R jet**。因此，这里选用更小的强子化衰变的 W/Z 玻色子的质量区间，并且不考虑区域 (4) 的情况。对于 $m_H = 900$ GeV 的信号，情况则相反。由于重希格斯玻色子质量非常大，大部分情况下 W/Z 玻色子形成 **small-R jet**，但是重希格斯玻色子难以形成一个 **large-R jet**。因此，不考虑区域 (1) 和区域 (3)，增加一个类似于区域 (2) 的新区域 – 用 j_2 代替区域 (2) 中的 j_{23} 。

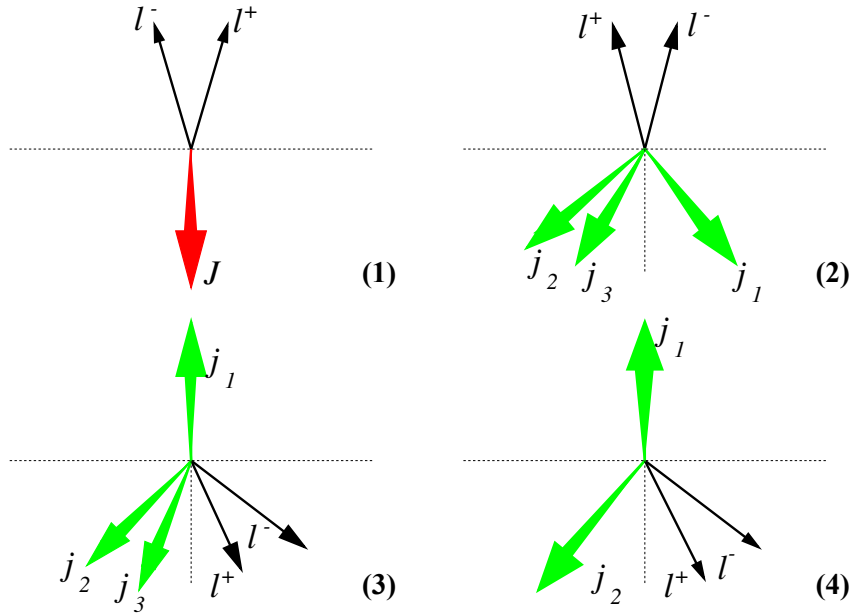


图 5.4 2ℓ OS 信号区的四个区域示意图。每个示意图的上平面代表伴随 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式，下平面表示来自重希格斯玻色子的两个 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式。绿色箭头代表 **small-R jet**，红色箭头代表 **large-R jet**。

在 2ℓ SS 信号区，由于要求有两个同号电荷的轻子，标准模型本底可以被极大抑制。该信号区分为三个区域，区域的事例筛选总结在表 5.4，相应的示意图如图 5.6 所示。强子化衰变的 W 玻色子可以形成一个 **small-R jet**，一个 **large-R jet** 或者两个 **small-R jet**。与 2ℓ OS 信号区相比，由于有两个中微子，要求具有较大的丢失横动量。为了抑制 $t\bar{t}V$ 本底，要求没有 b 标记的喷注。为了减少赝轻子 (fake

表 5.3 2ℓ OS 信号区的四个区域的事例筛选。这里以 $m_H = 600$ GeV 为例。

区域 (1)	区域 (2)
$80 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$	
$p_T^{\ell\ell} > 950 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\ell} > 550 \text{ GeV}$
$p_T^J > 750 \text{ GeV}$	$p_T^{j_1} > 300 \text{ GeV}$
$N_{sj} = 2$	$70 \text{ GeV} < m_{j_1} < 150 \text{ GeV}$
$70 \text{ GeV} < m_{sj_{1,2}} < 150 \text{ GeV}$	$\tau_2^{j_1}/\tau_1^{j_1} < 0.40$
$\tau_2^J/\tau_1^J < 0.45$	$70 \text{ GeV} < m_{j_{23}} < 110 \text{ GeV}$
	$p_T^{j_{23}} > 150 \text{ GeV}$
	$\Delta R(j_1, j_{23}) < \Delta R(\ell\ell, j_1)$
	$\Delta R(j_1, j_{23}) < \Delta R(\ell\ell, j_{23})$
	$p_T^{j_1+j_{23}} > 550 \text{ GeV}$
区域 (3)	区域 (4)
$80 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}, p_T^{\ell\ell} > 300 \text{ GeV}$	
$p_T^{j_1} > 700 \text{ GeV}, 70 \text{ GeV} < m_{j_1} < 150 \text{ GeV}$	
$\tau_2^{j_1}/\tau_1^{j_1} < 0.60$	$\tau_2^{j_1}/\tau_1^{j_1} < 0.52$
$75 \text{ GeV} < m_{j_{23}} < 115 \text{ GeV}$	$p_T^{j_2} > 250 \text{ GeV}$
$p_T^{j_{23}} > 50 \text{ GeV}$	$70 \text{ GeV} < m_{j_2} < 150 \text{ GeV}$
$\Delta R(\ell\ell, j_{23}) < \Delta R(j_1, \ell\ell)$	$\tau_2^{j_2}/\tau_1^{j_2} < 0.52$
$\Delta R(\ell\ell, j_{23}) < \Delta R(j_1, j_{23})$	$\Delta R(\ell\ell, j_2) < \Delta R(j_1, \ell\ell)$
$p_T^{\ell\ell+j_{23}} > 700 \text{ GeV}$	$\Delta R(\ell\ell, j_2) < \Delta R(j_1, j_2)$
	$p_T^{\ell\ell+j_2} > 700 \text{ GeV}$

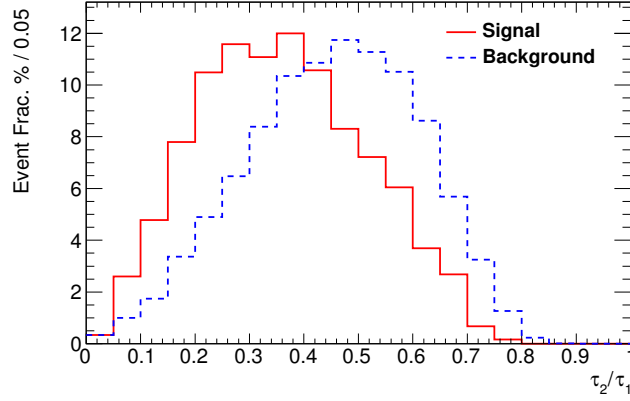


图 5.5 2ℓ OS 信号区中用于重建 W/Z 玻色子的 small-R jet 的 τ_2/τ_1 分布。这里使用的信号是: $m_H = 600$ GeV, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$.

表 5.4 2ℓ SS 信号区的三个区域的事例筛选。这里以 $m_H = 600$ GeV 为例。

区域 (1)	区域 (2)
$m_{\ell\ell} > 300$ GeV, $p_T^{\ell\ell} > 100$ GeV $p_T^{\ell_1} > 300$ GeV, $p_T^{\ell_2} > 50$ GeV $\Delta\phi_{\ell\ell} > 2.0$, $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV no b -tagged jets $p_T^{j_1} > 400$ GeV $p_T^J > 100$ GeV $\tau_2^J/\tau_1^J < 0.6$	
区域 (3)	
$m_{\ell\ell} > 400$ GeV, $p_T^{\ell\ell} > 100$ GeV $p_T^{\ell_1} > 450$ GeV, $p_T^{\ell_2} > 50$ GeV $\Delta\phi_{\ell\ell} > 1.6$, $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV	

lepton) 本底, 要求次领头轻子 $p_T > 50$ GeV。对于 $m_H = 300$ GeV 和 $m_H = 900$ GeV 的信号, 区域划分与 $m_H = 600$ GeV 的信号一样。

5.5.2 3ℓ 信号区

3ℓ 信号区一共分为六个区域, 筛选条件总结在表 5.5 (以 $m_H = 600$ GeV 的信号为例), 示意图如图 5.7 所示。

区域 (1) - (3) 中, 伴随玻色子是 W 玻色子, 并且 $W \rightarrow \ell\nu$, 重希格斯玻色子发生衰变 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-jj$ 。强子化衰变的 Z 玻色子可以通过一个 small-R jet, 一个 large-R jet 或者两个 small-R jet 重建。区域 (4) - (6) 与区域 (1) - (3)

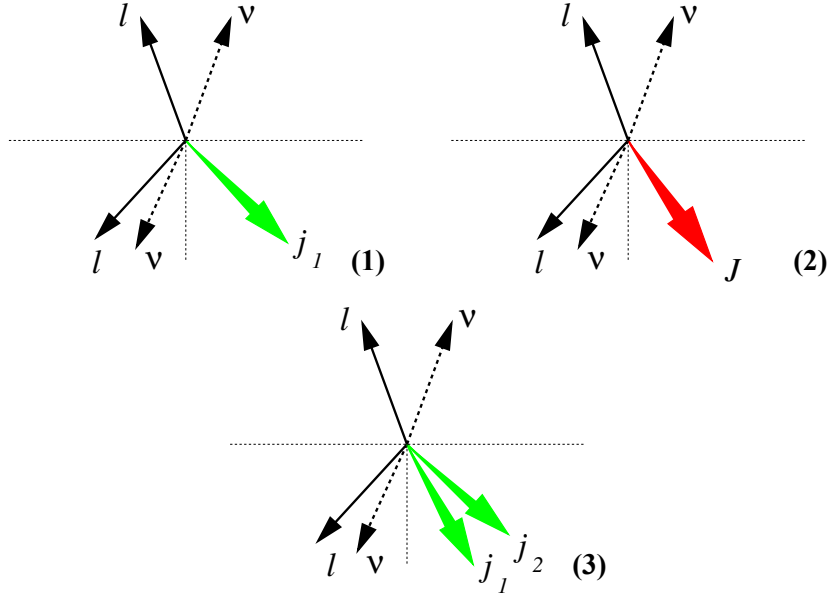


图 5.6 2ℓ SS 信号区的三个区域的示意图。每个示意图的上平面代表伴随 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式，下平面表示来自重希格斯玻色子的两个 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式。绿色箭头代表 small-R jet，红色箭头代表 large-R jet。

类似，除了交换 $W \rightarrow \ell\nu$ 过程和 $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ 过程的位置。末态三个轻子的总电荷必须是 ± 1 。为了重建轻子化衰变的 Z 玻色子，需要判断哪两个轻子来自 Z 玻色子衰变。对于末态有两个电子和一个 μ 子的情况，或者有两个 μ 子和一个电子的情况，组合方式显而易见。对于末态有三个电子或者三个 μ 子的情况，认为具有最小 ΔR 值的带异号电荷的轻子对来自 Z 玻色子衰变。为了降低赝轻子本底，来自 W 玻色子衰变的轻子需要满足 $p_T > 50 \text{ GeV}$ 。

末态的中微子不能被探测器探测到，但是在知道了丢失横动量后，可以通过动量守恒条件和 W 玻色子质量条件得到中微子纵向动量 (p_z^ν)，从而得到中微子四动量。 W 玻色子横向质量可以表示为：

$$m_T = \sqrt{2p_T^\ell E_T^{\text{miss}} [1 - \cos \Delta\phi(\ell, E_T^{\text{miss}})]} \quad (5.7)$$

如果由于丢失横动量的分辨率和 W 玻色子宽度的效应导致 $m_T \geq m_W$ ， p_z^ν 可以通过计算 $E_T^{\text{miss}} \cdot p_z^\ell / p_T^\ell$ 得到。如果 $m_T < m_W$ ，解方程会得到两个 p_z^ν 解， $|p_z^\nu|$ 更小的解作为最终值。

对于 $m_H = 300 \text{ GeV}$ 和 $m_H = 900 \text{ GeV}$ 的信号，区域划分与 $m_H = 600 \text{ GeV}$ 的信号一样。但是根据信号性质不同，本研究适当调整玻色子 p_T 和质量区间选择。

表 5.5 3ℓ 信号区的六个区域的事例筛选。这里以 $m_H = 600$ GeV 为例。

区域 (1)	区域 (4)
$80 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$	
$60 \text{ GeV} < m_{j_1} < 160 \text{ GeV}, \tau_2^{j_1}/\tau_1^{j_1} < 0.60$	
$p_T^{\ell\nu} > 600 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\ell} > 600 \text{ GeV}$
$\Delta R(\ell\ell, j_1) < \Delta R(\ell\nu, \ell\ell)$	$\Delta R(\ell\nu, j_1) < \Delta R(\ell\ell, \ell\nu)$
$\Delta R(\ell\ell, j_1) < \Delta R(\ell\nu, j_1)$	$\Delta R(\ell\nu, j_1) < \Delta R(\ell\ell, j_1)$
$p_T^{\ell\ell+j_1} > 600 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\nu+j_1} > 600 \text{ GeV}$
区域 (2)	区域 (5)
$80 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$	
$70 \text{ GeV} < m_J < 140 \text{ GeV}, \tau_2^J/\tau_1^J < 0.50$	
$p_T^{\ell\nu} > 600 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\ell} > 600 \text{ GeV}$
$\Delta R(\ell\ell, J) < \Delta R(\ell\nu, \ell\ell)$	$\Delta R(\ell\nu, J) < \Delta R(\ell\ell, \ell\nu)$
$\Delta R(\ell\ell, J) < \Delta R(\ell\nu, J)$	$\Delta R(\ell\nu, J) < \Delta R(\ell\ell, J)$
$p_T^{\ell\ell+J} > 600 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\nu+J} > 600 \text{ GeV}$
区域 (3)	区域 (6)
$80 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$	
$60 \text{ GeV} < m_{j_{12}} < 120 \text{ GeV}$	
$p_T^{\ell\nu} > 600 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\ell} > 600 \text{ GeV}$
$\Delta R(\ell\ell, j_{12}) < \Delta R(\ell\nu, \ell\ell)$	$\Delta R(\ell\nu, j_{12}) < \Delta R(\ell\ell, \ell\nu)$
$\Delta R(\ell\ell, j_{12}) < \Delta R(\ell\nu, j_{12})$	$\Delta R(\ell\nu, j_{12}) < \Delta R(\ell\ell, j_{12})$
$p_T^{\ell\ell+j_{12}} > 600 \text{ GeV}$	$p_T^{\ell\nu+j_{12}} > 600 \text{ GeV}$

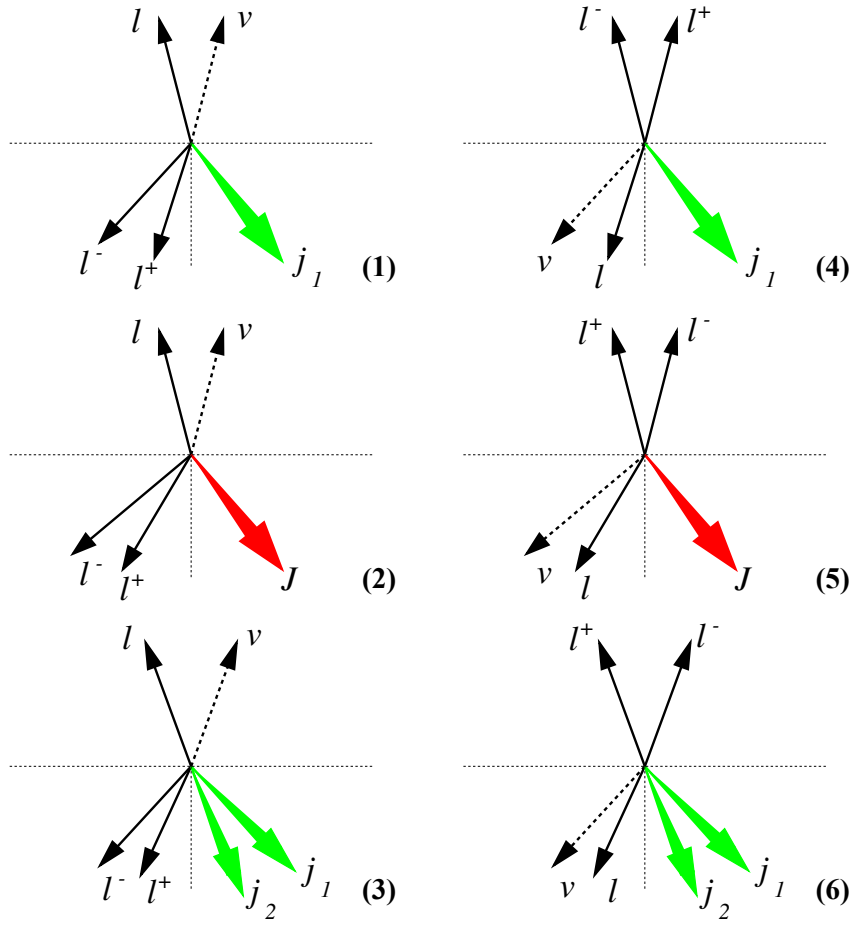


图 5.7 3ℓ 信号区的六个区域示意图。每个示意图的上平面代表伴随 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式，下平面表示来自重希格斯玻色子的两个 W/Z 玻色子的衰变产物和重建方式。绿色箭头代表 small-R jet，红色箭头代表 large-R jet。

5.5.3 信号和本底的产量

以 $m_H = 600 \text{ GeV}$, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$ 的信号为例（与图 5.2 和图 5.3 中的 Signal B 参数相同），三个信号区中信号和本底的事例产量总结在表 5.6，相应观测量的分布在图 5.8。在 2ℓ OS 信号区和 3ℓ 信号区，观测量是重建的重希格斯玻色子质量 (m_{VV})。在 2ℓ SS 信号区，由于无法重建重希格斯玻色子质量，选取强子化衰变的 W 玻色子的质量 ($m_{V(jj)}$) 为观测量。由于图 5.6(3) 中的两个领头 small-R jet 可能不是来自 W 玻色子衰变， $m_{V(jj)}$ 的分布在右边有一个长尾巴。“Other”本底在 $m_{V(jj)}$ 分布中有一个明显的峰，这主要是由于 $t\bar{t}V$ 本底的贡献。从表 5.6 和图 5.8 中都能清楚看到， 2ℓ SS 信号区具有最好的信号显著性。

表 5.6 在 300 fb^{-1} 积分亮度下，三个信号区中信号和本底的事例产量。在 2ℓ OS 和 2ℓ SS 信号区，Other 包含双玻色子本底、三玻色子本底、 $t\bar{t}$ 本底和 $t\bar{t}V$ 本底。在 3ℓ 信号区，Other 包含三玻色子本底和 $t\bar{t}V$ 本底。以 $m_H = 600 \text{ GeV}$, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$ 的信号为例。

	信号	Z+QCD jets	Other
2ℓ OS 信号区	4.0	41.6	3.5
	信号	WZ +QCD jets	Other
3ℓ 信号区	3.6	7.2	1.3
	信号	WZ +QCD jets	Other
2ℓ SS 信号区	11.4	4.1	3.1

5.6 排除区间

在计算信号显著性的时候，我们先对图 5.8 中的质量分布应用质量区间筛选条件，然后采用对信号和本底计数 (number counting) 的方法。显著性依赖于只有本底的假设 (background-only hypothesis) 下的泊松似然函数和同时有信号与本底的假设 (signal+background hypothesis) 下的泊松似然函数比值。在重复 1000 次玩具实验 (toy experiment) 后，可以分别得到两种假设下的测试统计量 (test statistic) 的分布，从而得到每一个信号的显著性。再对模拟的信号做合理外推，可以得到 95% 置信水平的参数空间的排除区域。在这项工作中，我们以 $m_H = 300, 600, 900$ 为例，研究 f_W 和 f_{WW} 参数空间。由于重希格斯玻色子的宽度正比于 $\rho_H^2 m_H^3$ ， $\rho_H = 0.05$ 使得宽度非常窄。当 $f_W = f_{WW} = 50$ 时， $m_H = 900 \text{ GeV}$ 的重希格斯玻色子的宽度只有 0.571 GeV 。因此，这里不考虑信号与本底之间的干涉情况。

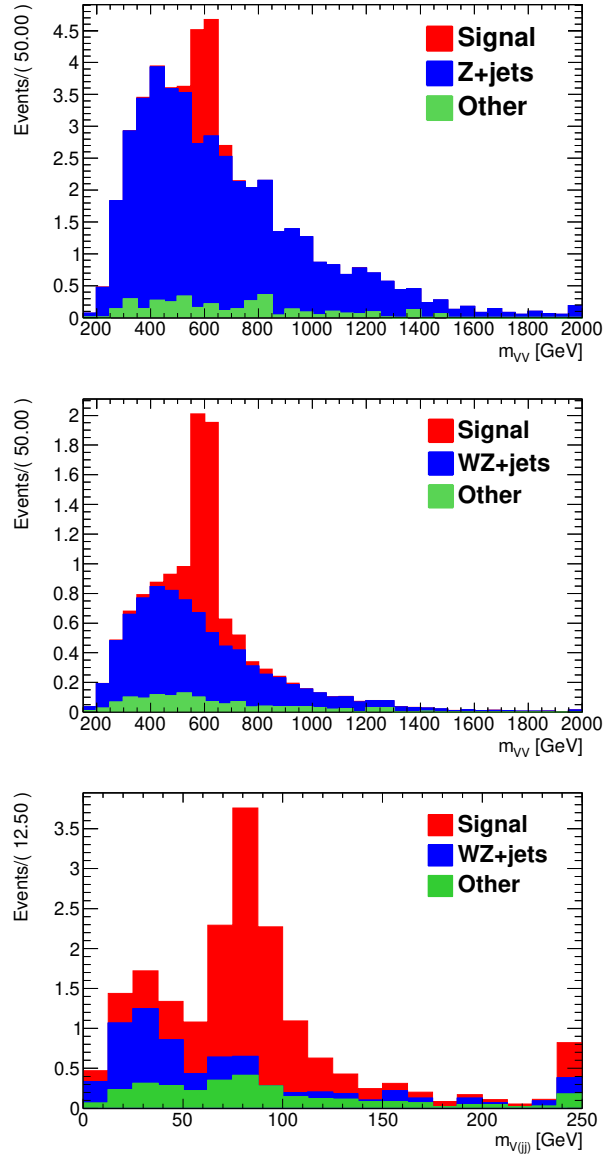


图 5.8 在 300 fb^{-1} 积分亮度下, 2ℓ OS 信号区 (上) 和 3ℓ 信号区 (中) 中重建的重希格斯玻色子的质量分布, 和 2ℓ SS 信号区 (下) 中重建的强子化衰变的 W 玻色子的质量分布。在 2ℓ OS 和 2ℓ SS 信号区, Other 包含双玻色子本底、三玻色子本底、 $t\bar{t}$ 本底和 $t\bar{t}V$ 本底。在 3ℓ 信号区, Other 包含三玻色子本底和 $t\bar{t}V$ 本底。以 $m_H = 600 \text{ GeV}$, $\rho_H = 0.05$, $f_W = f_{WW} = 50$ 的信号为例。

假设不存在六维算符耦合参数很大的重希格斯玻色子, 我们分别对三个 m_H 值设置参数空间的排除。图 5.9 - 图 5.14 展示了 139 fb^{-1} 、 300 fb^{-1} 和 3 ab^{-1} 积分亮度下, $m_H = 300, 600, 900 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的 f_W 和 f_{WW} 参数空间的排除区域。很大一部分被理论所允许的参数空间可以被排除。值得一提的是, 当 $\rho_h = 1$ 时, ρ_H 取较大值会使得么正限制包围的区域偏离原点, 从而使得信号更容易被排除。

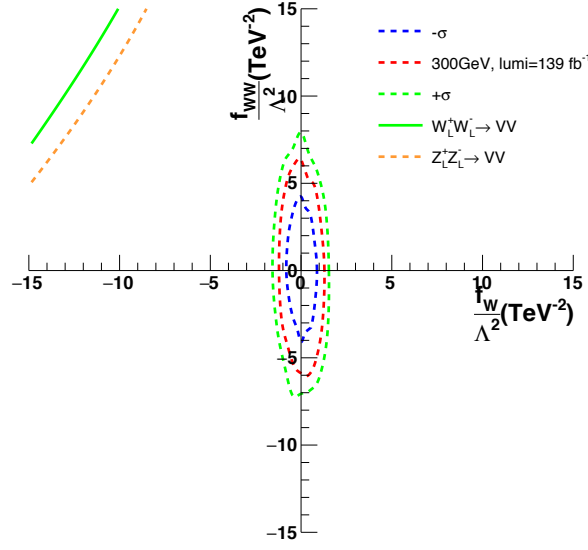


图 5.9 在 139 fb^{-1} 积分亮度下, 当 $\rho_H = 0.05$ 并且 $m_H = 300 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的参数空间的排除区域和相应的 $\pm 1\sigma$ 的区域。绿色实线和橘色虚线是理论上的么正限制。

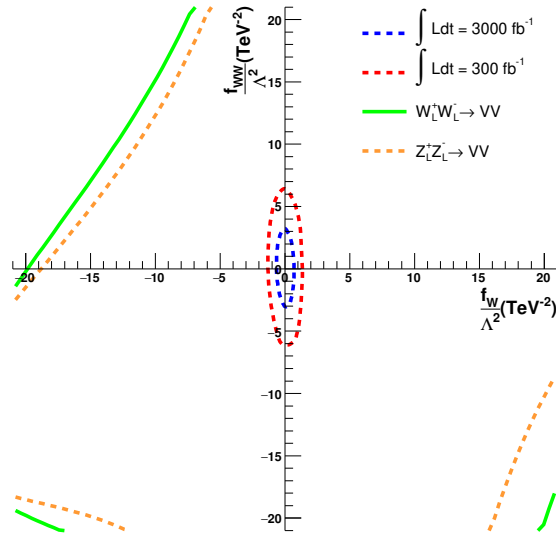


图 5.10 在 300 fb^{-1} 和 3 ab^{-1} 积分亮度下, 当 $\rho_H = 0.05$ 并且 $m_H = 300 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的参数空间的排除区域。绿色实线和橘色虚线是理论上的么正限制。

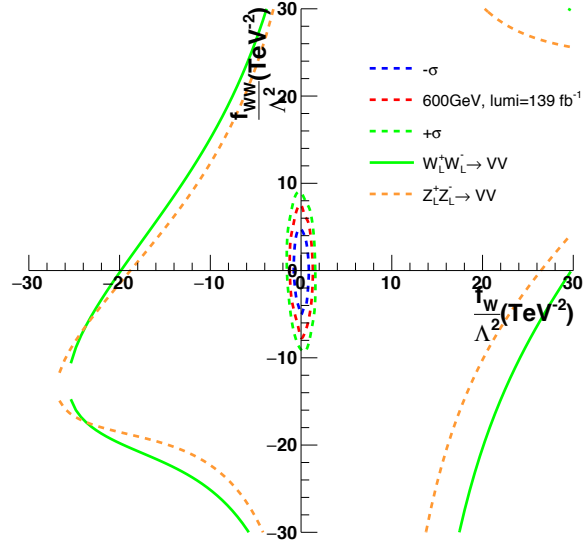


图 5.11 在 139 fb^{-1} 积分亮度下, 当 $\rho_H = 0.05$ 并且 $m_H = 600 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的参数空间的排除区域和相应的 $\pm 1\sigma$ 的区域。绿色实线和橘色虚线是理论上的么正限制。

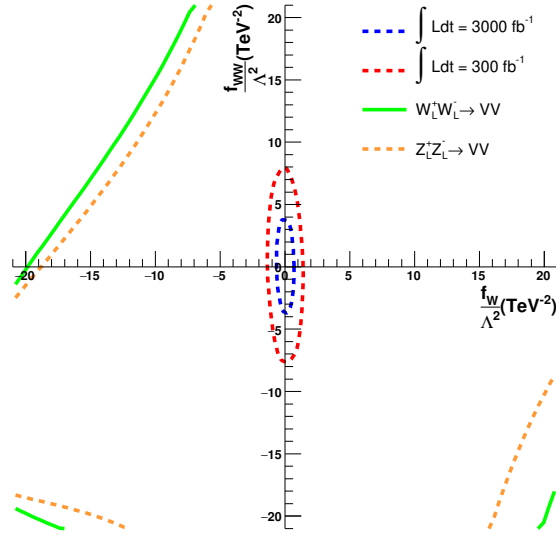


图 5.12 在 300 fb^{-1} 和 3 ab^{-1} 积分亮度下, 当 $\rho_H = 0.05$ 并且 $m_H = 600 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的参数空间的排除区域。绿色实线和橘色虚线是理论上的么正限制。

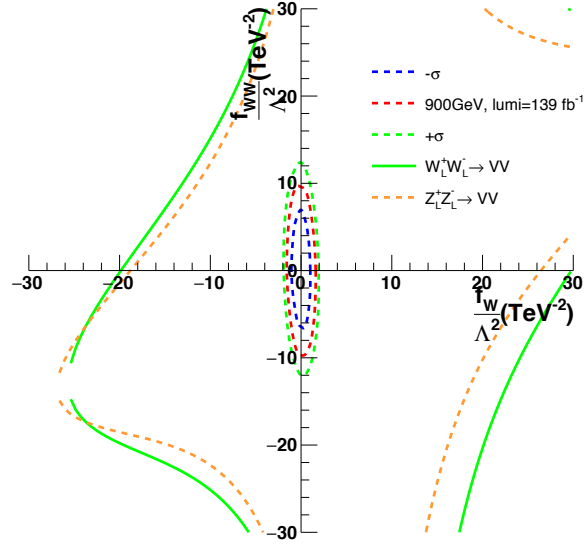


图 5.13 在 139 fb^{-1} 积分亮度下, 当 $\rho_H = 0.05$ 并且 $m_H = 900 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的参数空间的排除区域和相应的 $\pm 1\sigma$ 的区域。绿色实线和橘色虚线是理论上的么正限制。

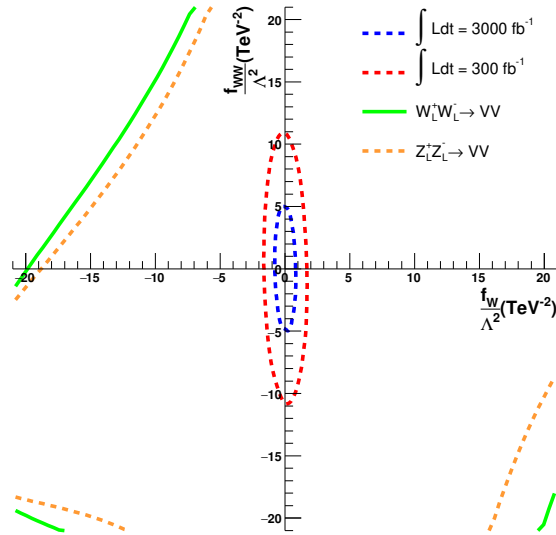


图 5.14 在 300 fb^{-1} 和 3 ab^{-1} 积分亮度下, 当 $\rho_H = 0.05$ 并且 $m_H = 900 \text{ GeV}$ 时, 95% 置信水平的参数空间的排除区域。绿色实线和橘色虚线是理论上的么正限制。

第6章 与模型无关的重希格斯玻色子的实验寻找

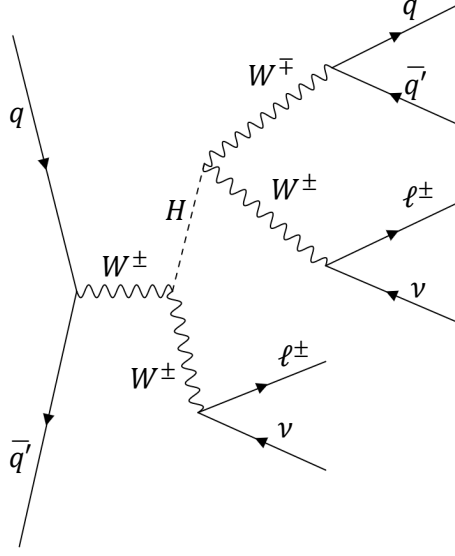
在第5章介绍的唯象研究的基础上，我们开始利用 ATLAS 探测器收集的数据进行实验分析 – 在含有两个同号电荷轻子的末态寻找与模型无关的具有六维有效算符的重希格斯玻色子。本章将具体介绍实验分析所使用的数据和 MC 样本、信号区的定义和事例筛选优化、本底的估计和验证、系统误差，以及统计分析方法和实验结果。

6.1 研究背景和策略概览

ATLAS 和 CMS 上有很多关于重希格斯玻色子的分析^[67-76,70]。这些分析主要集中在 ggF 和 VBF 产生道，只考虑重希格斯玻色子的四维算符的效应，目前没有发现任何新物理的迹象。实验上对标准模型希格斯玻色子的六维算符的研究已经非常广泛和深入^[77-78]，但是还没有关于重希格斯玻色子的六维算符的研究。六维算符的引入也能在一定程度上回答为什么那么多的实验研究都没有发现重希格斯玻色子踪迹的问题，如果重希格斯玻色子是真实存在的，那么由于 ggF 和 VBF 产生道的本底太高，实验上并不能观测到信号的存在。

第5章的唯象研究结果表明 VH 产生道的显著性最大，并且在 VH 产生道，含有两个同号电荷轻子 (two same-sign leptons, SS2L) 的末态比含有两个异号电荷的末态和含有三个轻子的末态具有更大的显著性。因此，该实验分析集中在 VH 产生道的含有两个同号电荷轻子的末态寻找与模型无关的具有六维有效算符的重希格斯玻色子。相应的产生和衰变模式是 $pp \rightarrow W^\pm H \rightarrow W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu jj$ ，费曼图如图 6.1 所示。目前也有一些研究 SS2L 末态的分析^[79-83]。实验家们对 SS2L 末态感兴趣是由于在标准模型中其产生截面很小，具有较少本底。在质心能为 $\sqrt{s} = 13$ TeV 的 LHC 的质子-质子对撞中标准模型的 SS2L 截面的量级为 1 pb，比含有一对异号电荷轻子的末态的截面少三个量级^[84]。

SS2L 末态中的来自 W 玻色子的两个部分子经过簇射后可能形成一个 large-R jet 也可能形成两个 small-R jet。为了涵盖更多的动力学相空间，该分析把事例按照强子化衰变的 W 玻色子的重建方法分为喷注可区分类型 (Resolved category) 以及喷注集中类型 (Boosted category)。对于 Resolved category，强子化衰变的 W 玻色子能够被两个 small-R jet 重建。对于 Boosted category，强子化衰变的 W 玻色子可以被一个 large-R jet 重建，这种 large-R jet 被称为 boosted W jet。在 SS2L 末态引入 Boosted category 是本分析新颖的地方，可以最大程度地利用 ATLAS 收集到


 图 6.1 $W^\pm H \rightarrow W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu jj$ 过程的费曼图。

的数据，避免遗漏。

与唯象研究一样，本分析的信号只有三个自由参数： m_H 、 f_W 和 f_{WW} 。

6.2 数据和 MC 样本

在 ATLAS，揭盲 (unblinding) 前不能看信号区数据，因此需要通过 MC 样本来研究标准模型本底和信号，从而制定分析策略。本章将具体介绍使用的数据、信号和本底 MC 样本。

6.2.1 数据样本

本分析使用 ATLAS 于 2015 年至 2018 年在质心系能量 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 下收集的通过质子-质子对撞产生的好运行列表 (Good Run List, GRL) 中的数据，总积分亮度为 139 fb^{-1} 。ATLAS 探测器不能时刻保持好的运行状态，GRL 可以告诉我们哪些时期的数据是可靠的、能够用于物理分析的。

6.2.2 MC 样本

蒙特卡罗 (Monte Carlo, MC) 模拟产生的样本用于计算信号效率和本底估计。产生的 MC 样本通过基于 GEANT4^[85] 的 ATLAS 探测器模拟框架模拟探测器响应，并且用和重建数据一样的软件进行物理对象的重建^[86]。堆积事例效应通过 Pythia^[87] 模拟实现 – 把硬散射事例和 Pythia 产生的非弹性散射事例重叠在一起。该过程应用 NNPDF2.3LO^[88] 部分子分布函数 (Parton Distribution Function, PDF) 和 A3 参数集^[89]。

6.2.2.1 信号 MC 样本

信号 MC 样本由 MadGraph5_aMC@NLO 2.7.3^[84] 产生, 使用 NNPDF30NLO PDF, 精确到领头阶 (Leading Order, LO)。MC 样本包含 $pp \rightarrow VH \rightarrow VVV$ 的过程, 使用的 MadGraph 语法是:

$$pp > H > VVV \quad (6.1)$$

其中 H 代表重希格斯玻色子, V 代表 W/Z 玻色子。 V 经由 MadSpin^[90] 衰变到所有可能末态。

事例产生后再通过 Pythia 8.244^[87] 进行部分子簇射和强子化, 使用 ATLAS A14 参数集^[91] 和 NNPDF2.3LO PDF^[88]。为了扫描相空间, 产生一系列 m_H 从 300 GeV 到 2000 GeV 的信号, 对于每一个 m_H 值又产生一系列不同 f_W 和 f_{WW} 值的信号。使用的四维和六维算符相互作用拉氏量与第 5 章描述的唯一象研究一样 (5.2 节的式 (5.1) 和式 (5.4)), 也同样只有 m_H 、 f_W 和 f_{WW} 这三个自由参数, 其他参数的设置也和唯象研究相同: $\rho_h = 1$, $\rho_H = 0.05$, $\Lambda = 5 \text{ TeV}$, $f_B = 0$ 和 $f_{BB} = 0$

本分析的信号事例产生于领头阶, 但是信号产生截面的计算, 利用希格斯玻色子特征模型 (Higgs characterisation model)^[92], 精确到次领头阶 (Next-to-Leading Order, NLO)。NLO 产生截面和 LO 产生截面的比值称为 K -因子 (K -factor), 用于计算产生截面的过程是:

$$pp \rightarrow VH \ (V = Z, W) \quad (6.2)$$

通过比较所有信号 NLO 精度的动力学量分布和 LO 精度的动力学量分布, 发现所有 NLO 分布和 LO 分布的形状非常接近。因此, 本分析只使用 LO 精度的事例, 并用 K -因子把产生截面修正到 NLO 精度。图 6.3 和图 6.4 比较了 NLO 的重希格斯玻色子横动量 (p_T^H)、 W 玻色子横动量 (p_T^W) 和领头 small-R jet 横动量 ($p_{T,\text{leading jet4}}$) 分布和相应的 LO 分布, 不同分布的 NLO 和 LO 形状很符合。图 6.2 总结了不同信号样本的 K -因子, 可以看到, 即使参数不同, K -因子一直保持在 1.3 附近。在接下来的研究中, 取 K -因子为 1.3。

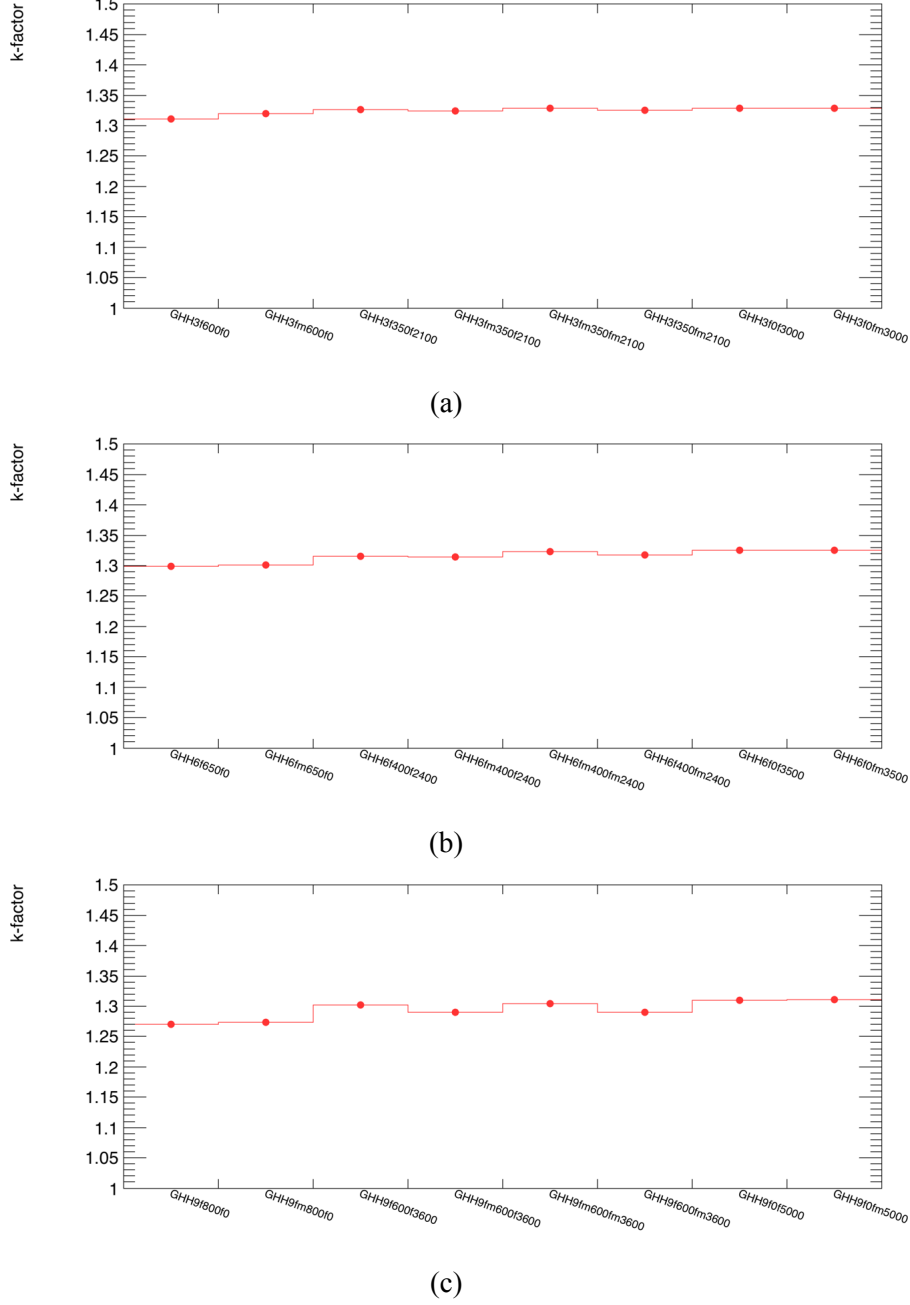


图 6.2 在不同信号参数下 K -因子的分布。(a) $m_H = 300$ GeV; (b) $m_H = 600$ GeV; (c) $m_H = 900$ GeV。信号命名规则: GHH6f650f0 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 650$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号; GHH6fm400f2400 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = -400$, $f_{WW}/\rho_H = 2400$ 的信号。

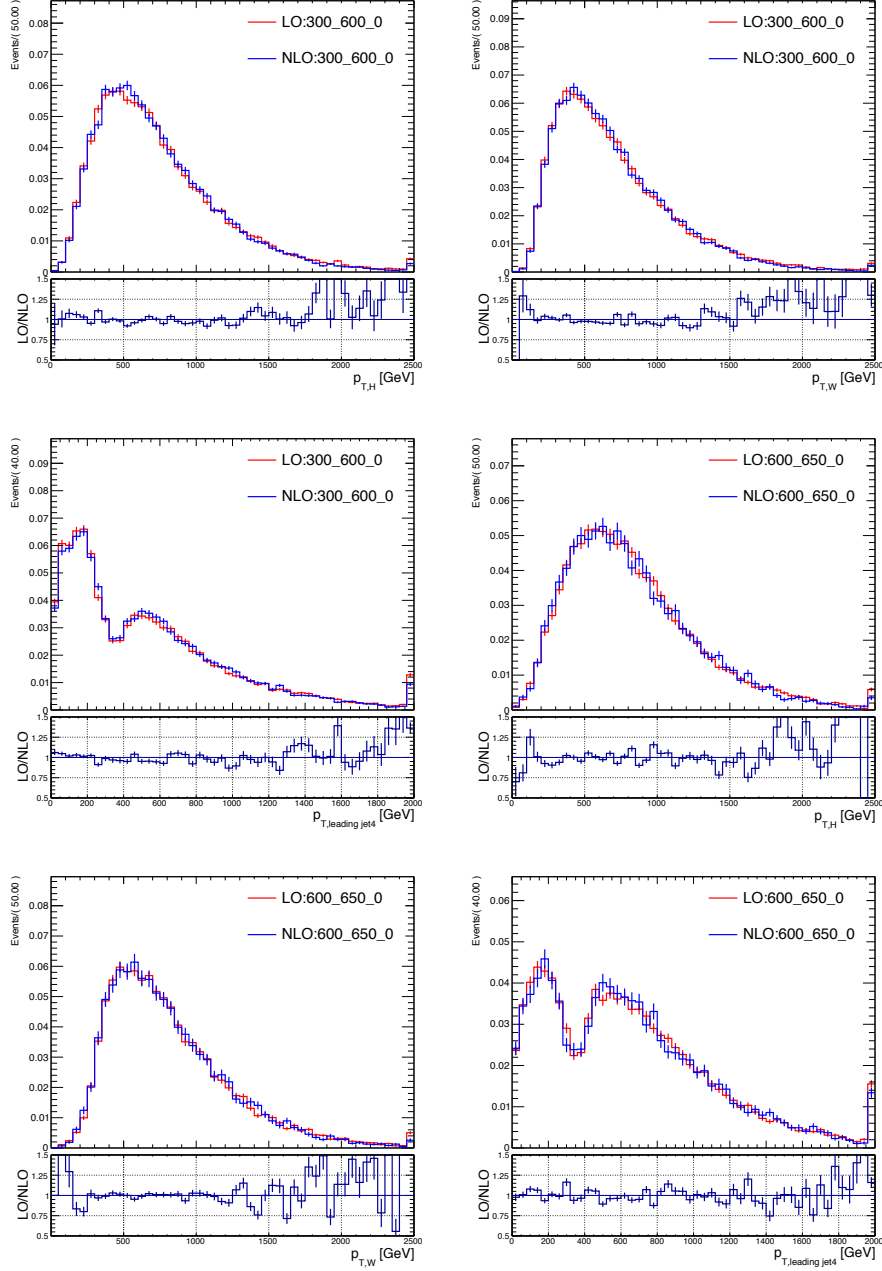


图 6.3 上平面是不同信号参数下, LO (红色) 和 NLO (蓝色) 的 p_T^H 、 p_T^W 和 $p_{T,\text{leading jet4}}$ 分布, 归一到相同面积。下平面是 NLO/LO 的比值。300_600_0 表示 $m_H = 300 \text{ GeV}$, $f_W/\rho_H = 600$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号; 600_650_0 表示 $m_H = 600 \text{ GeV}$, $f_W/\rho_H = 650$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号。

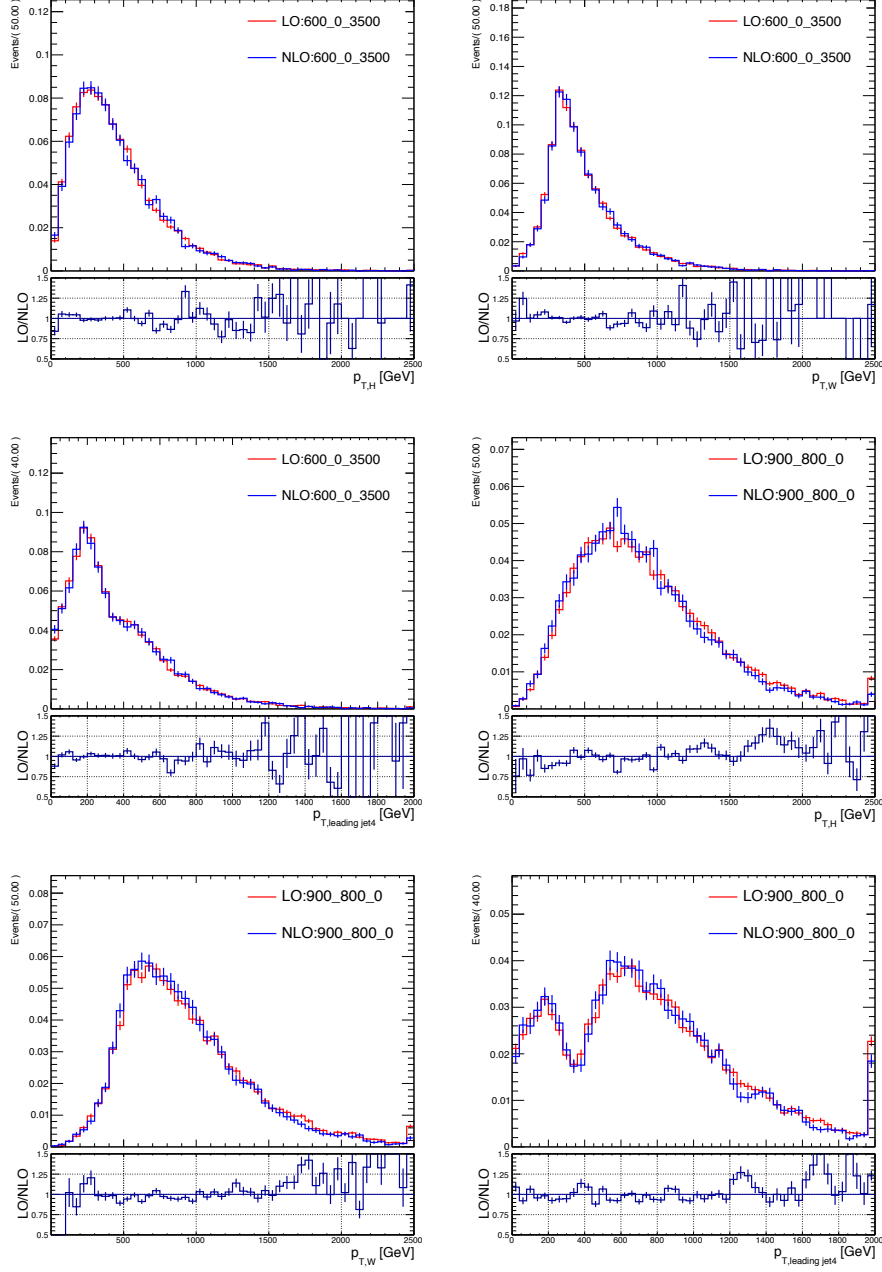


图 6.4 上平面是不同信号参数下, LO (红色) 和 NLO (蓝色) 的 p_T^H 、 p_T^W 和 $p_{T,leading jet4}$ 分布, 归一到相同面积。下平面是 NLO/LO 的比值。600_0_3500 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 3500$ 的信号; 900_800_0 表示 $m_H = 900$ GeV, $f_W/\rho_H = 800$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号。

6.2.2.2 本底 MC 样本

包含两个轻子化矢量玻色子的末态的本底样本 ($W^\pm W^\pm$ 、 WZ 和 ZZ) 由 SHERPA 2.2.2^[93] 产生, 精确到 QCD 微扰的 NLO。SHERPA 使用 OPEN-LOOPS^[94] 程序计算 NLO 圈图矩阵元。产生的事例包含至多 1 个 LO 喷注和至多 3 个 NLO 喷注。 $W^\pm W^\pm$ 本底 (以下简称为“ssWW”) 不包含三玻色子末态的贡献。NNPDF3.0NNLO PDF^[88] 用于模拟质子结构。默认的底层事例微调 (underlying-event tune) 参数集用于微调部分子簇射参数。

在壳 (on-shell) 的 $W^\pm W^\mp W^\mp$ 过程也由 SHERPA 2.2.2 产生。在壳 $W^\pm W^\mp W^\mp$ 指包含 $pp \rightarrow Wh^* \rightarrow WWW$ 的过程, 其中希格斯玻色子离壳 (off-shell), 来自希格斯玻色子的 W 玻色子在壳。 W 玻色子离壳的过程 ($pp \rightarrow Wh \rightarrow WWW^*$) 与在壳过程具有相同末态。需要单独模拟。 $pp \rightarrow Wh \rightarrow WWW^*$ 过程的事例由 POWHEG 产生^[95-96], 再通过 Pythia 使用 NNPDF3.0NNLO PDF 进行部分子簇射和强子化。在壳和离壳本底统称为“WWW”。

其他的三玻色子本底 (VVV) 由 SHERPA 2.2.2 产生。

$t\bar{t}$ 本底和单个 t 夸克 (SingleTop) 本底由 POWHEG 和 Pythia 产生, 精确到 NLO。对于 $t\bar{t}$ 本底, 假设 t 夸克质量 (m_{top}) 为 175 GeV。POWHEG 中的内部参数 h_{damp} 用于匹配矩阵元和部分子簇射, 被设置成 $h_{damp} = 1.5m_{top}$ 。 $t\bar{t}V$ 本底和 tZ 本底由 MadGraph5_aMC@NLO 和 Pythia 产生。 $t\bar{t}Z$ 要求 Z 玻色子衰变到两个电子、两个 μ 子或者两个 τ 子。 $t\bar{t}W$ 不要求特定的 W 玻色子衰变模式。 $t\bar{t}h$ 由 POWHEG 和 Pythia 产生。

$V\gamma$ 本底通过 SHERPA 2.2.8 产生, 利用 NNPDF3.0NNLO PDF。产生的事例包含至多 1 个 NLO 喷注和至多 3 个 LO 喷注。 W +jets 和 Z +jets 本底通过 SHERPA 2.2.1 产生, 利用 NNPDF3.0NNLO PDF, 事例包含至多 2 个 NLO 喷注和至多 4 个 LO 喷注。

由于 $t\bar{t}V$ 、 $t\bar{t}h$ 和 tZ 的本底在本分析中贡献很小, 在分析中把它们合并起来, 统称为“TopX”。

6.3 基准筛选及其优化

为了减小本底, 分析使用的不同物理对象需要满足不同的条件, 整个事例也需要满足一些筛选条件, 比如不存在 **b-jet**。本章将具体介绍物理对象筛选条件, 基准筛选及其优化过程。

6.3.1 触发条件

本分析使用横动量阈值最低的非预定比 (unprescaled) 单轻子 (电子和 μ 子) 触发。表 6.1 总结了不同年份数据使用的单轻子触发。筛选的事例需要至少有一个电子或者 μ 子匹配到相应的触发, 匹配条件是横动量比触发条件的阈值至少大 1 GeV。为了统一不同年份的轻子筛选条件, 要求匹配的轻子满足 $p_T > 27$ GeV。

表 6.1 本分析使用的单轻子触发。

	单电子触发	单 μ 子触发
	HLT_e24_lhemedium_L1EM20VH	HLT_mu20_iloose_L1MU15
2015	HLT_e60_lhemedium HLT_e120_lhloose	HLT_mu50
	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose	HLT_mu26_ivarmedium
2016 -	HLT_e60_lhmedium_nod0	HLT_mu50
2018	HLT_e140_lhloose_nod0 HLT_e300_etcut	

6.3.2 物理对象的筛选

本分析的末态含有两个轻子、两个无法被探测到的中微子、一个 large-R jet 或者两个 small-R jet。

μ 子需要满足 4.3 节介绍的“中等”鉴别工作点, 还需要满足额外的动力学条件以减少来自 pile-up 的 μ 子和非直生 μ 子。为了保证匹配到 μ 子的来自内部探测器的径迹来自主顶点, μ 子的纵向碰撞参数 (longitudinal impact parameter, z_0) 要满足 $|z_0 \times \sin \theta| < 0.5$ mm, 其中 θ 是径迹的极角。横向碰撞参数 (transverse impact parameter, d_0) 的显著性要满足 $|d_0/\sigma(d_0)| < 3$, 其中 $\sigma(d_0)$ 是 d_0 的误差。 μ 子还要满足 $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$ 。 μ 子的孤立性条件是 PLV 标记位的“严格”工作点, 用于抑制来自重味喷注的非直生轻子。满足以上定义的 μ 子用于信号区、控制区和验证区的研究, 称为“Signal” μ 子。除此之外, 还定义了“antiID” μ 子用于研究非直生轻子本底。“antiID” μ 子的定义与“Signal” μ 子相同, 除了没有孤立性要求和更加宽松的横向碰撞参数显著性条件 ($|d_0/\sigma(d_0)| < 10$)。“Signal” μ 子首先被挑选, 剩余的 μ 子才被考虑进“antiID” μ 子, 因此两种 μ 子相互正交, 不存在重复使用。所有 $p_T < 4.5$ GeV, $|\eta| < 2.7$ 的 μ 子都被剔除, 在对轻子数目计数时, 不做考虑。

基于簇射形状、径迹品质、横向辐射和径迹与量能器团簇的匹配情况的“严格”鉴别工作点用于电子筛选。电子还需满足 $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.47$ 但不在 $1.37 \leq$

$|\eta| \leq 1.52$ 区域内, 和歧义条件。歧义条件反映额外的材料转化信息, 能有效降低来自光子的赝电子本底。和 μ 子类似, 电子也使用 PLV 标记位的“严格”工作点。为了更好地抑制电荷误重建的电子, 还使用同样基于 BDT 的选择器 – 电子电荷鉴别选择器 (Electron Charge ID Selector, ECIDS)。ECIDS 把 d_0 、径迹与团簇的空间匹配等变量作为输入变量。电子需要满足 ECIDS 的“宽松”工作点。满足以上定义电子为“Signal”电子。分析还定义了“antiID”电子 – 用于估计喷注误重建为电子的本底, 和“antiBL”电子 – 用于估计光子误重建为电子的本底。不满足“Signal”电子判选条件的电子才被考虑进另外两种电子。“antiID”电子满足“中等”鉴别工作点, 没有孤立性要求。“antiBL”电子同样也满足“严格”鉴别工作点, 除了粒子必须在硅像素探测器最内层 (insertable B-Layer, IBL) 留下碰撞点的条件, 但是没有歧义条件。来自光子的电子不与 IBL 发生相互作用, 因此要求“antiBL”电子在 IBL 内没有碰撞点。“antiBL”电子的孤立性和 ECIDS 条件能够有效减少非直生电子本底和误重建电子电荷本底, 从而得到比较纯的光子误重建本底。“Signal”电子、“antiID”电子和“antiBL”电子两两正交, 不存在重复使用。如果电子满足 $p_T < 7 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.47$, 则被剔除。

在没有特别说明的情况下, 本分析使用的 μ 子和电子是“Signal” μ 子和“Signal”电子。

本分析只使用 $p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.5$ 的 small-R jet。 $|\eta| < 2.4$ 并且 $20 < p_T < 60 \text{ GeV}$ 的 small-R jet 要满足喷注顶点标记位 (Jet Vertex Tagger, JVT)^[97] 的“中等”工作点, 以抑制来自堆积事例的喷注。JVT 是一种多变量判别器, 利用与喷注匹配的径迹的信息区分来自主顶点的喷注和堆积顶点的喷注。本分析使用 DL1r 标记位的 85% 信号效率工作点来标记 b-jet。因为末态粒子都来自 W 衰变, 所以 b-jet 的标记只用于剔除含 b-jet 的事例。

large-R jet 需要满足 $p_T > 200 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2$ 并且 $50 \text{ GeV} < m_J < 200 \text{ GeV}$ 。本分析使用 4.4.3 节介绍的 W 标记位的 80% 信号效率工作点标记强子化衰变的 W 玻色子。

对于不同的分析区间, 丢失横动量的筛选有所不同, 重建方法如 4.5 所述。

6.3.3 事例的基准筛选

如果强子化衰变的 W 玻色子具有高横动量, 末态产物比较集中, 则可以通过一个 large-R jet 重建。反之, 可以通过两个 small-R jet 重建。因此, 本分析定义两种类型的事例: 喷注集中类型 (Boosted category) 和喷注可区分类型 (Resolved category)。Boosted category 的定义是: p_T 领头的 large-R jet 满足 $p_T > 200 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2$ 并且 $50 \text{ GeV} < m_J < 200 \text{ GeV}$ 。

表 6.2 优化前的事例基准筛选。

Boosted SR	Resolved SR
Boosted Category	不通过 Boosted Category
$E_T^{miss} > 80 \text{ GeV}$	$E_T^{miss} > 60 \text{ GeV}$
$N_J \geq 1$	$N_j \geq 2$
$p_T(J_1) > 200 \text{ GeV}$	$p_T(j_1) > 30, p_T(j_2) > 20 \text{ GeV}$
J_1 满足 W 标记位的 80%WP	$M_{jj} \in (50, 120) \text{ GeV}$
有两个同号轻子, 并且 $p_T > 27, 20 \text{ GeV}$	
不存在第三个轻子	
没有通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet	
$p_T(l_1) > 100 \text{ GeV}$	
$M_{ll} > 200 \text{ GeV}$	

Boosted category 本底较少, 信号显著性更大, 因此 Boosted category 的事例先被挑选。不通过 Boosted category 的事例才被考虑进 Resolved category。

在定义了物理对象的筛选后, 基于第5章的唯象研究, 本分析以表 6.2总结的事例筛选为基准, 并以此为基础进行优化。其中 l_1 表示领头的轻子, J 表示 large-R jet, J_1 表示领头的 large-R jet, j 表示 small-R jet, j_1 和 j_2 分别表示领头和次领头的 small-R jet。 M_{ll} 和 M_{jj} 分别表示两个领头轻子的不变质量和两个领头 small-R jet 的不变质量。

因为末态有两个中微子, 重希格斯玻色子质量无法被重建。研究发现, 有效质量 (effective mass, m_{eff}) 是最优观测量, 定义如下:

$$\text{Boosted category: } \sum_i p_T(\text{lepton}_i) + p_T(\text{leading } J) + E_T^{miss} \quad (6.3)$$

$$\text{Resolved category: } \sum_i p_T(\text{lepton}_i) + p_T(\text{leading } j) + p_T(\text{sub-leading } j) + E_T^{miss} \quad (6.4)$$

它是末态所有对象横动量的标量和, 能够反应不同信号的 boosted 程度, 并且信号比本底具有更大的 m_{eff} 。

6.3.4 事例筛选的优化

由于探测器效应，实验分析中的物理对象没有唯象研究那么好区分。因此，需要对表 6.2 中的各个判选条件进行优化。优化的原则是最大化信号显著性。显著性的定义是：

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i \in bins} 2 \times ((S_i + B_i) \times \ln(1 + \frac{S_i}{B_i}) - S_i)} \quad (6.5)$$

对直方图的每一个间格 (bin) 求显著性后，再通过平方和得到总的显著性。这里 S 和 B 是从 MC 样本估计的信号和本底在有效质量分布中的事例数。

接下来分别扫描 W 标记位 WP，领头轻子横动量 ($p_T(l_1)$)， M_{ll} ， E_T^{miss} ，领头 small-R jet 横动量 ($p_T(j_1)$) 和 M_{jj} 的选择条件，以达到最大的显著性。后者的优化过程是在前者优化结果的基础上进行的。

6.3.4.1 W 标记位 WP 的优化

领头 large-R jet 的选择条件可以是 W 标记位的 80% WP、50% WP、质量窗口剪切 ($60 < M_J < 110$ GeV) 或者没有任何条件。图 6.5 比较了四种选择在不同信号参数下的信号显著性，可以看到，80% WP 的显著性明显高于其他选择条件。

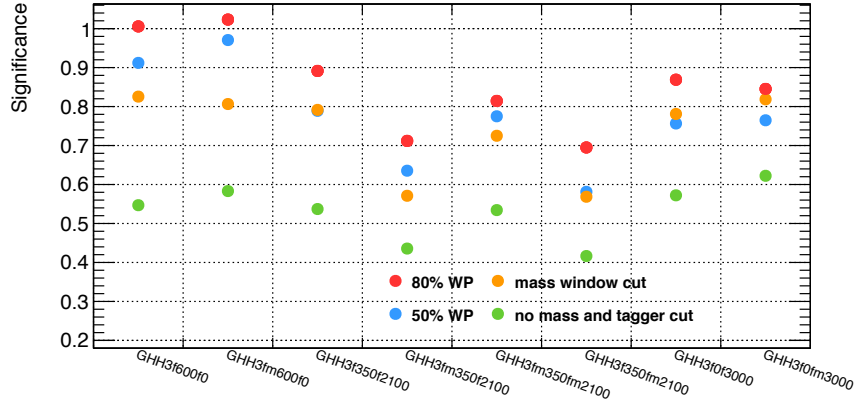
6.3.4.2 主要变量的优化

对信号和本底有区分作用的主要变量是 $p_T(l_1)$ 、 M_{ll} 、 E_T^{miss} 和 $p_T(j_1)$ 。在表 6.2 的基础上，对这些变量逐个进行优化。因为大部分变量不是关联的，所以优化顺序的选择不会影响优化结果。 $p_T(l_1)$ 和 M_{ll} 之间存在关联性，在优化过程中给予考虑。图 6.6 和图 6.7 展示了 Boosted category 和 Resolved category 中 $p_T(l_1)$ 的扫描结果。由于采用了较紧的 M_{ll} 选择条件，随着 $p_T(l_1)$ 的升高，并没有看到明显的显著性提升。因此本分析采用最宽松的 $p_T(l_1)$ 选择条件 ($p_T(l_1) > 27$ GeV) 以保留更多的信号。

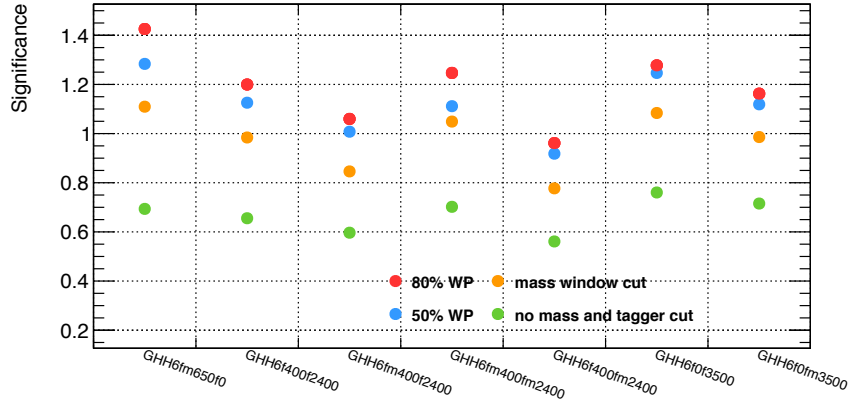
基于 $p_T(l_1) > 27$ GeV 的 M_{ll} 的扫描结果如图 6.8 和图 6.9 所示。随着 M_{ll} 的升高，显著性并没有明显增加，因此使用 $M_{ll} > 100$ GeV 的判选条件。这里 M_{ll} 的扫描值不低于 100 GeV 是为了减少 $Z+jets$ 本底。

因为 $p_T(l_1)$ 和 M_{ll} 之间存在关联性，在 $M_{ll} > 100$ GeV 的基础上，再次进行 $p_T(l_1)$ 的扫描，以确保优化顺序不影响结果。扫描结果如图 6.10 和图 6.11 所示，可以看到， $p_T(l_1) > 27$ GeV 的选择条件仍然是最佳选择。

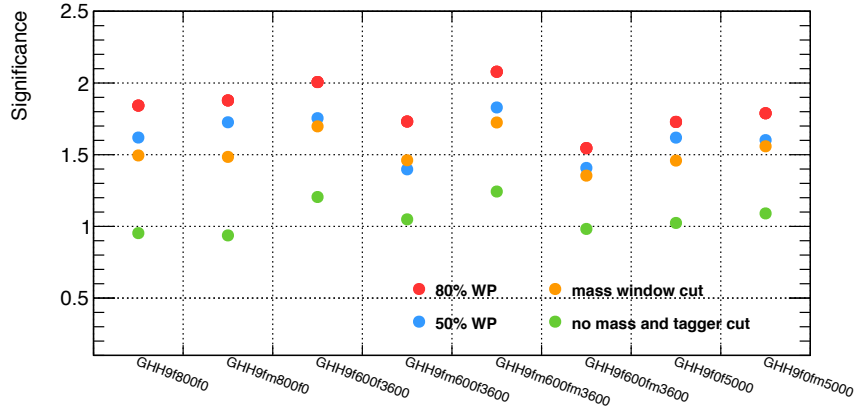
基于 $p_T(l_1) > 27$ GeV 和 $M_{ll} > 100$ GeV 选择条件， E_T^{miss} 的扫描结果如图 6.12



(a)

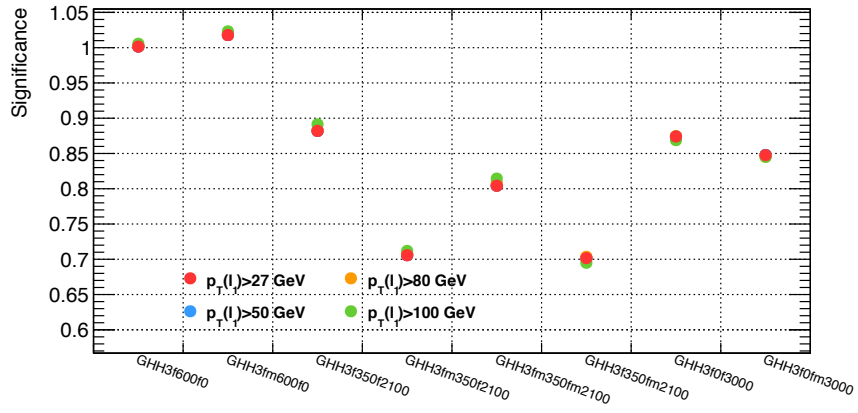


(b)

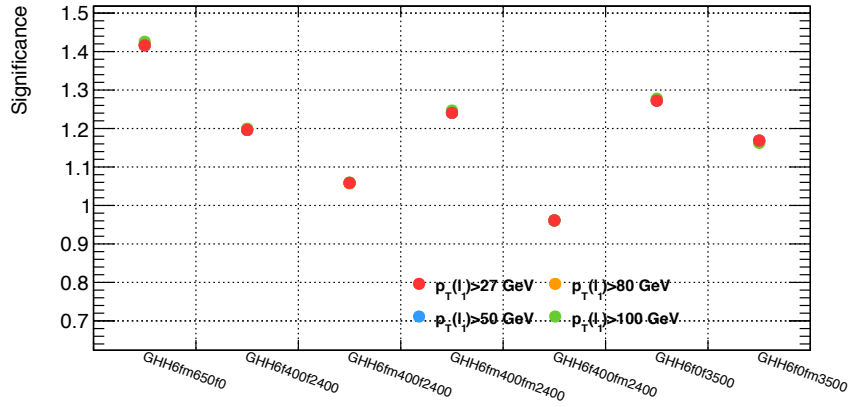


(c)

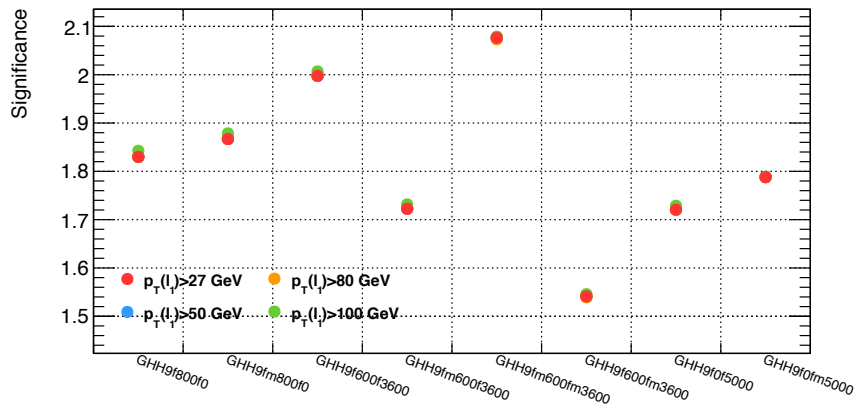
图 6.5 Boosted category 中四种领头 large-R jet 选择条件对于不同参数信号的显著性的影响。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号；(b) $m_H = 600$ GeV 的信号；(c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)

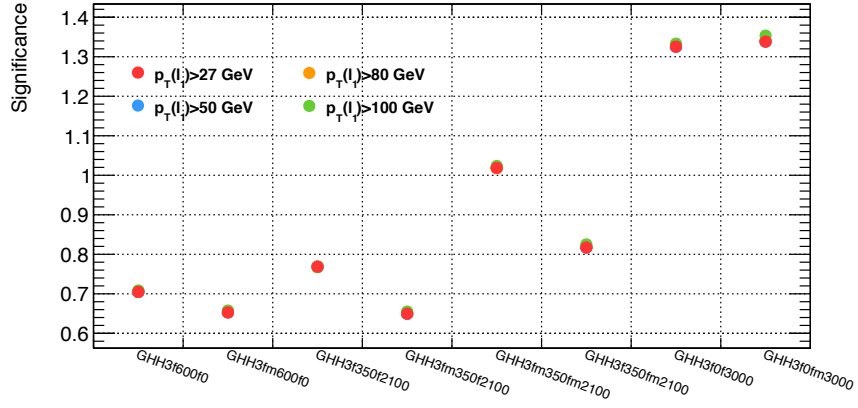


(b)

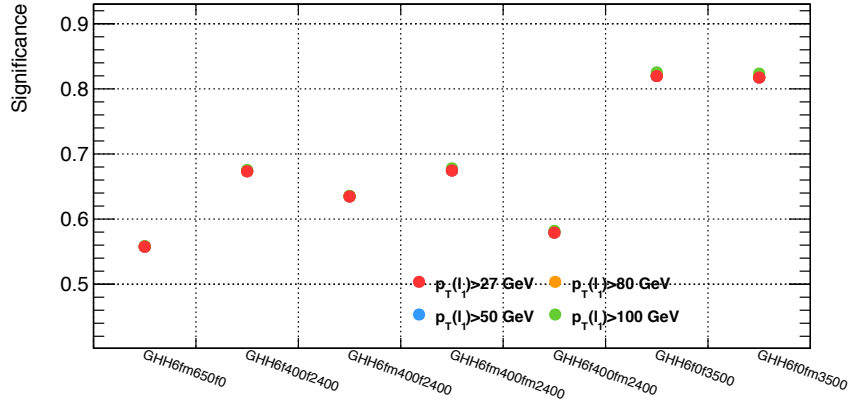


(c)

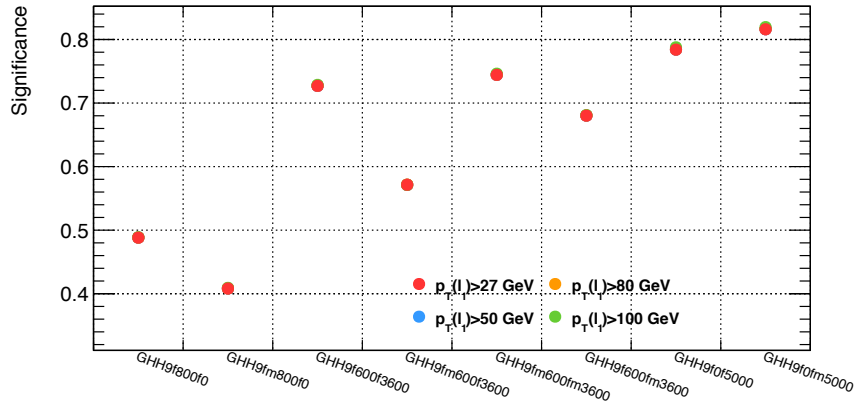
图 6.6 Boosted category 中, 不同 $p_T(l_1)$ 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)

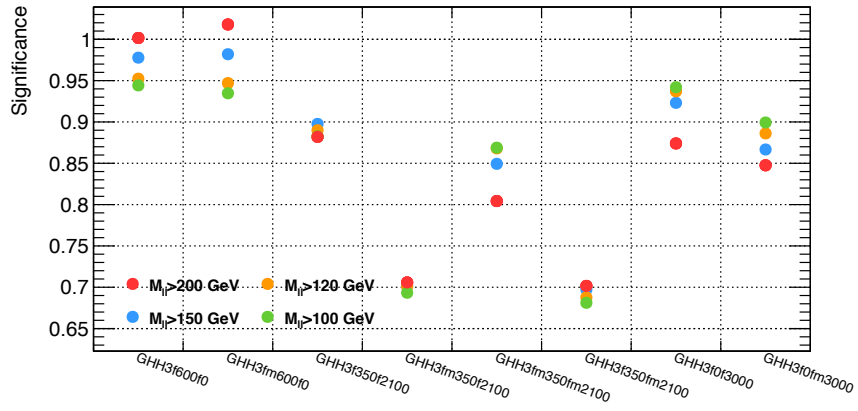


(b)

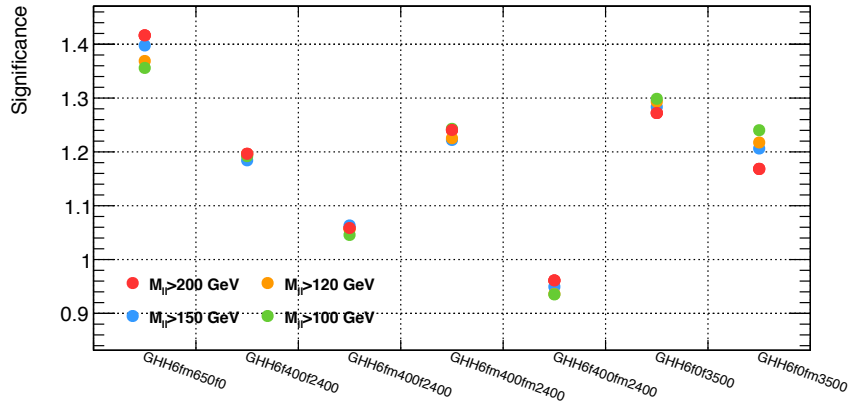


(c)

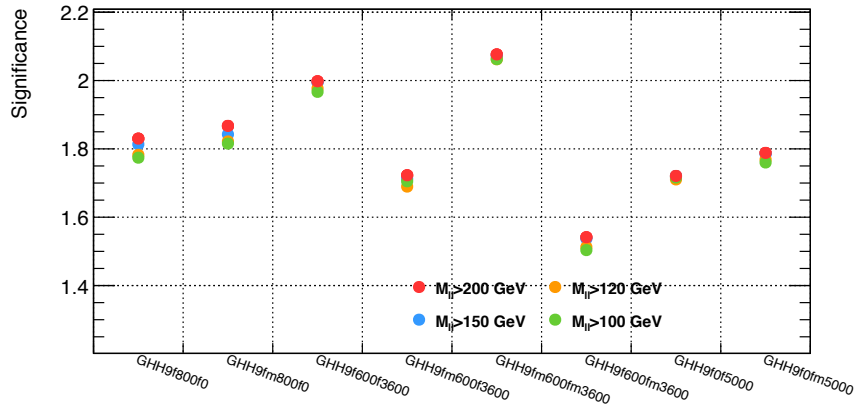
图 6.7 Resolved category 中, 不同 $p_T(l_1)$ 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)

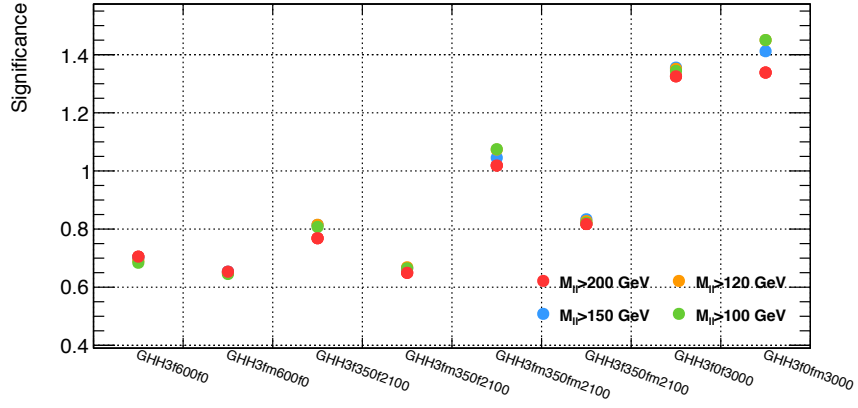


(b)

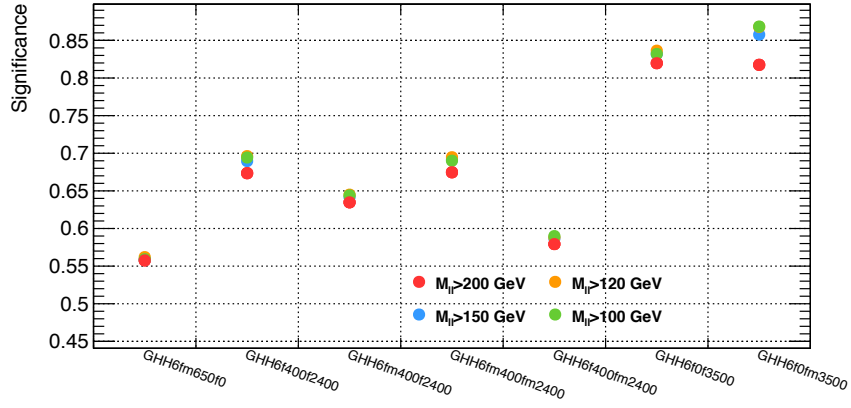


(c)

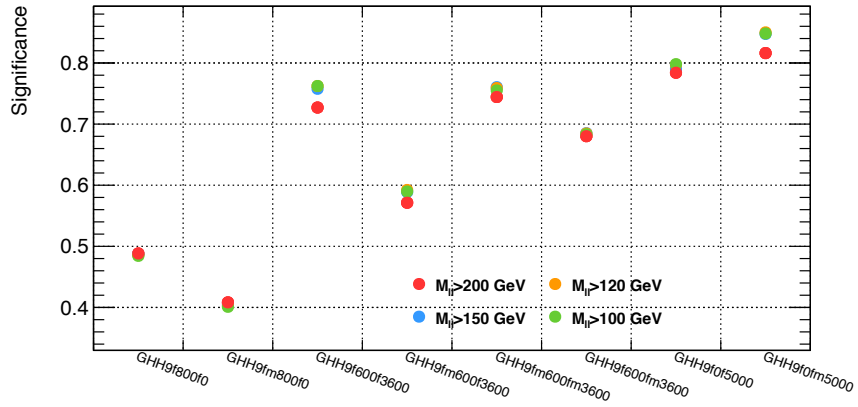
图 6.8 Boosted category 中, 不同 M_{ll} 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)

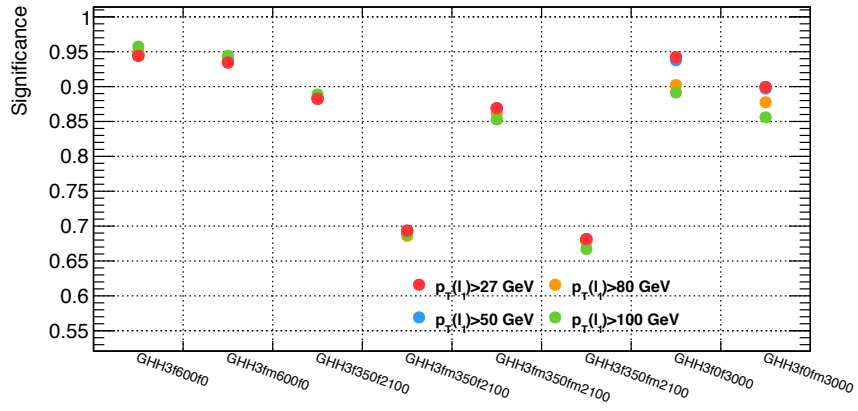


(b)

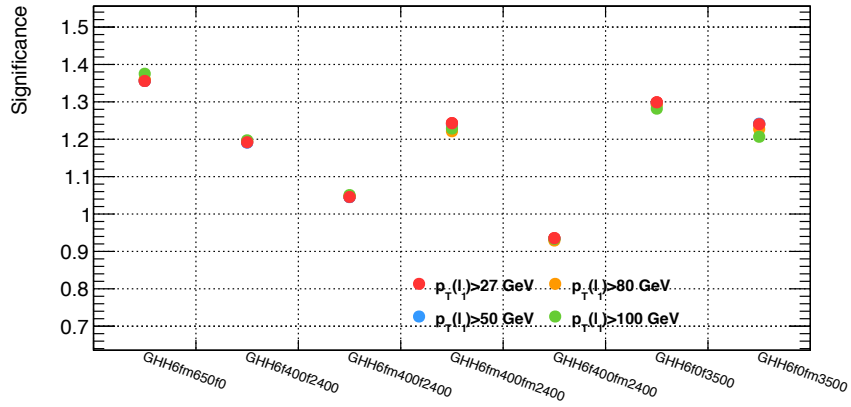


(c)

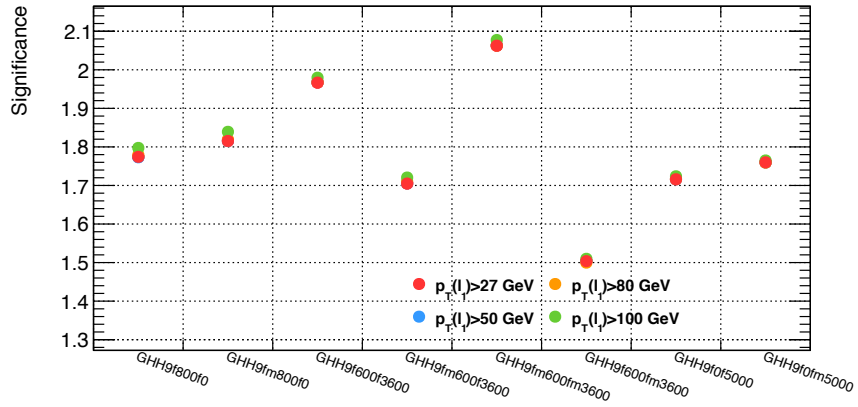
图 6.9 Resolved category 中, 不同 M_H 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)

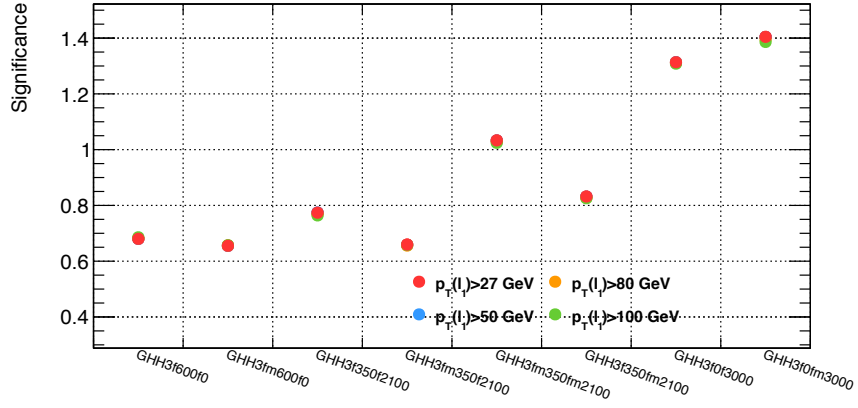


(b)

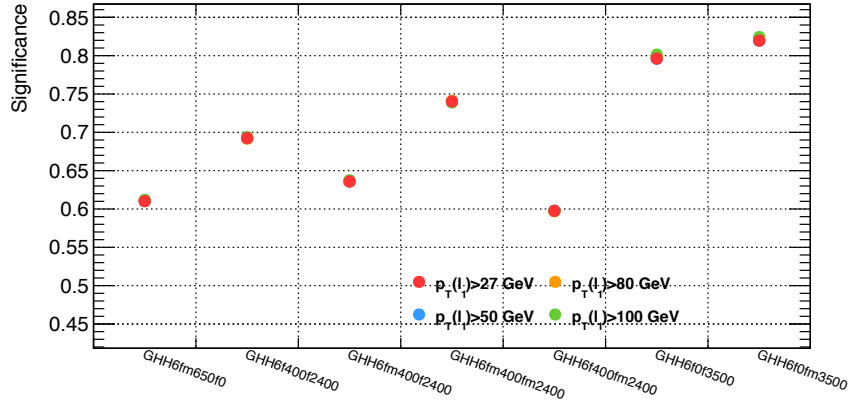


(c)

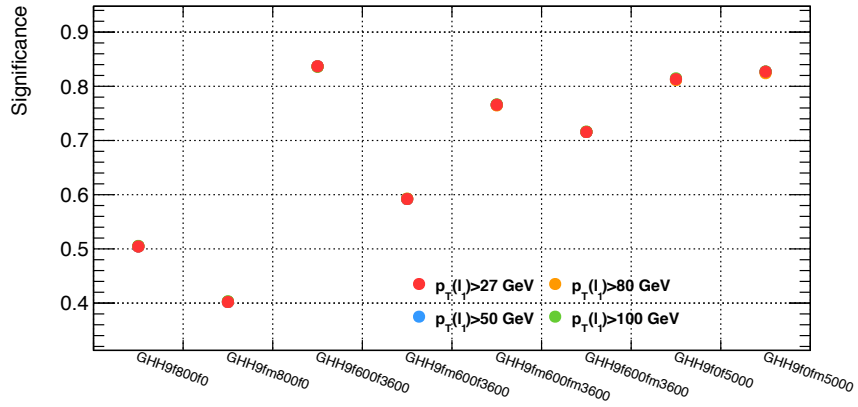
图 6.10 Boosted category 中, 不同 $p_T(l_1)$ 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)



(b)



(c)

图 6.11 Resolved category 中, 不同 $p_T(l_1)$ 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。

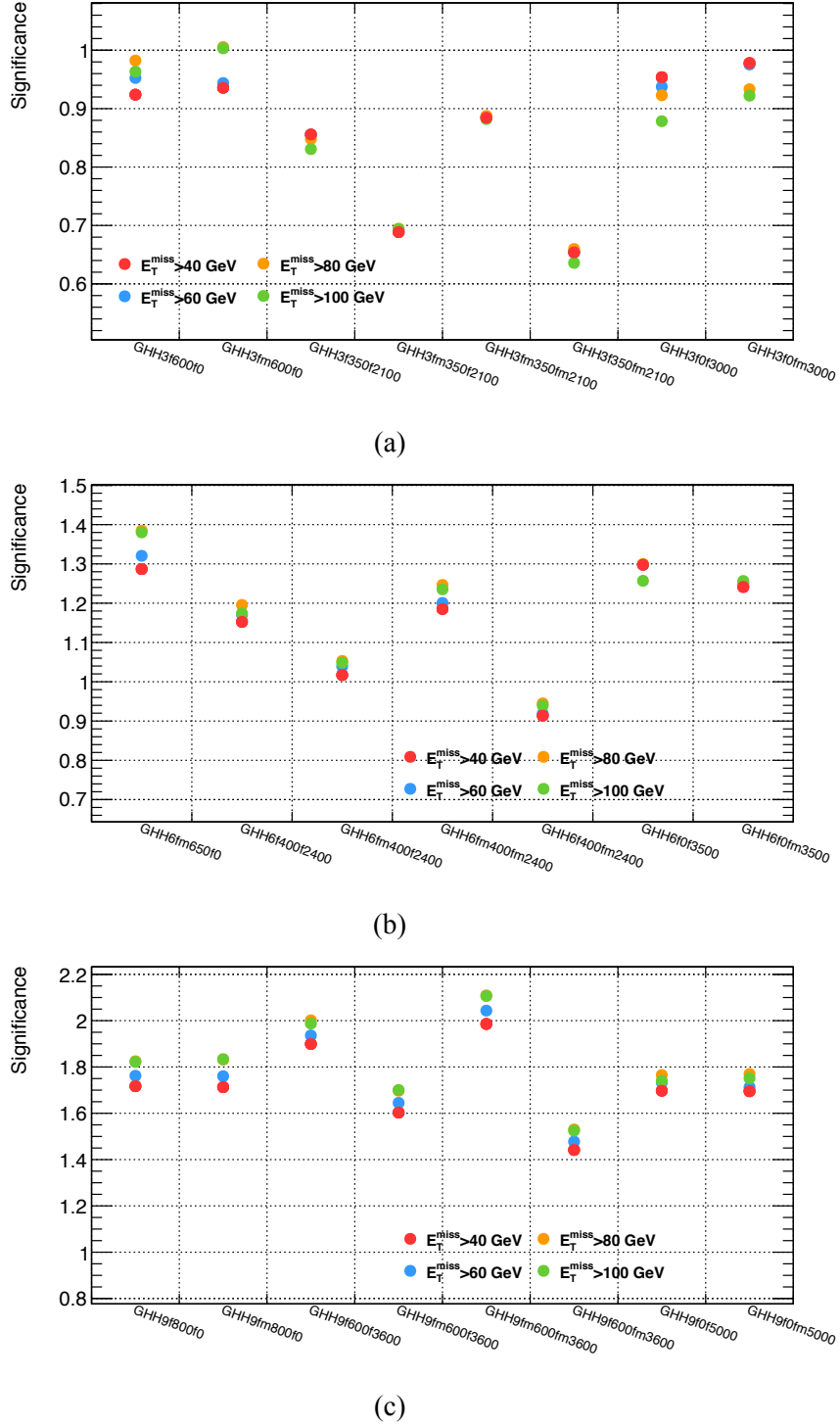
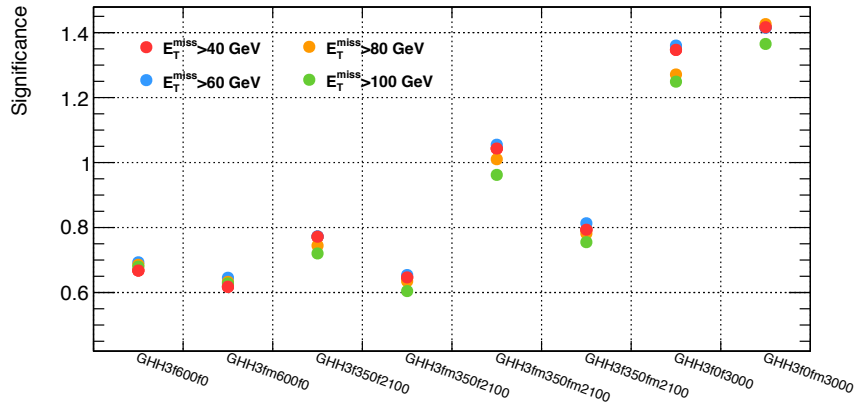


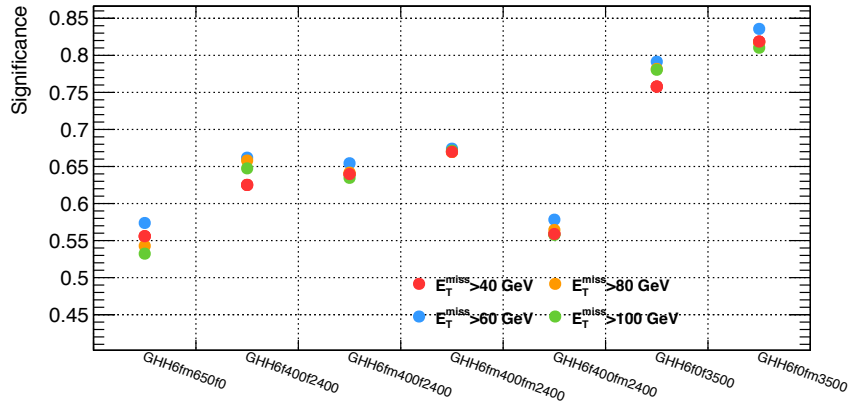
图 6.12 Boosted category 中, 不同 E_T^{miss} 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。

和图 6.13 所示。考虑到信号效率, 在 Boosted category (Resolved category), 采用 $E_T^{miss} > 80$ GeV ($E_T^{miss} > 60$ GeV) 的选择条件。

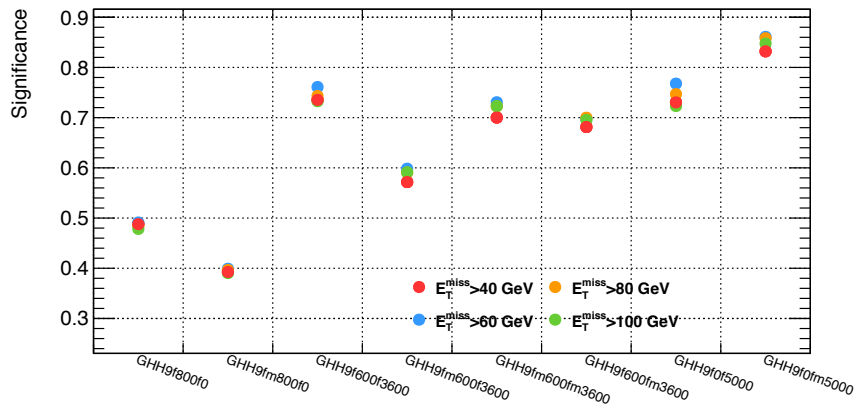
在以上优化结果的基础上, $p_T(j_1)$ 的扫描结果如图 6.14 所示。 $p_T(j_1) > 20$ GeV 时, 显著性最大并且信号效率最高。



(a)

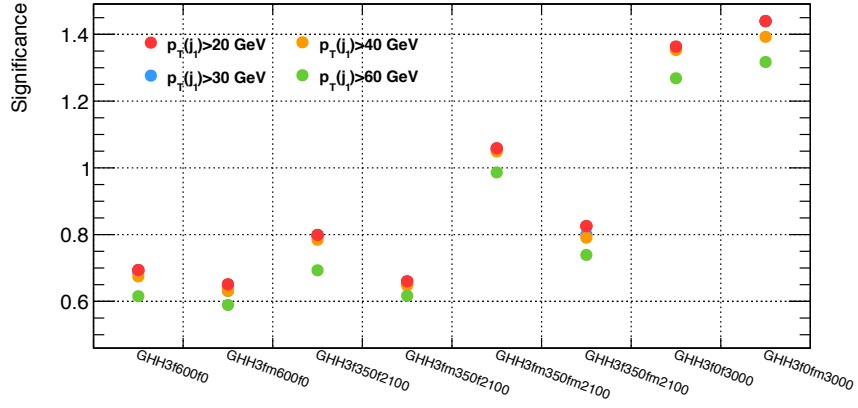


(b)

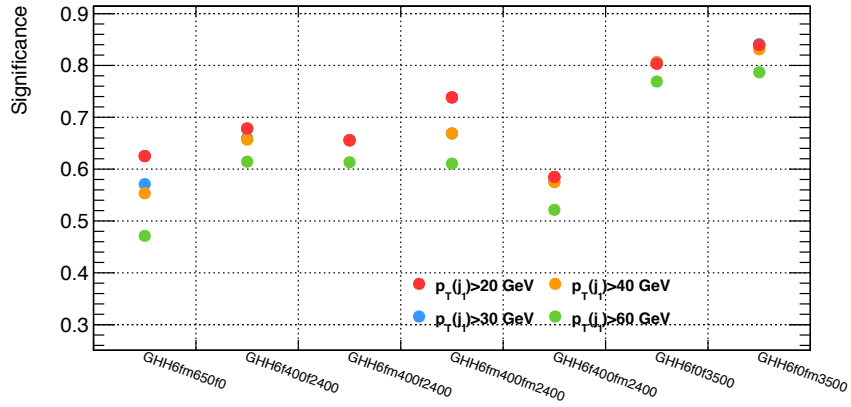


(c)

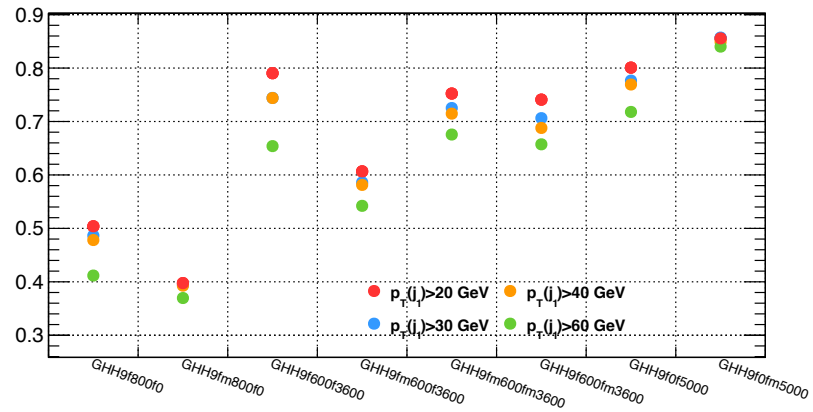
图 6.13 Resolved category 中, 不同 E_T^{miss} 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)



(b)



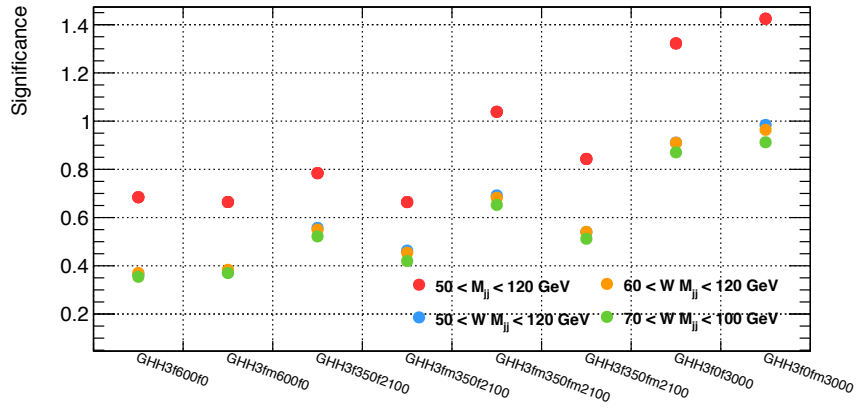
(c)

图 6.14 Resolved category 中, 不同 $p_T(j_1)$ 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。

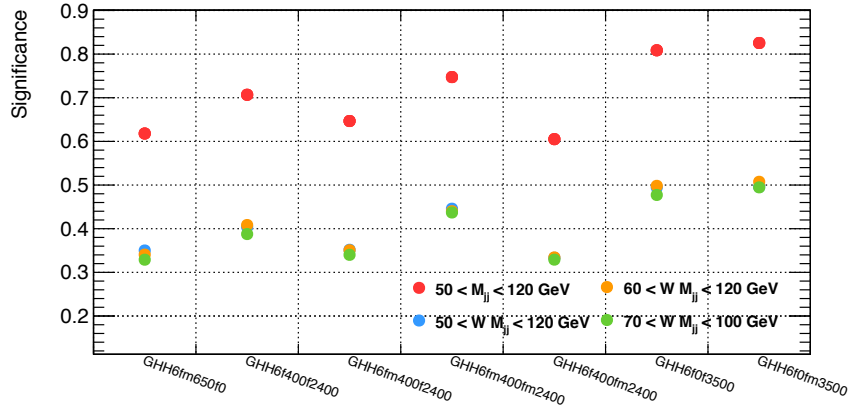
6.3.4.3 Resolved category 中变量的优化

如表 6.2 所示, Resolved category 挑选两个领头 small-R jet 用于 W 玻色子的重建, 并且要求 $M_{jj} \in (50, 120)$ GeV。由于末态一般有多个喷注, 可以采用挑选两个不变质量最接近 W 玻色子质量的 small-R jet 的方法来构建 W 玻色子。同样的, 这两个 small-R jet 的不变质量 (W M_{jj}) 也有质量区间限制。

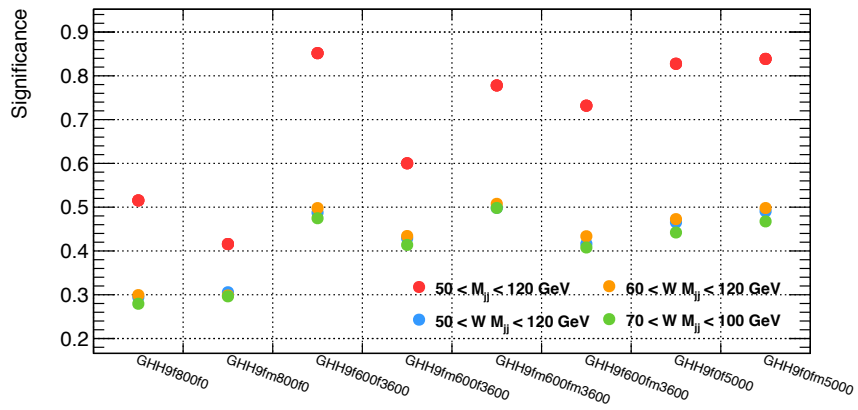
图 6.15 和图 6.16 展示了不同喷注选择和不同质量区间的扫描结果。明显看到, 挑选两个领头 small-R jet 的方法表现更好, 相应的最优的质量区间选择是 $M_{jj} \in (50, 110)$ GeV。第二种喷注挑选方法会大量增加标准模型本底。



(a)

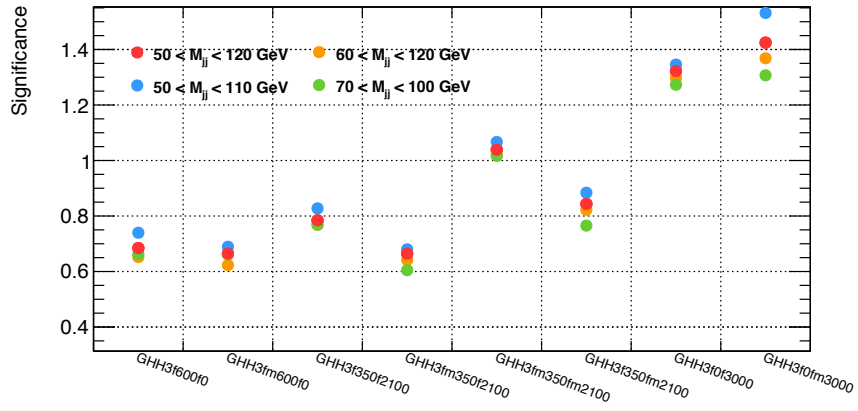


(b)

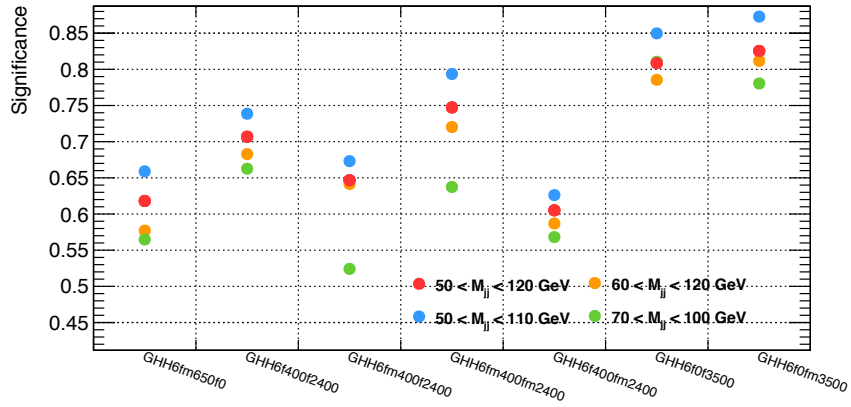


(c)

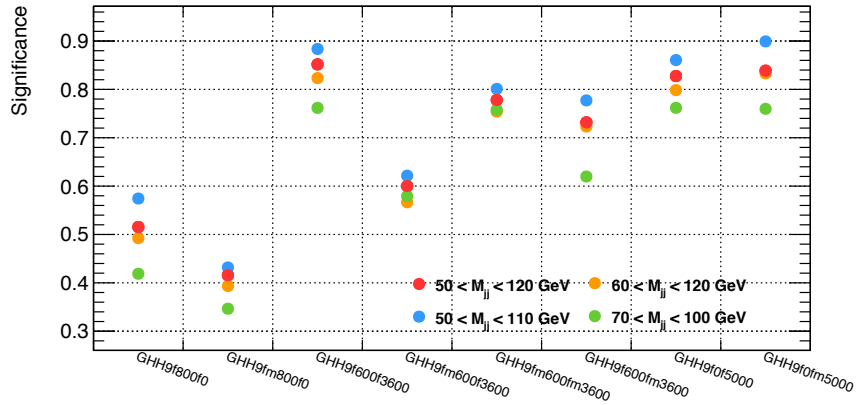
图 6.15 Resolved category 中, 不同喷注选择方法下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。



(a)



(b)



(c)

图 6.16 Resolved category 中, 不同 M_{jj} 判选条件下的信号显著性。(a) $m_H = 300$ GeV 的信号; (b) $m_H = 600$ GeV 的信号; (c) $m_H = 900$ GeV 的信号。

6.4 分析区间的定义

本分析依赖于满足不同选择条件的不同类型的事例，即分析区间。分析区间分为信号区 (Signal Region, SR)、控制区 (Control Region, CR) 和验证区 (Validation Region, VR)。顾名思义，信号区用于比较预期的本底与假设的信号和数据，控制区用于修正本底产量，验证区用于通过比较数据和本底以验证直生轻子本底估计方法。分析区间使用的物理对象要满足 6.3.2 节描述的选择条件。

6.4.1 信号区的定义

按照分析策略，信号区分为 Boosted SR 和 Resolved SR。基于表 6.2 的基准筛选和 6.3.4 节的优化过程，Boosted SR 和 Resolved SR 的定义如表 6.3 所示。Boosted category 的定义在 6.3.3 节。末态两个同号轻子的可能组合是：两个电子；领头的轻子是电子，次领头的轻子是 μ 子；领头的轻子是 μ 子，次领头的轻子是电子；两个 μ 子。由于本分析事例数较少，在统计分析中不对两个轻子再做分类。

表 6.3 信号区的事例筛选条件。

Boosted SR	Resolved SR
Boosted Category	不通过 Boosted Category
$E_T^{miss} > 80 \text{ GeV}$	$E_T^{miss} > 60 \text{ GeV}$
$N_J \geq 1$	$N_J \geq 2$
$p_T(J_1) > 200 \text{ GeV}$	$p_T(j_1), p_T(j_2) > 20 \text{ GeV}$
J_1 满足 W 标记位的 80%WP	$M_{jj} \in (50, 110) \text{ GeV}$
有两个同号轻子，并且 $p_T > 27, 20 \text{ GeV}$	
不存在第三个轻子	
没有通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet	
$M_{ll} > 100 \text{ GeV}$	

“不存在第三个轻子”的条件用于减少 WZ 本底。“没有通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet”的条件能有效减少含有顶夸克的标准模型本底。由于来自 Z 玻色子的两个轻子的重建不变质量在 91 GeV 附近，“ $M_{ll} > 100 \text{ GeV}$ ”的条件可以大量降低 Z +jets 本底。Boosted category 中，“ J_1 满足 W 标记位的 80%WP”的条件能够有效降低 $ssWW$ 、 WZ 等不含强子化衰变的 W 玻色子的本底。Resolved category 中，强子化衰变的 W 玻色子通过两个领头 small-R jet 重建。“ $M_{jj} \in (50, 110) \text{ GeV}$ ”的条件也能够有效减少不含强子化衰变的 W 玻色子的本底。

图 6.17 和图 6.18 分别展示通过 MC 样本得到的两个 SR 中动力学量的分布。

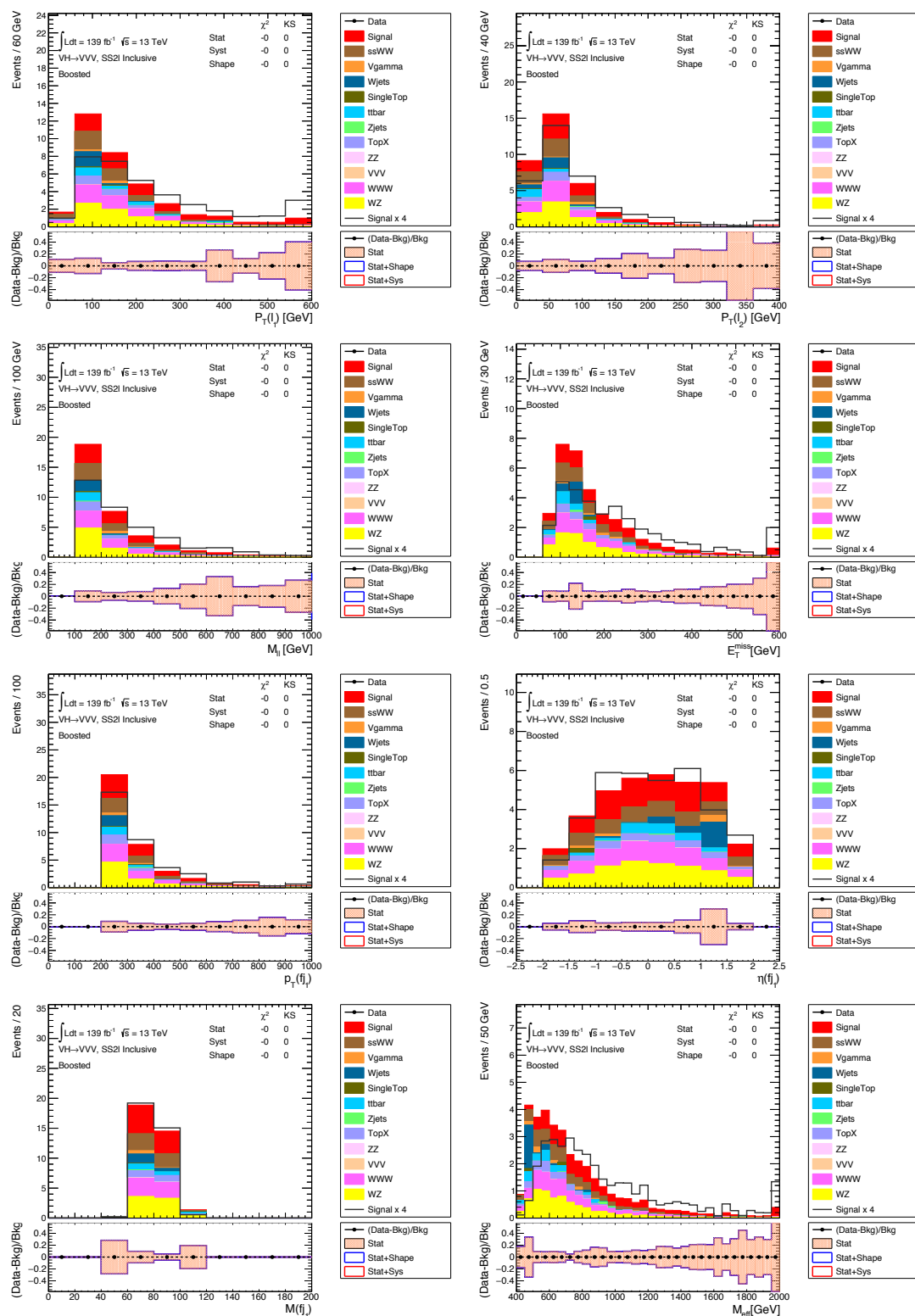


图 6.17 动力学量在 Boosted SR 的分布, 采用 $m_H = 300$ GeV, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号, 使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

图中不包含数据，只用于比较信号和本底对于不同动力学量的分布，可以明显看到信号的有效质量比本底更大。

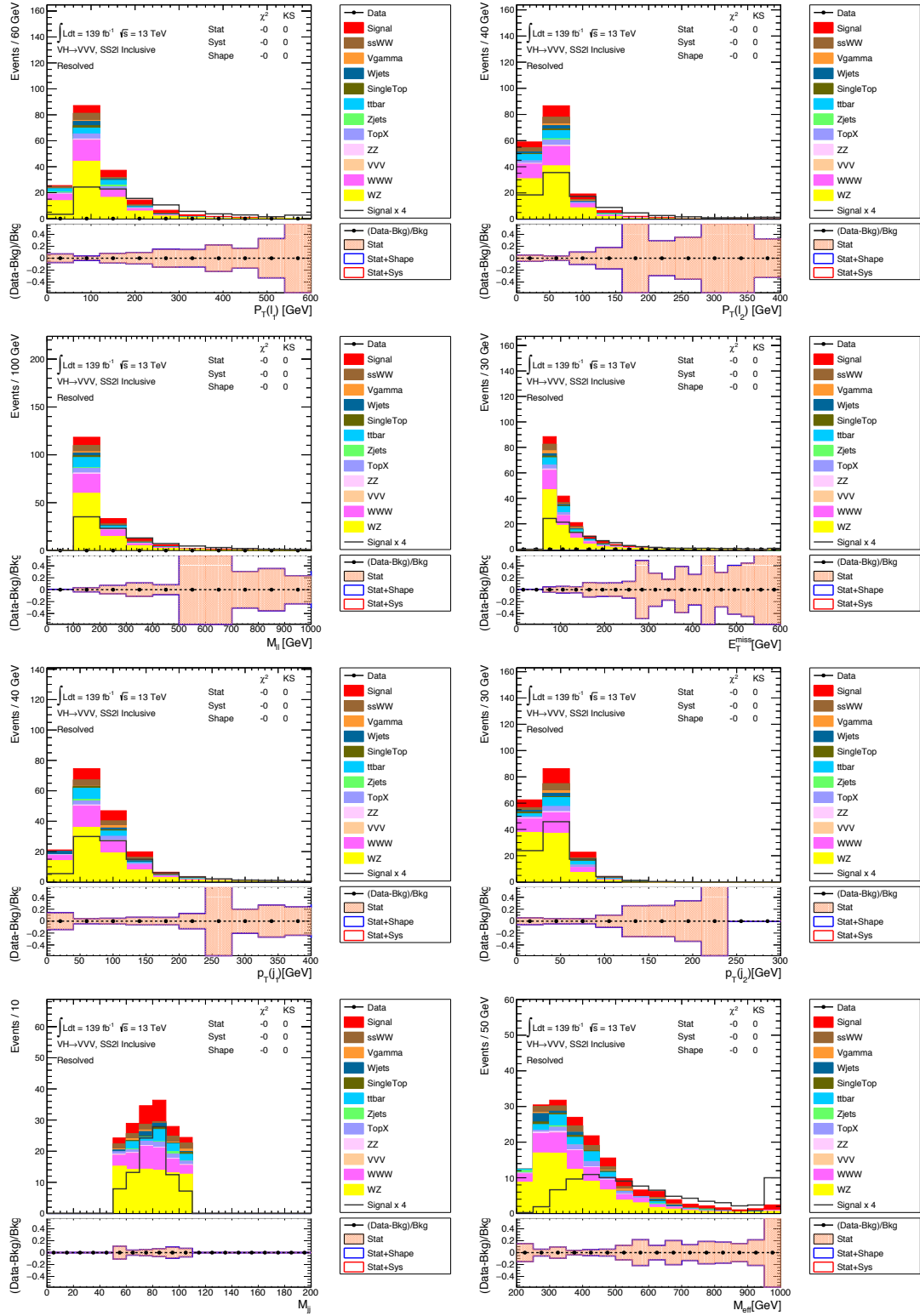


图 6.18 动力学量在 Resolved SR 的分布, 采用 $m_H = 300 \text{ GeV}$, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号, 使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

6.4.2 控制区的定义

本分析的主要本底是末态含有 W 和 Z 玻色子的 WZ 本底，和末态含有两个同号电荷 W 玻色子的 $ssWW$ 本底，其中 W 和 Z 玻色子都衰变到轻子。本底 MC 样本不能 100% 准确地估计这两种本底，尤其是这两种本底在 SR 的产量。因此，定义了用于估计 WZ 本底贡献的 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR，和用于估计 $ssWW$ 本底的 $ssWW$ CR。

Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 要求事例含有三个轻子，其中至少有一对同味异号 (Same-Flavour Opposite-Sign, SFOS) 的轻子（这两个轻子来自 Z 玻色子衰变），并且要求三个轻子的不变质量 $M_{lll} > 110$ GeV，以提高 WZ 本底的纯度。与信号区相比，该控制区采用更宽松的 E_T^{miss} 条件，在 Boosted WZ CR 移除了领头 large-R jet 通过 W 标记位的要求，在 Resolved WZ CR 移除了 M_{jj} 在 W 质量区间的要求，目的是增加数据统计量，从而增强对本底的限制作用。表 6.4 总结了 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 的筛选条件。

表 6.4 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 的筛选条件。 M_{lll} 是三个 p_T 领头的轻子的不变质量。

Boosted WZ CR	Resolved WZ CR
Boosted Category	不通过 Boosted Category
≥ 1 large-R jet	≥ 2 small-R jets
$p_T > 200$ GeV	$p_T(j_1), p_T(j_2) > 20$ GeV
含有 3 个轻子，并且 $p_T > 27, 20, 20$ GeV	
不存在第四个轻子	
至少有一对同味异号的轻子	
$M_{lll} > 110$ GeV	
没有通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet	
$E_T^{miss} > 40$ GeV	

图 6.19 和图 6.20 展示了 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 中一些动力学量的分布。可以看到，本底总数比数据高，并且 Resolved WZ CR 本底的超出更加明显。说明由 SHERPA 产生的 WZ 样本高估了 WZ 本底的贡献。但是从 MC 样本得到的动力学量形状与数据比较一致。这说明，不需要对动力学量做额外修正，只需要修正 WZ 本底的归一化。

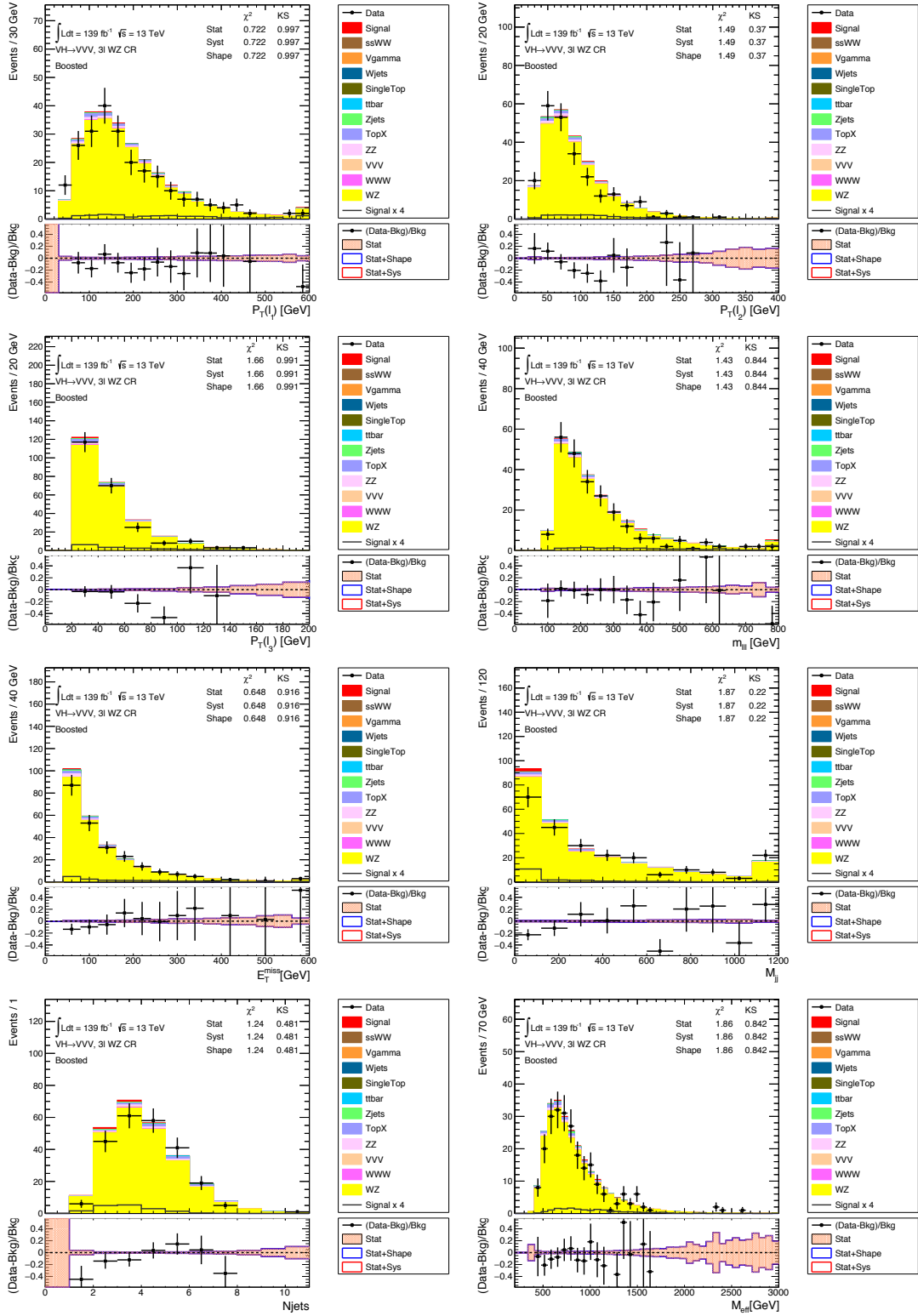


图 6.19 动力学量在 Boosted WZ CR 的分布, 采用 $m_H = 300$ GeV, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号, 使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

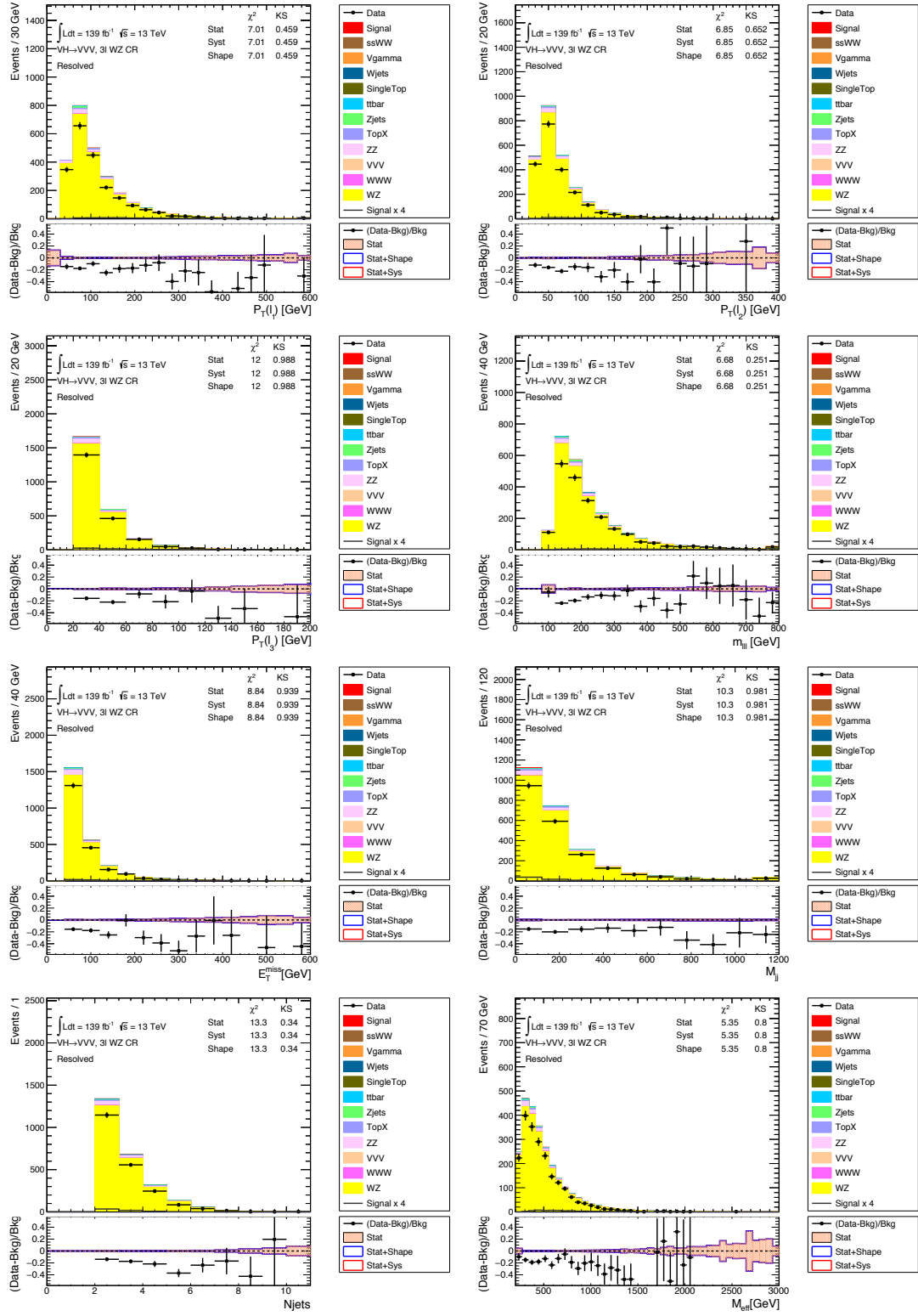


图 6.20 动力学量在 Resolved WZ CR 的分布, 采用 $m_H = 300 \text{ GeV}$, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号, 使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

$ssWW$ CR 要求事例不通过 Boosted category, 因此只考虑 Resolved category 的事例。这是因为 Boosted category 中 $ssWW$ CR 事例统计量非常低 (为了不与 SR 重合), 数据对 $ssWW$ 本底的限制作用很小。为了提高 $ssWW$ CR 中 $ssWW$ 本底的纯度, 要求 $M_{jj} > 200$ GeV, 其他的选择条件与 Resolved SR 相同。详细的筛选条件总结在表 6.5。

 表 6.5 $ssWW$ CR 的筛选条件。

$ssWW$ CR
不通过 Boosted Category
有两个同号轻子, 并且 $p_T > 27, 20$ GeV
不存在第三个轻子
没有通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet
$M_{ll} > 100$ GeV
$E_T^{miss} > 40$ GeV
$N_j \geq 2$
$p_T(j_1), p_T(j_2) > 20$ GeV
$M_{jj} > 200$ GeV

图 6.21 展示了 $ssWW$ CR 中的动力学量分布, 明显看到, 总的本底数比数据小很多, 表明 SHERPA 模拟的 $ssWW$ 样本低估了 $ssWW$ 本底的贡献。但是, 来自 MC 样本的动力学量分布形状和数据比较一致, $ssWW$ CR 只用于修正 $ssWW$ 本底的归一化。

在 6.8 节描述的似然性拟合中, WZ 和 $ssWW$ 本底的产量为自由参数。拟合可以分别得到两个本底的归一化因子 (Normalizaton Factor, NF), 用于修正其产量。有两个 WZ CR, 因此有两个 NF。这两个 NF 分别应用于 Boosted 区域和 Resolved 区域中的 WZ 本底。

6.4.3 验证区的定义

验证区的定义与信号区类似, 分为 Boosted VR 和 Resolved VR, 选择条件总结在表 6.6。与信号区不同的是, Boosted VR 要求领头 large-R jet 不通过 W 标记位的 80% WP, Resolved VR 要求 M_{jj} 不在 W 玻色子的质量区间。

图 6.22 和图 6.23 展示了具有代表性的 Boosted VR 和 Resolved VR 的动力学量分布, 这里使用 MC 估计的本底, 并没有用修正后的本底。

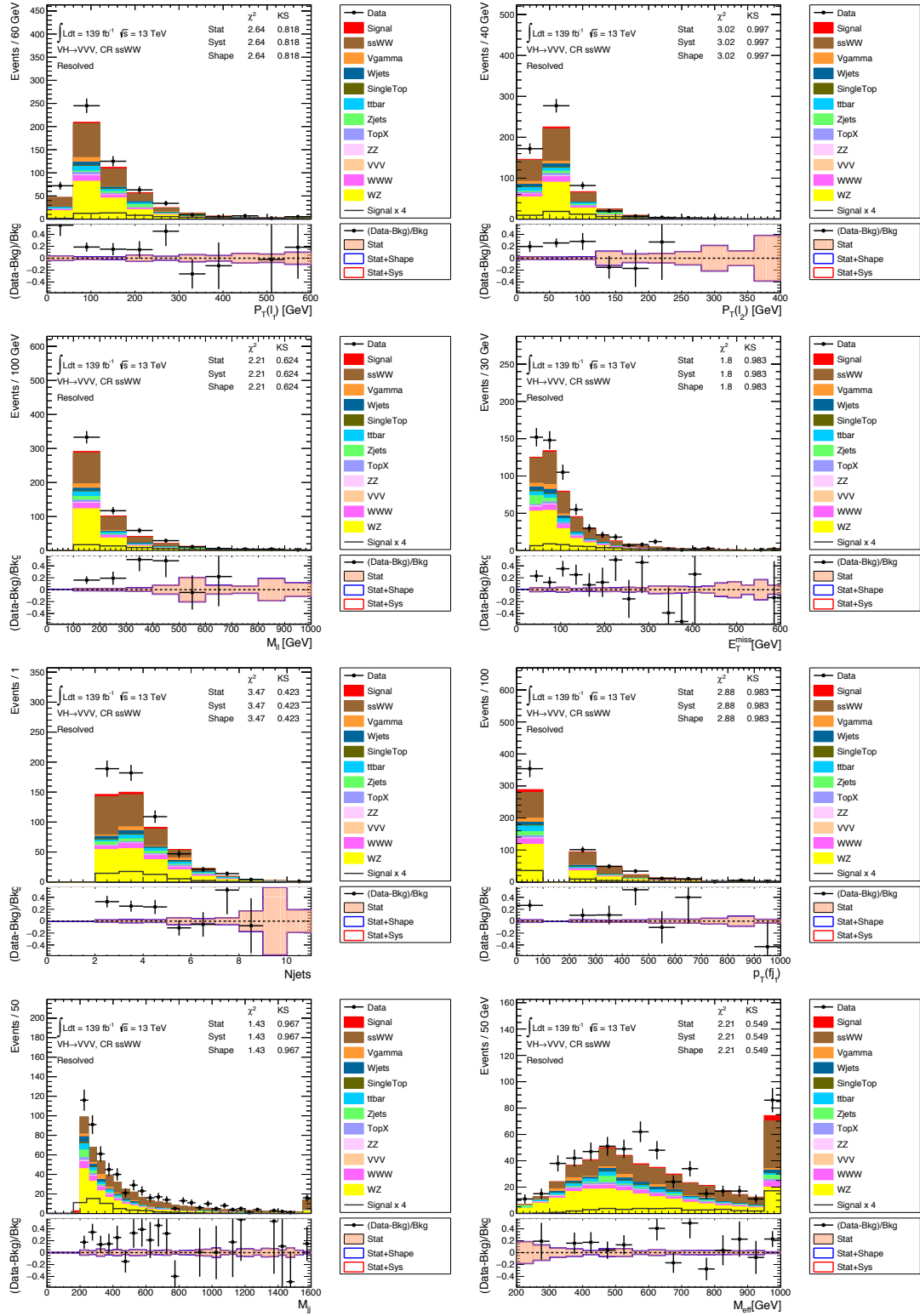
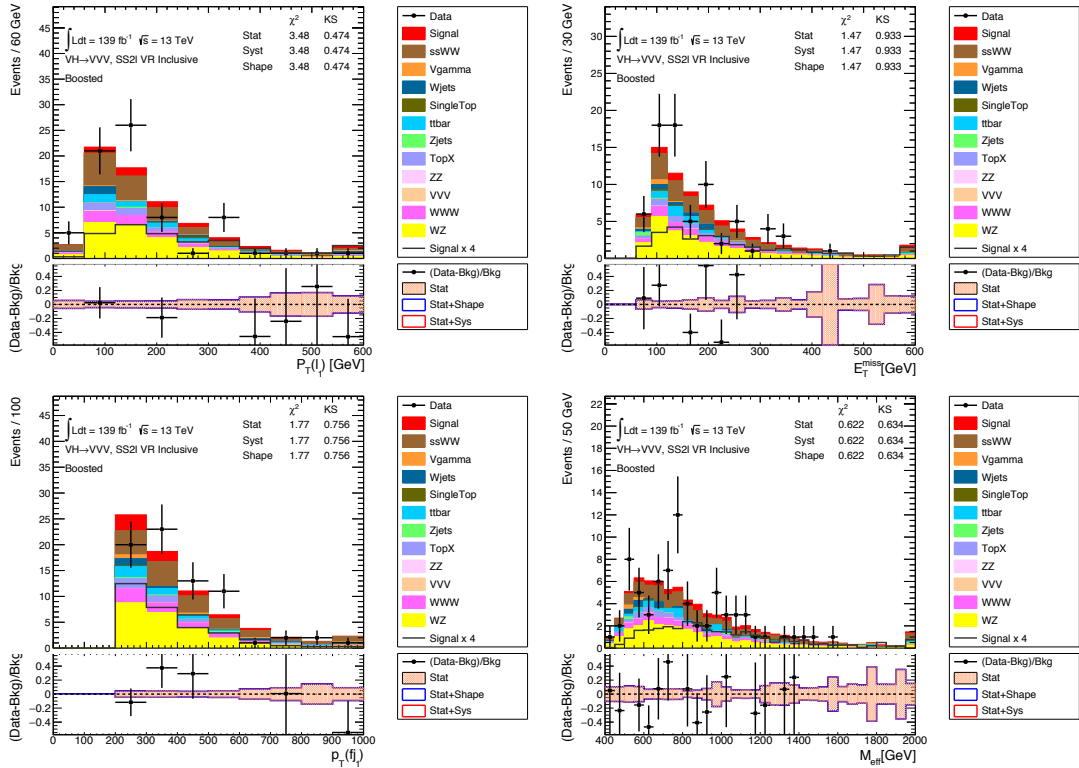


图 6.21 动力学量在 $ssWW$ CR 的分布, 采用 $m_H = 300$ GeV, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号, 使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

表 6.6 Boosted VR 和 Resolved VR 的筛选条件。

Boosted VR	Resolved VR
Boosted Category	不通过 Boosted Category
$E_T^{miss} > 80 \text{ GeV}$	$E_T^{miss} > 60 \text{ GeV}$
$N_J \geq 1$	$N_j \geq 2$
$p_T(J_1) > 200 \text{ GeV}$	$p_T(j_1), p_T(j_2) > 20 \text{ GeV}$
J_1 不通过 W 标记位的 80%WP	$M_{jj} \leq 50 \text{ GeV}$ or $110 \text{ GeV} \leq M_{jj} \leq 200 \text{ GeV}$
有两个同号轻子, 并且 $p_T > 27, 20 \text{ GeV}$	
不存在第三个轻子	
没有通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet	
$M_{ll} > 100 \text{ GeV}$	


 图 6.22 动力学量在 Boosted VR 的分布, 采用 $m_H = 300 \text{ GeV}$, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号, 使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

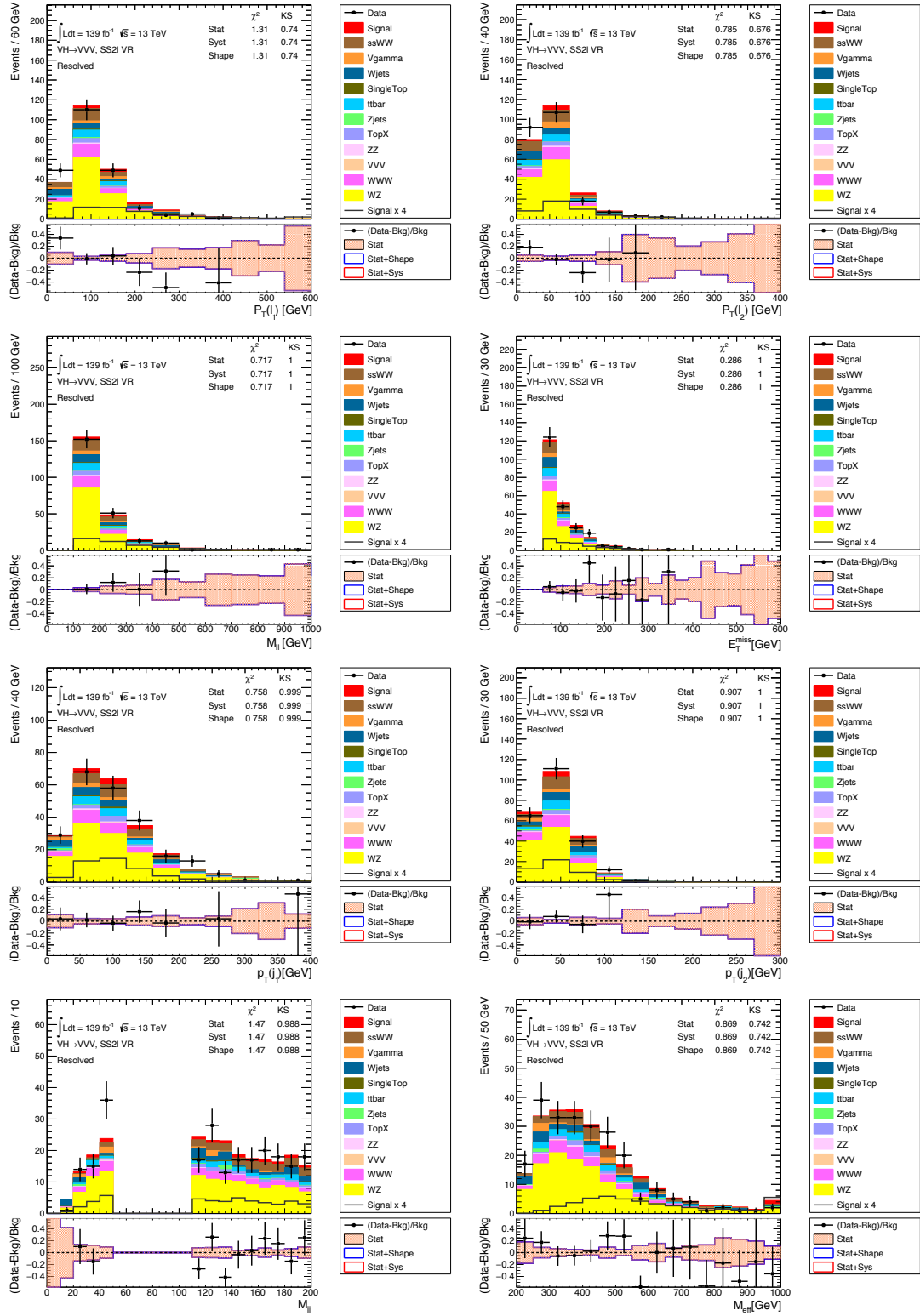


图 6.23 动力学量在 Resolved VR 的分布，采用 $m_H = 300$ GeV, $f_W/\rho_H = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 4600$ 的信号，使用直接从 MC 估计的本底并且只考虑统计误差。

6.5 信号的接收率和效率

本节将展示信号的有效质量分布与参数 m_H 、 f_W 和 f_{WW} 的关系，以及各个分析区间内不同信号的接收率和效率 (acceptance $\times$ efficiency, $\mathcal{A} \times \epsilon$)。

图 6.24 到图 6.26 展示了不同参数信号的有效质量分布。信号末态产物的动量越大，有效质量越大。从图中可以看到， f_W 对信号动量的增强效应比 f_{WW} 更加明显； m_H 越大，产生截面越小，但是信号动量越大。

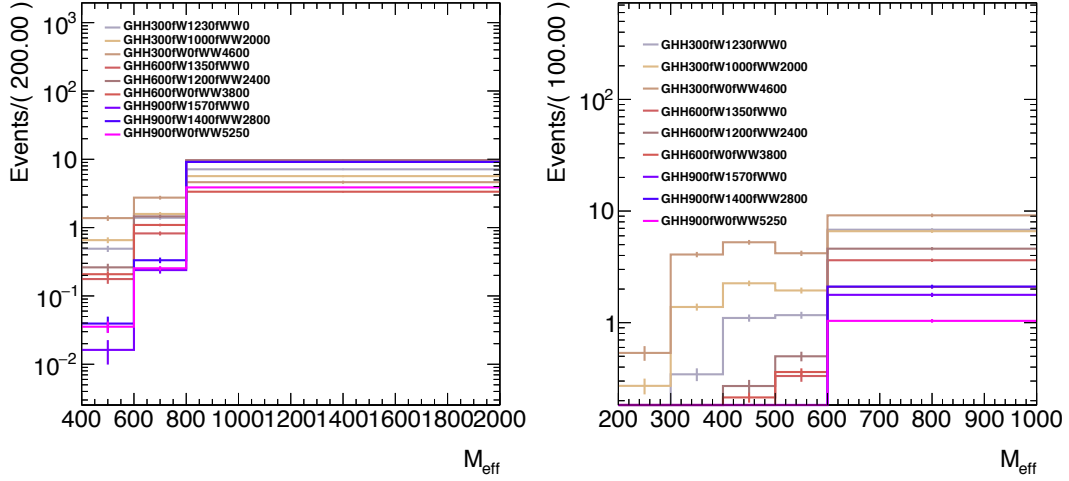


图 6.24 Boosted (左边) 和 Resolved (右边) SR 中有效质量的分布，使用固定 m_H 下用于 (f_W, f_{WW}) 参数空间扫描的信号。信号命名规则是：GHH600fW1350fWW0 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 1350$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号。

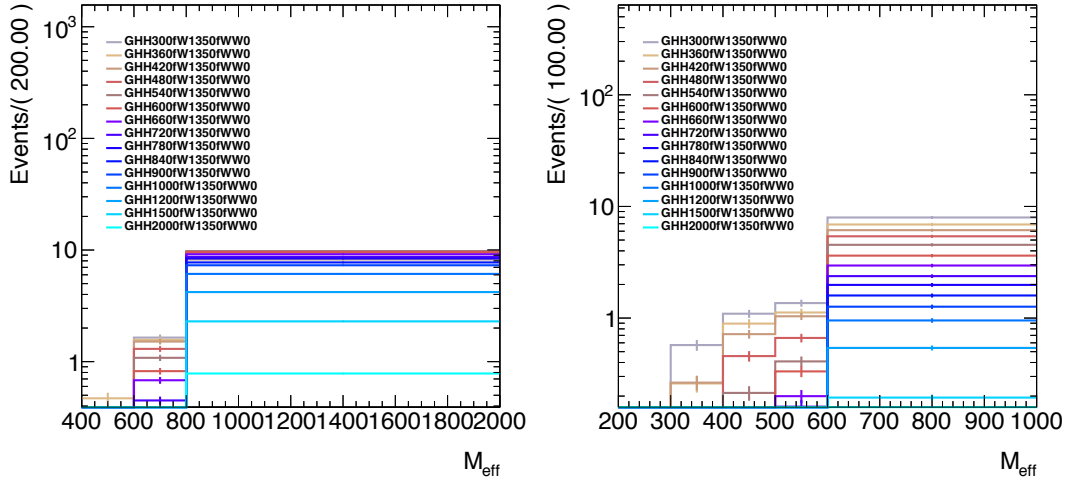


图 6.25 Boosted (左边) 和 Resolved (右边) SR 中有效质量的分布，使用 $(f_W/\rho_H, f_{WW}/\rho_H) = (1350, 0)$ ，即 $(f_W, f_{WW}) = (67.5, 0)$ ， m_H 取值从 300 GeV 到 2 TeV 的信号。信号命名规则是：GHH600fW1350fWW0 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 1350$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号。

某分析区间信号的 $\mathcal{A} \times \epsilon$ 的定义是：通过该分析区间筛选条件的信号数除以

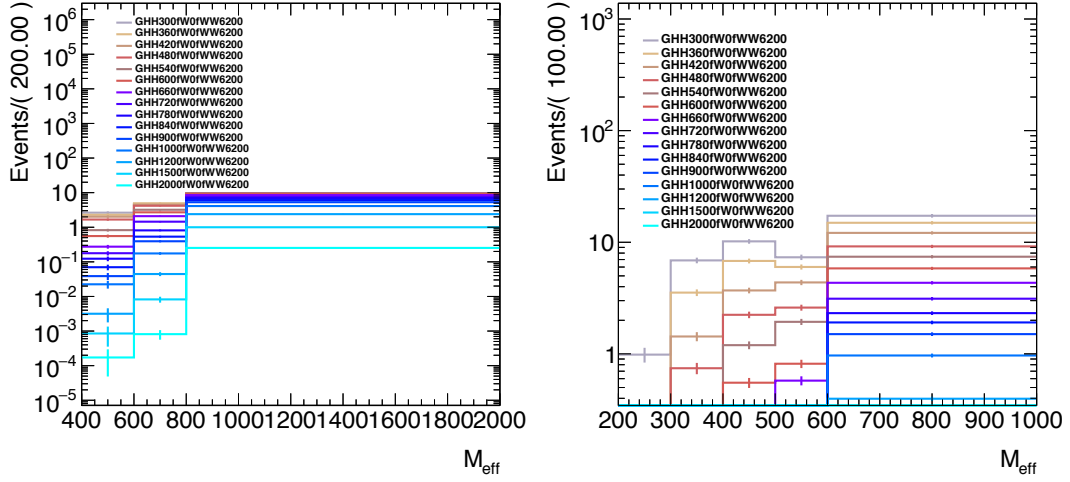


图 6.26 Boosted (左边) 和 Resolved (右边) SR 中有效质量的分布, 使用 $(f_W/\rho_H, f_{WW}/\rho_H) = (6200, 0)$, 即 $(f_W, f_{WW}) = (0, 310)$, m_H 取值从 300 GeV 到 2 TeV 的信号。信号命名规则是: GHH600fW0fWW6200 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W = 0$, $f_{WW}/\rho_H = 6200$ 的信号。

产生的总的信号数。图 6.27 到图 6.30 展示了 $(f_W/\rho_H, f_{WW}/\rho_H) = (1350, 0)$ 和 $(f_W/\rho_H, f_{WW}/\rho_H) = (6200, 0)$ 时, 不同分析区间 $\mathcal{A} \times \varepsilon$ 随 m_H 的变化情况。 m_H 更大的信号, 末态产物动量更高, 因此 Boosted SR 的 $\mathcal{A} \times \varepsilon$ 随 m_H 的增大而增大。Resolved SR 则相反。因为产生的信号 MC 样本包含 W/Z 玻色子的所有衰变模式, 信号的 MC 样本事例在控制区和验证区也有一定的贡献。

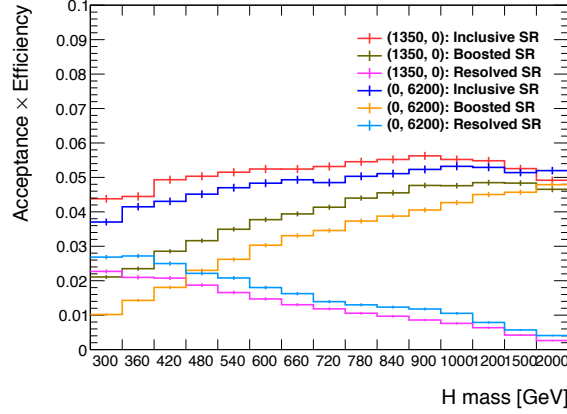


图 6.27 Boosted SR 和 Resolved SR, 以及总的信号区 (Inclusive SR) 中, $\mathcal{A} \times \varepsilon$ 随 m_H 的变化关系。

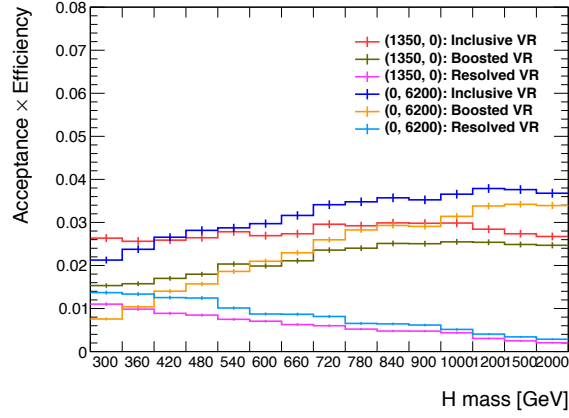


图 6.28 Boosted VR 和 Resolved VR, 以及总的验证区 (Inclusive VR) 中, $\mathcal{A} \times \varepsilon$ 随 m_H 的变化关系。

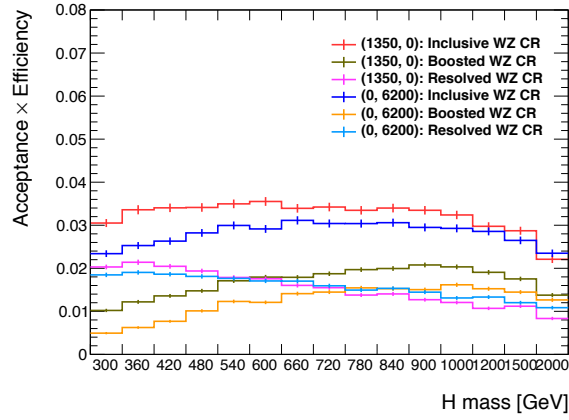


图 6.29 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR, 以及总的 WZ 控制区 (Inclusive WZ CR) 中, $\mathcal{A} \times \varepsilon$ 随 m_H 的变化关系。

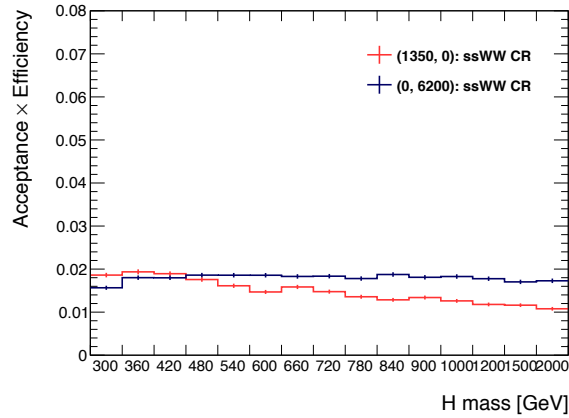


图 6.30 $ssWW$ CR 中, $\mathcal{A} \times \varepsilon$ 随 m_H 的变化关系。

6.6 本底的估计和验证

与研究的同号双轻子末态具有相似特征的标准模型过程主要分为以下四类：

1. 含有两个或者三个直生轻子，但是其中一个轻子的电荷被误鉴别的过程（称为“charge-flip”）。本分析使用数据驱动 (data driven) 的方法估计 charge-flip 本底，细节在 6.6.1 节。
2. 含有一个或者两个非直生轻子的过程（称为“non-prompt”）。本分析使用数据驱动的方法估计 non-prompt 本底，细节在 6.6.2 节。
3. 光子被误重建为电子的过程，主要是 $W\gamma$ +jets 和 $Z\gamma$ +jets（称为“Photon-conversion”）。本分析也使用数据驱动的方法估计 Photon-conversion 本底，细节在 6.6.3 节。
4. 产生至少三个直生轻子或者两个同号电荷直生轻子的过程，主要指 WZ +jets（称为“ WZ ”）、 $W^\pm W^\pm$ +jets（称为“ $ssWW$ ”）、 WWW （称为“ WWW ”）和其他来自 $t\bar{t}V$ 、 tZ 、 $t\bar{t}H$ 、 VVV 的贡献很小的本底（称为“Others”）。除了 WZ 和 $ssWW$ ，其他本底都直接用 MC 模拟估计。 WZ 和 $ssWW$ 本底通过 6.4.1 节定义的控制区修正归一化，细节在 6.6.4 节。

6.6.1 Charge-flip 本底

Charge-flip 本底来自于含有两个异号轻子，但是其中一个的电荷被误鉴别的过程，电荷的误鉴别导致重建末态有两个同号轻子。该本底主要影响含有电子的末态，并且主要由内部探测器内电子与材料的相互作用导致。其主要贡献来自于 $t\bar{t}$ 、 W +jets 和 Z +jets $\rightarrow e^+e^- + \text{jets}$ 的过程，并且可以被 ECIDS、 E_T^{miss} 和 M_{ll} 的选择条件有效抑制。为了计算电子电荷误鉴别率，本分析定义了含有大量 $Z \rightarrow e^+e^-$ 事例的区间（称为 Zee CR），选择条件如下：

- 有且只有两个电子，并且 $p_T > 27, 20 \text{ GeV}$ 。
- 至少有一个 small R jet 或者 large R jet
- Z 玻色子质量区间选为 $75 < m_{ee} < 105 \text{ GeV}$

通过两个轻子重建的 Z 玻色子的质量具有良好分辨率。假设 Zee CR 中不含 $Z \rightarrow e^+e^-$ 的过程（称为“non-Zee”）的贡献与 Z 玻色子质量边带 ($60 < m_{ee} < 75 \text{ GeV}$ 加上 $105 < m_{ee} < 120 \text{ GeV}$) 中的该本底的贡献相同，再进一步假设，边带中的 non-Zee 贡献等于数据产量。因此， Z 玻色子质量区间中的 non-Z 本底可以通过边带中的数据得到。然后，在 Zee CR 减去 non-Zee 本底的贡献，得到纯的 Zee 样本。该样本中的大部分事例含有一对异号电子，只有少部分事例含有同号电子对。通过似然拟合方法可以从两部分事例的比值中得到随电子 p_T 和 $|\eta|$ 变化的电荷误鉴

别率^[98]，如图 6.31 所示。该比率在 0.01% 到 4% 之间，并且随着 $|\eta|$ 和 p_T 的增大而增大，统计误差在 1% 到 10% 之间。这是由于探测器中 $|\eta|$ 大的地方发生更多的由电子引起的材料转化，高 p_T 的电子更难确认径迹弯曲方向。把电荷误鉴别率应用到数据样本上可以得到 **charge-flip** 本底的贡献。该数据样本需要满足所求分析区间的所有筛选条件，除了要求两个异号轻子，而不是两个同号轻子。为了验证估计的准确性，还定义了一个验证区，其定义与 SR 相同，除了要求 $75 < m_{ee} < 105$ GeV，以及没有 E_T^{miss} 、 W 标记位和 M_{jj} 条件，称为 Zee VR。图 6.32 展示了该验证区中的一些动力学量分布。可以看到，数据和估计的本底很一致。

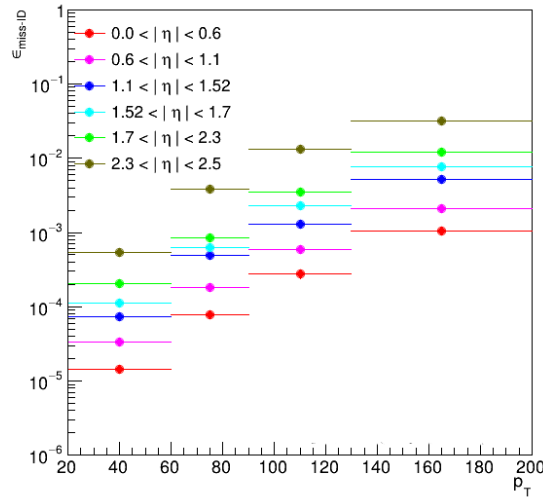


图 6.31 电子误鉴别率在不同 $|\eta|$ 区域随 p_T 的变化关系。

6.6.2 Non-prompt 本底

由于 MC 不能很好地模拟非直生轻子的产生细节，需要通过数据驱动的方法估计信号区中 **non-prompt** 本底的贡献。本分析使用“ABCD”方法，通过定义四个控制区来获取赝因子，再得到信号区中的该本底的产量。“ABCD”方法假设区域 A 中的赝轻子事例与区域 C 中的赝轻子事例比值，和区域 B 中赝轻子事例与区域 D 中赝轻子事例的比值相同，这个比值称为赝因子 (**fake factor**)。区域 A 为信号区。区域 C 要求有一个“Signal”轻子和一个“antiID”轻子，其余条件和区域 A 相同。“antiID”轻子的定义在 6.3.2 节，由于采用更宽松的鉴别工作点并且没有孤立性条件，它很有可能是一个赝轻子。区域 B 和区域 D 的定义与区域 A 和区域 C 相同，除了要求有一个通过 DL1r 标记位 85% WP 的 b-jet，这两个区域中含有大量 $t\bar{t}$ 本底。四个区域的示意图如图 6.33 所示。这些区域中的 **non-prompt** 本底的贡献可以通过从数据中减去直生轻子的本底得到。电子依赖于 p_T 的赝因子和 μ 子依赖于 $|\eta|$ 的赝因子需要分别计算得到。在 $p_T \leq 30$ GeV、 $30 < p_T \leq 40$ GeV 和 $p_T > 40$ GeV 的区

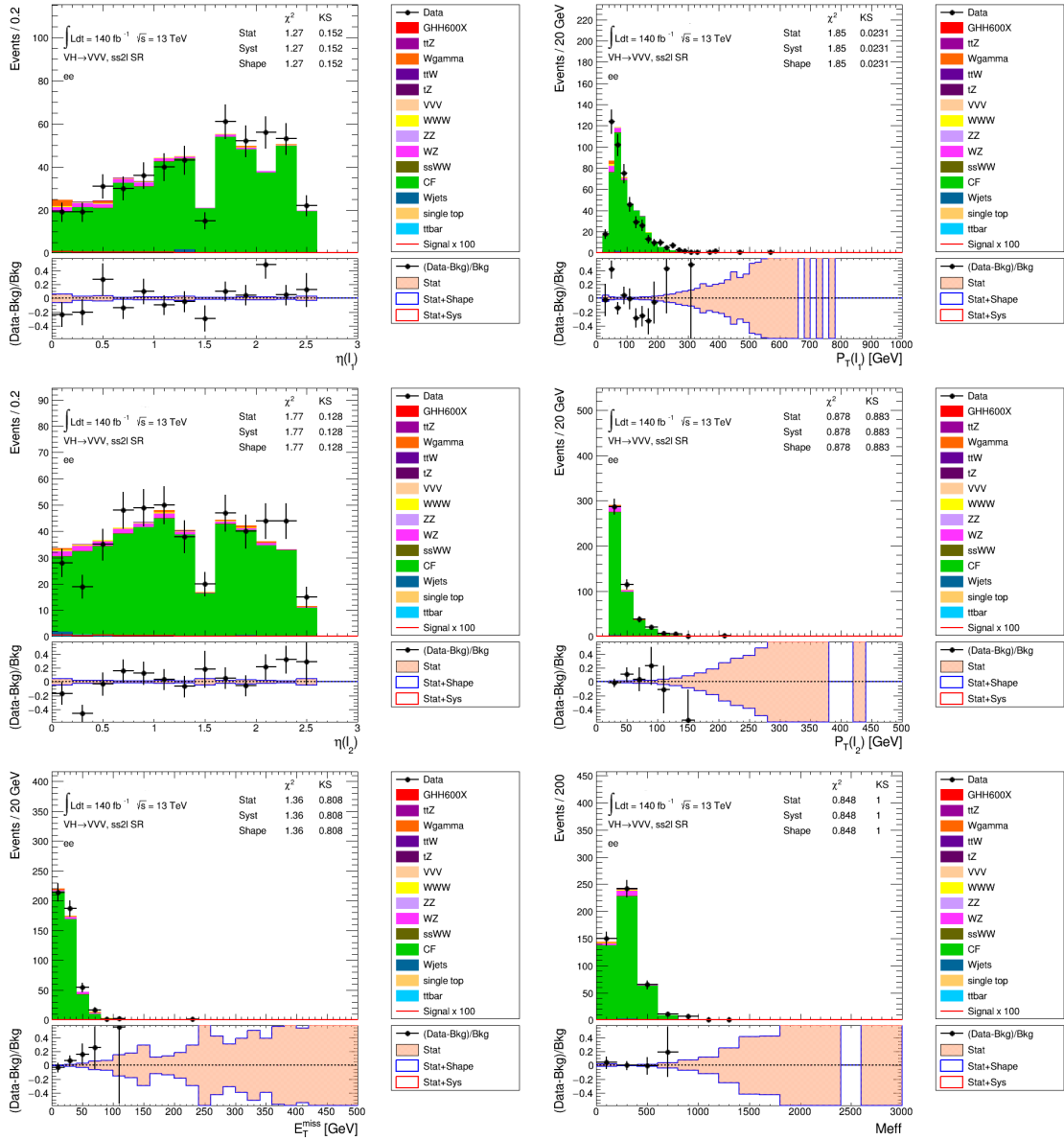


图 6.32 Zee VR 中领头轻子 $\eta(\eta(l_1))$ 、领头轻子 $p_T(p_T(l_1))$ 、次领头轻子 $\eta(\eta(l_2))$ 、次领头轻子 $p_T(p_T(l_2))$ 、丢失横动量 (E_T^{miss}) 和有效质量的分布，其中“CF”是用数据驱动方法估计的该区域的 Charge-flip 本底。这里只考虑统计误差。

域，电子的赝因子分别为 0.03 ± 0.005 、 0.05 ± 0.01 和 0.14 ± 0.03 （误差为统计误差）。在 $0 < |\eta| \leq 0.5$ 、 $0.5 < |\eta| \leq 1.5$ 和 $|\eta| > 1.5$ 的区域， μ 子的赝因子分别为 0.024 ± 0.004 、 0.016 ± 0.003 和 0.011 ± 0.003 （误差为统计误差）。电子赝因子的大小不依赖于 $|\eta|$ ，但是对 p_T 的依赖很强，随 p_T 的增大而增大。 μ 子赝因子的大小几乎不依赖于 p_T ，但是对 $|\eta|$ 的依赖很强，随着 $|\eta|$ 的增大而减小。在区域 C 应用赝因子以得到信号区 non-prompt 本底贡献时，假设 p_T 次领头的轻子是赝轻子。为了检查和验证赝因子估计的准确性，在区域 D 中应用赝因子并得到区域 B 中的 non-prompt 本底的贡献，发现区域 B 中数据和本底符合得很好，如图 6.34 所示。

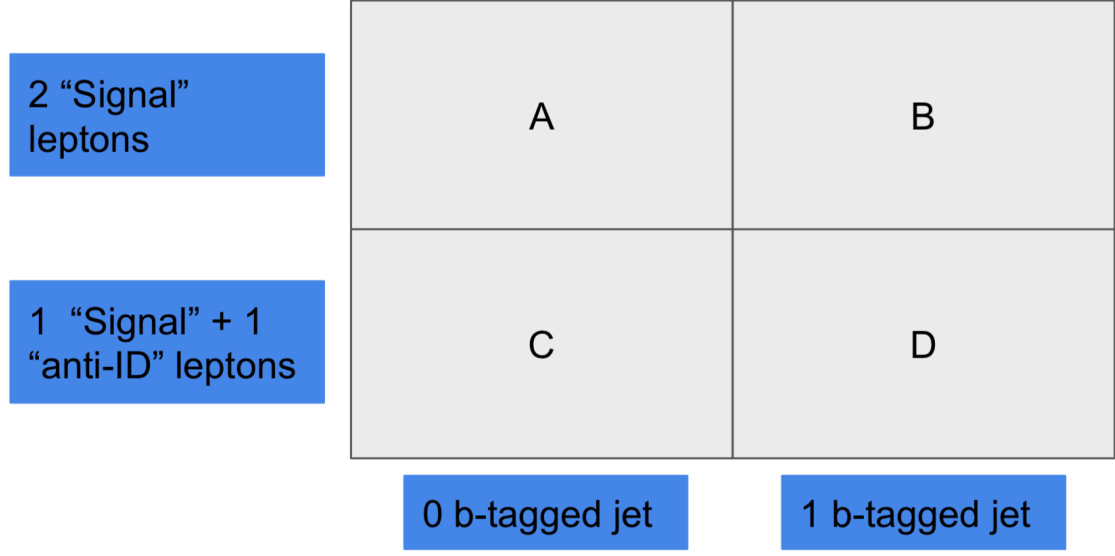
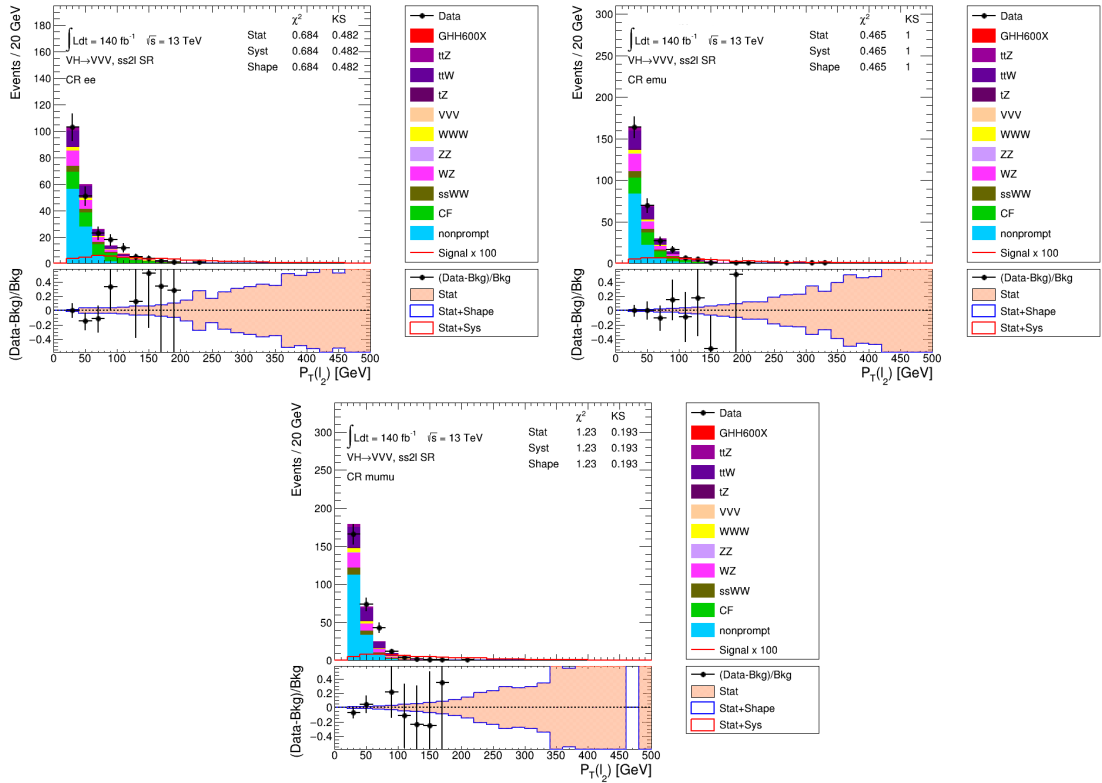


图 6.33 区域 A、B、C 和 D 的示意图。


 图 6.34 区域 B 中，含有两个电子（左上）、一个电子和一个 μ 子（右上）和两个 μ 子（下）的末态的次领头轻子的 p_T 分布。其中 non-prompt 本底的贡献通过在区域 D 中应用赝因子得到。这里只考虑统计误差。

6.6.3 Photon-conversion 本底

含有 W/Z 玻色子和光子的事例，如果光子在探测器内部发生转化并且其中一个电子没有被重建，有可能产生两个同号轻子，并通过信号区的筛选条件。这个被重建的电子其实是一个误重建的光子。本分析使用与 6.6.2 节类似的数据驱动“ABCD”方法得到光子转化率 (photon conversion rate) 和估计这部分本底在信号区的贡献。区域 C 要求有一个“Signal”轻子和一个“antiBL”电子。区域 B 和区域 D 要求有三个轻子，并且分别是 $\mu^\pm\mu^\mp e$ （在区域 B，三个都是“Signal”轻子；在区域 D，电子是“antiBL”电子， μ 子是“Signal” μ 子），三个轻子要满足不变质量条件 $80 < m_{\mu\mu e} < 100$ GeV。“antiBL”轻子的定义在 6.3.2 节，由于要求在 IBL 没有碰撞点，它很有可能是一个由光子转化的电子。光子在内部探测器内的相互作用主要发生在 IBL 之后的子探测器中，但是直生轻子一般都与 IBL 有相互作用。在 $p_T \leq 25$ GeV 和 $p_T > 25$ GeV 的区域，计算得到的光子转化率分别是 0.40 ± 0.05 和 0.45 ± 0.05 （误差为统计误差）。

6.6.4 直生轻子本底

主要的直生轻子本底是 WZ 和 $ssWW$ 本底。

如果 WZ 过程中其中一个轻子没有被重建，则可能在信号区有贡献。本分析利用 6.4.2 节定义的 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 估计其贡献。该控制区中 WZ 事例的纯度达到 95%，并且通过 MC 样本研究发现 charge-flip、non-prompt 和 photon-conversion 本底的贡献可以忽略。从 6.8 节描述的控制区拟合中，在 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 得到的 NF 分别为 0.93 ± 0.07 和 0.83 ± 0.03 。图 6.35 和图 6.36 展示了应用 NF 后 Boosted WZ CR 和 Resolved WZ CR 中的一些动力学量分布。总体来说，数据和本底符合得很好。SHERPA 不能准确模拟 WZ 过程的喷注数目 (Njets)，但是这一部分差异可以被系统误差涵盖。

$ssWW$ 过程含有两个同号轻子，是本分析的不可约本底，其在信号区的贡献可以通过 6.4.2 节定义的 $ssWW$ CR 估计。 $ssWW$ CR 中 $ssWW$ 的纯度为 50%，剩余部分主要来自 WZ 的贡献。通过 6.8 节描述的控制区拟合，得到其 NF 为 1.54 ± 0.17 ，与 ATLAS 的测量结果在误差范围内吻合^[99]。图 6.37 展示了 $ssWW$ CR 的一些动力学量分布，同时应用 $ssWW$ NF 和两个 WZ NF。可以看到，在误差范围内，数据和本底很一致。

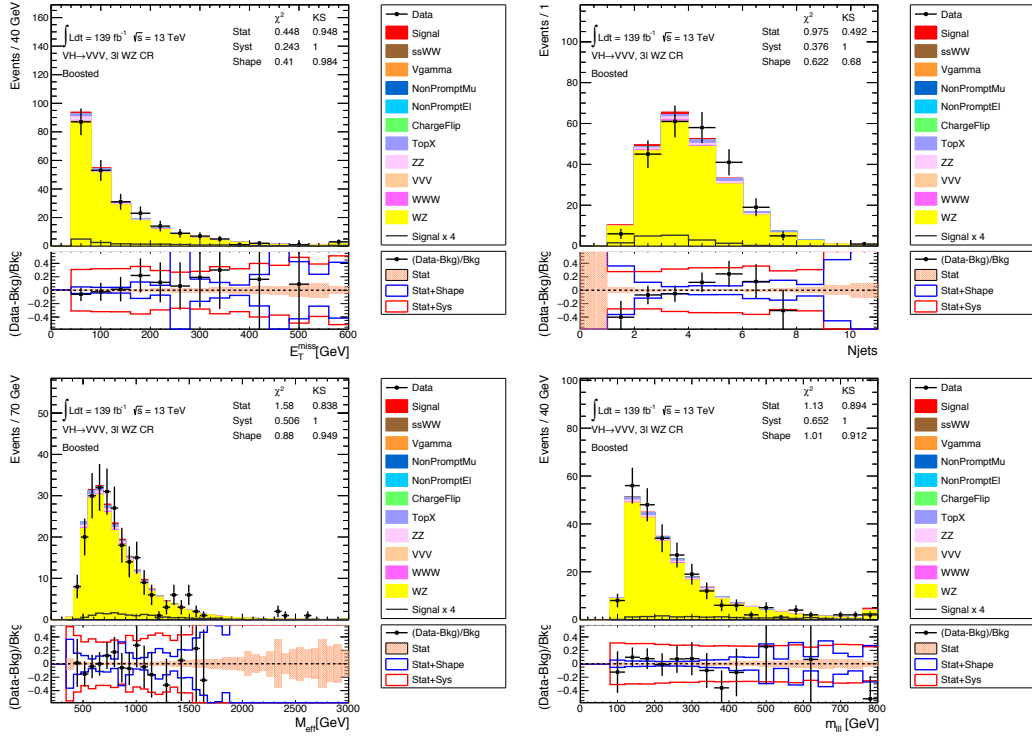


图 6.35 Boosted WZ CR 中, 丢失横动量 (左上)、喷注数目 (右上)、有效质量 (左下) 和三个轻子不变质量 (右下) 的分布, 包含统计误差和系统误差。值为 0.93 的 NF 被应用于 WZ 事例。

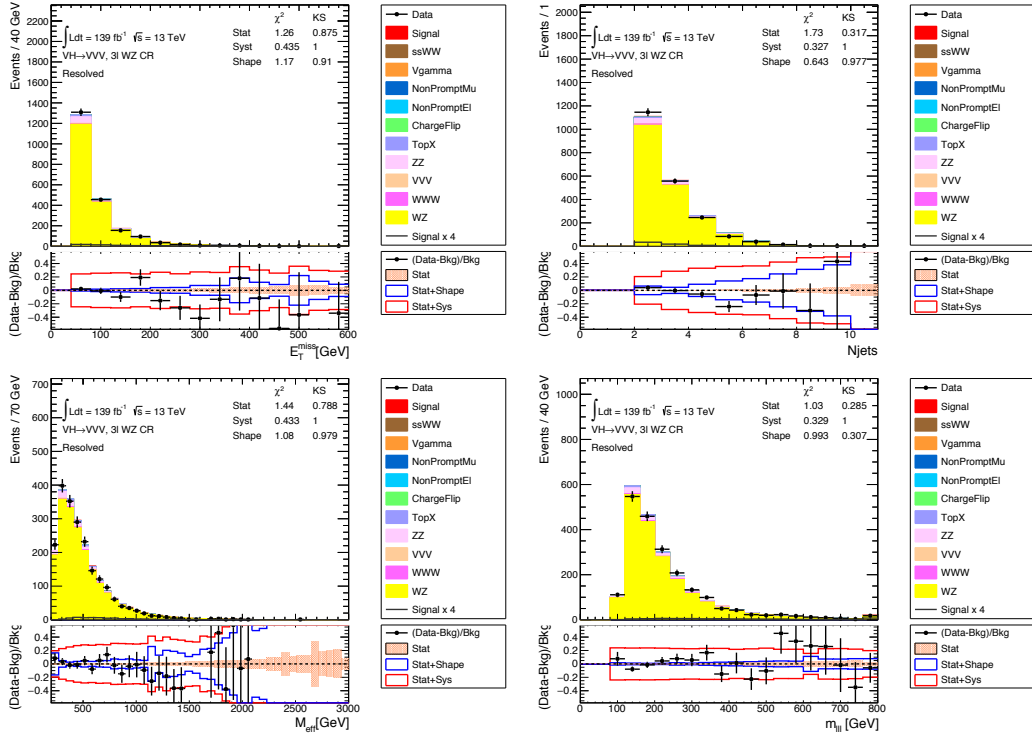


图 6.36 Resolved WZ CR 中, 丢失横动量 (左上)、喷注数目 (右上)、有效质量 (左下) 和三个轻子不变质量 (右下) 的分布, 包含统计误差和系统误差。值为 0.83 的 NF 被应用于 WZ 事例。

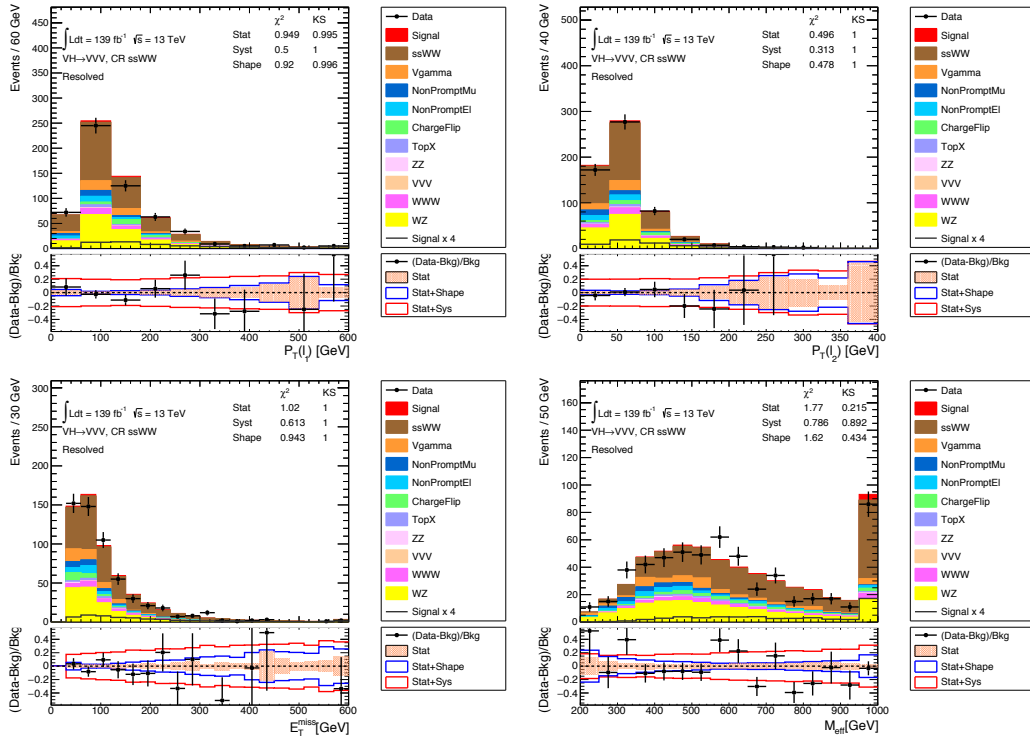


图 6.37 $ssWW$ CR 中丢失横动量（左上）、领头轻子横动量（右上）、有效质量（左下）和领头 small-R jet 横动量（右下）的分布，考虑统计误差和系统误差，并且同时应用 $ssWW$ NF 和 WZ NF。

6.6.5 本底估计的验证

验证区用于验证 WZ 、 $ssWW$ 和 WWW 本底估计的合理性，其定义在 6.4.3 节。图 6.38 和图 6.39 展示了 Boosted VR 和 Resolved VR 中的一些动力学量的分布^[100]。表 6.7 和表 6.8 总结了信号、各种本底和数据的产量。这些图和表包含了用数据驱动方法估计的 non-prompt 本底、charge-flip 本底和 photon-conversion 本底，并且在 WZ 和 $ssWW$ 本底上应用从控制区拟合得到的 NF。可以看到，在统计误差内信号和本底很一致。

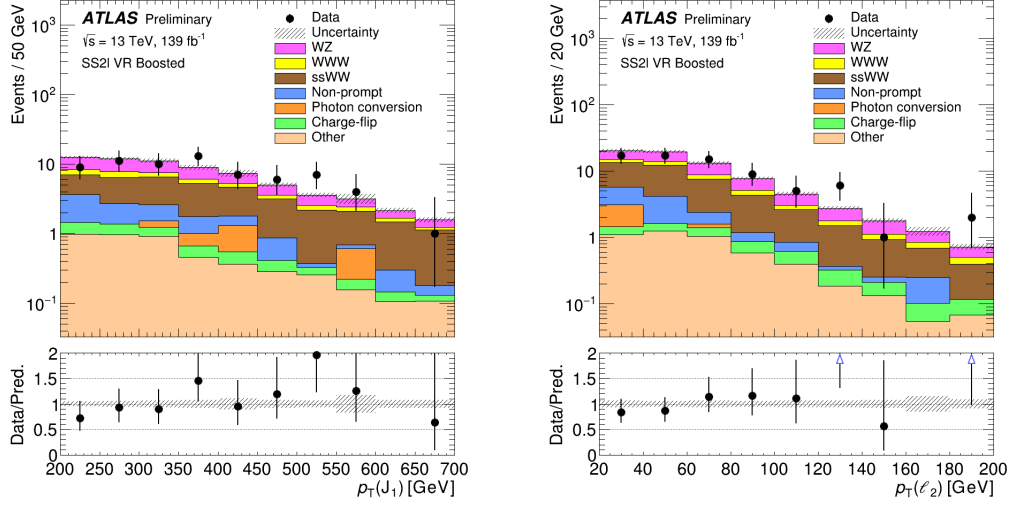


图 6.38 Boosted VR 中 $p_T(J_1)$ 和 $p_T(\ell_2)$ 的分布，只考虑统计误差，不包含信号。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

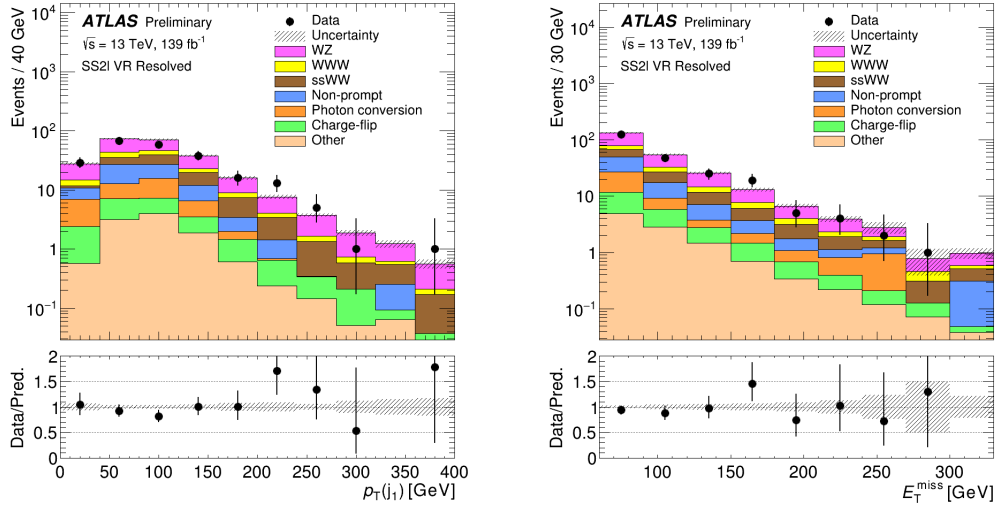


图 6.39 Resolved VR 中 $p_T(j_1)$ 和 E_T^{miss} 的分布，只考虑统计误差，不包含信号。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

表 6.7 Boosted VR 中信号 (GHH6f650f0, GHH300fW0fWW4600, GHH600fW1200fWW2400, GHH600fW1350fWW0, GHH900fW1350fWW0)、本底和数据的产量, 只考虑统计误差。NonPromptEl 和 NonPromptMu 分别表示来自电子的 non-prompt 本底和来自 μ 子的 non-prompt 本底。

	e^+e^+	$e^+\mu^+$	μ^+e^+	$\mu^+\mu^+$	$\ell\ell$
GHH6f650f0	0.19 ± 0.02	0.32 ± 0.03	0.31 ± 0.03	0.30 ± 0.03	1.12 ± 0.05
GHH300fW0fWW4600	0.83 ± 0.11	2.03 ± 0.17	1.82 ± 0.16	2.80 ± 0.20	7.48 ± 0.32
GHH600fW1200fWW2400	1.37 ± 0.09	1.99 ± 0.11	1.77 ± 0.10	2.14 ± 0.11	7.27 ± 0.20
GHH600fW1350fWW0	1.10 ± 0.07	1.58 ± 0.09	1.34 ± 0.08	1.56 ± 0.09	5.58 ± 0.17
GHH900fW1350fWW0	0.77 ± 0.05	1.03 ± 0.05	1.06 ± 0.05	1.09 ± 0.05	3.95 ± 0.11
TopX	0.89 ± 0.08	1.25 ± 0.10	1.03 ± 0.09	1.41 ± 0.11	4.57 ± 0.19
WWW	1.23 ± 0.08	1.94 ± 0.09	1.51 ± 0.08	2.27 ± 0.10	6.96 ± 0.18
ssWW	4.93 ± 0.10	7.16 ± 0.13	6.27 ± 0.12	8.69 ± 0.14	27.06 ± 0.25
VVV	0.03 ± 0.01	0.03 ± 0.00	0.03 ± 0.00	0.03 ± 0.01	0.11 ± 0.01
ZZ	0.04 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.19 ± 0.02
WZ	4.92 ± 0.17	5.89 ± 0.19	4.85 ± 0.18	5.99 ± 0.18	21.65 ± 0.36
NonPromptEl	1.42 ± 0.47	0.18 ± 0.20	0.97 ± 0.34	0.00 ± 0.00	2.57 ± 0.61
NonPromptMu	0.00 ± 0.00	2.16 ± 0.21	0.41 ± 0.09	2.15 ± 0.21	4.73 ± 0.31
Charge-flip	0.81 ± 0.08	0.99 ± 0.09	0.20 ± 0.03	0.00 ± 0.00	1.99 ± 0.12
Photon conversion	1.47 ± 0.86	0.08 ± 0.44	-0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	1.55 ± 0.97
Total Bkg.	16.04 ± 1.01	20.16 ± 0.60	15.69 ± 0.43	21.12 ± 0.35	73.01 ± 1.30
Data	13.00	26.00	18.00	16.00	73.00

表 6.8 Resolved VR 中信号 (GHH6f650f0, GHH300fW0fWW4600, GHH600fW1200fWW2400, GHH600fW1350fWW0, GHH900fW1350fWW0)、本底和数据的产量, 只考虑统计误差。NonPromptEl 和 NonPromptMu 分别表示来自电子的 non-prompt 本底和来自 μ 子的 non-prompt 本底。

	e^+e^-	$e^+\mu^\pm$	$\mu^\pm e^\pm$	$\mu^\pm\mu^\pm$	$\ell\ell$
GHH6f650f0	0.10 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.37 ± 0.03
GHH300fW0fWW4600	2.57 ± 0.18	2.90 ± 0.19	2.90 ± 0.19	3.37 ± 0.20	11.73 ± 0.38
GHH600fW1200fWW2400	0.60 ± 0.05	0.64 ± 0.06	0.77 ± 0.06	0.71 ± 0.06	2.73 ± 0.11
GHH600fW1350fWW0	0.47 ± 0.04	0.56 ± 0.05	0.45 ± 0.04	0.50 ± 0.04	1.98 ± 0.09
GHH900fW1350fWW0	0.19 ± 0.02	0.19 ± 0.02	0.20 ± 0.02	0.17 ± 0.02	0.75 ± 0.04
TopX	1.63 ± 0.11	2.28 ± 0.13	1.95 ± 0.12	2.27 ± 0.13	8.13 ± 0.25
WWW	4.39 ± 0.12	6.30 ± 0.14	5.54 ± 0.13	7.59 ± 0.15	23.81 ± 0.27
ssWW	6.46 ± 0.12	9.14 ± 0.15	8.51 ± 0.14	11.93 ± 0.17	36.05 ± 0.30
VVV	0.08 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.34 ± 0.02
ZZ	0.40 ± 0.05	0.81 ± 0.07	0.50 ± 0.05	0.60 ± 0.07	2.31 ± 0.12
WZ	21.17 ± 0.65	27.89 ± 0.92	20.35 ± 0.57	27.70 ± 0.68	97.12 ± 1.44
NonPromptEl	8.46 ± 1.05	4.06 ± 0.80	6.34 ± 0.81	0.00 ± 0.00	18.85 ± 1.55
NonPromptMu	0.00 ± 0.00	6.47 ± 0.34	1.35 ± 0.16	10.34 ± 0.44	18.17 ± 0.58
Charge-flip	6.70 ± 0.23	4.83 ± 0.19	0.93 ± 0.06	0.00 ± 0.00	12.46 ± 0.30
Photon conversion	9.97 ± 2.55	7.76 ± 2.16	4.44 ± 1.50	0.00 ± 0.00	22.17 ± 3.66
Total Bkg.	59.73 ± 2.85	70.27 ± 2.53	50.57 ± 1.82	61.30 ± 0.86	241.88 ± 4.31
Data	56.00	63.00	59.00	51.00	229.00

6.7 系统误差

6.8 节描述的统计分析中包含了各种系统误差。系统误差可以分为三类：来自探测器模拟和重建效率的实验误差；来自信号和本底 MC 模拟的理论误差；来自用数据驱动方法估计的本底的本底估计系统误差。

6.7.1 实验误差

实验误差可以进一步分为亮度、触发、重建、物理对象鉴别效率、能动量的刻度和分辨率的误差。

6.7.1.1 亮度的系统误差

ATLAS Run2 数据的积分亮度的误差是 1.7%^[101]，该误差应用于直接用 MC 估计的过程。

6.7.1.2 Pile-up 系统误差

来自 pile-up 的系统误差可以通过 PileupReweightingTool^[102]得到。PileupReweightingTool 可以定义一个刻度因子，用于修正 MC 事例。

6.7.1.3 μ 子的系统误差

μ 子的误差可以从 MuonCalibrationAndSmearingTool 和 MuonEfficiencyScaleFactors tool^[41]得到，分为径迹误差、孤立性效率误差、用于涵盖动量刻度时依赖于电荷的对不准效应的弦弧误差 (Sagitta Uncertainty)、动量刻度误差、重建效率误差、径迹与顶点相互匹配效率的误差和触发效率的误差。这些系统误差对结果的影响比较小。

6.7.1.4 电子的系统误差

AsgElectronEfficiencyCorrectionTool 和 EgammaCalibrationAndSmearingTool 用于得到电子的系统误差^[39]。系统误差分为：重建和鉴别效率的误差、孤立性效率的误差、触发效率的误差、动量刻度和分辨率的误差。

6.7.1.5 Small-R jet 的系统误差

Small-R jet 的系统误差由 JetUncertaintiesTool 得到，可以分为：

1. 能量刻度的误差：使用 CategoryReduction 机制，包含 30 个冗余参数 (Nuisance Parameter, NP)。
2. 能量分辨率的误差：本分析对喷注没有严格的要求，只是用于重建 W 玻色

- 子，因此采用 SimpleJER 机制，包含 8 个 NP。
3. **b-tagging** 的误差：信号区要求没有 **b-jet**，因此需要考虑 MC 模拟中 **b-tagging** 模拟的不准确性。本分析使用 **loose reduction** 机制得到 19 个刻度因子，因此有 19 个 NP。
 4. **JVT** 效率的误差：1 个 NP，通过比较 $Z \rightarrow \mu\mu$ 数据和 MC 模拟中的 **JVT** 对于硬散射喷注的表现得到。

6.7.1.6 Large-R jet 的系统误差

Large-R jet 的系统误差也由 JetUncertaintiesTool 得到，分为：

1. 能量和质量刻度的误差：使用 CategoryReduction 机制，包含 4 个 NP。
2. 能量分辨率的误差：采用 2% 的绝对误差，1 个 NP。
3. 质量分辨率的误差：采用 20% 的绝对误差，1 个 NP。
4. **W-tagging** 的误差：分别考虑信号和本底被标记和没被标记的效率的误差^[50-51]。信号的 large-R jet 的标记效率通过 $t\bar{t}$ MC 样本得到，来自胶子和轻质量夸克的 large-R jet 的标记效率通过双喷注和 γ +jets MC 样本估计。一共有 24 个 NP。

6.7.1.7 丢失横动量的系统误差

METUtilities 用于得到丢失横动量的系统误差。丢失横动量的重建需要用到所有探测到的物理对象（细节在 4.5 节），所以所有影响物理对象动量的误差都要被考虑在内。额外的来自底层事例模拟的误差，和用于得到软信号的径迹的动量刻度、动量分辨率和重建效率的误差也被包含在内。一共有 4 个 NP。

6.7.2 理论误差

理论误差分为部分子簇射、PDF 和标度 (scale) 误差，会改变 MC 样本的接收率和观测量 m_{eff} 的形状。本分析只对信号和主要本底 (WWW , WZ , $ssWW$) 考虑具体的理论误差，其他本底只应用来自理论预言或者 ATLAS 测量的散射截面的总体误差。

PDF 和刻度误差通过 MC 样本存储的每个事例的权重得到，权重由 MC 产生子提供。来自不同重整化 (μ_R) 和因子化 (μ_F) 能标的权重用于计算标度误差。按照 ATLAS 的推荐， μ_R 和 μ_F 需要分别独立变化 0.5 和 2.0 倍，对所有组合方式取包络得到系统误差。对于 PDF 误差，比较中心 PDF、集合中的其他 PDF 和其他 PDF 集合，把所有 PDF 的包络作为系统误差。

部分子簇射误差通过比较默认样本的真实事例 (truth event) 和由另一种部分子

簇射软件得到的样本（称为替代样本）的真实事例得到。真实事例是直接由 MC 产生，没有经过 Geant4 探测器模拟的事例。由于 SHERPA 即是产生子又用来进行部分子簇射，需要通过改变影响部分子簇射的重求和 (μ_q) 和合并标度 (resummation and merging scale) 得到替代样本。

信号和本底的默认 MC 样本使用的产生子和部分子簇射软件在 6.2.2 节有详细描述。

6.7.2.1 信号的理论误差

信号由 MadGraph5_aMC@NLO 产生，经由 Pythia 实现部分子簇射。对于标度误差， μ_R 和 μ_F 一共有 9 种组合：(μ_R, μ_F) = (0.5, 0.5), (0.5, 1.0), (0.5, 2.0), (1.0, 0.5), (1.0, 1.0), (2.0, 0.5), (2.0, 1.0), (1.0, 2.0), (2.0, 2.0)。(μ_R, μ_F) = (1.0, 1.0) 用于产生默认样本。标度误差引起的信号区中信号产量的总变化为 10%。PDF 误差通过比较 PDF 集合 NNPDF3.0、MMHT2014 和 CTEQ14 得到，其大小为 15%。用于获取部分子簇射误差的替代样本同样由 MadGraph5_aMC@NLO 产生，但是通过 HERWIG 7 进行部分子簇射，误差大小为 5%。

6.7.2.2 WWW 的理论误差

在壳的 WWW 由 SHERPA 产生。用于得到标度误差的 (μ_R, μ_F) 组合为：(0.5, 0.5), (0.5, 1.0), (1.0, 0.5), (1.0, 1.0), (2.0, 1.0), (1.0, 2.0), (2.0, 2.0)。用于得到 PDF 误差的 PDF 集合是 NNPDF3.0、MMHT2014 和 CTEQ14。为了得到部分子簇射误差，本分析产生了三种替代样本 – μ_q 设置分别成 2 和 0.5（默认值为 1），合并标度设置成 15 GeV（默认值为 30 GeV）。

离壳的 WWW 由 POWHEG 产生，再由 Pythia 模拟部分子簇射。PDF 和标度误差的获取方式与在壳的 WWW 相同。部分子簇射误差通过由 POWHEG 和 HERWIG 7 产生的替代样本得到。

WWW 的标度误差、PDF 误差和部分子簇射误差的大小分别为 10%、3% 和 3%。

6.7.2.3 WZ 的理论误差

WZ 由 SHERPA 产生。PDF 和标度误差的计算与在壳的 WWW 相同。计算部分子簇射误差时，考虑四种替代样本 – μ_q 分别设置成 2 和 0.5（默认值为 1），合并标度分别设置成 15 GeV 和 30 GeV（默认值为 20 GeV）。 WZ 的标度误差、PDF 误差和部分子簇射误差的大小分别为 20%、2% 和 3%。

6.7.2.4 $ssWW$ 的理论误差

$ssWW$ 也由 SHERPA 产生。PDF 和标度误差的计算与在壳的 WWW 和 WZ 相同。替代样本由 MadGraph5_aMC@NLO 和 Pythia 产生。通过比较默认样本和替代样本得到的误差可以同时反映产生子误差和部分子簇射误差。 $ssWW$ 的标度误差和 PDF 误差的大小分别为 27% 和 3%。部分子簇射误差只用于涵盖动力学量分布形状的潜在误模拟，不影响归一化。

6.7.2.5 其他本底的理论误差

对信号区贡献较小的本底 (ZZ 、 VVV 和 TopX) 没有专门的 PDF、标度和部分子簇射误差，但是有一个总的产生截面误差，具体误差值如表 6.9 所示。

表 6.9 ZZ 、 VVV 和 TopX 本底的散射截面误差。

本底	理论误差 (%)
TopX	15 ^[103-104]
VVV	15 ^[105]
ZZ	20 ^[106]

6.7.3 本底估计系统误差

Charge-flip 本底的系统误差可以通过比较正常的电荷误鉴别率（详细描述在 6.6.1 节）和通过不同方法得到的比率获取，一共有三种不同方法：改变边带定义；直接使用 Z +jets 的 MC 估计；用 MC 样本做 non-Zee 本底的减除。这三种方法得到的系统误差之和为 10%。

与 charge-flip 本底类似，也需要对 non-prompt 本底（详细描述在 6.6.2 节）的不同系统误差给予考虑，误差通过比较正常的赝因子和由其他方法得到的赝因子比较得到。系统误差主要有四个来源：不区分 p_T 和 $|\eta|$ 区间的赝因子；在做直生轻子本底减除时，改变归一化；使用 b -jet 标记位的 77% WP；直接用 MC 样本得到赝因子。对于电子和 μ 子，总的系统误差分别为 13% 和 10%。

Photon-conversion 本底（详细描述在 6.6.3 节）的系统误差有两种估计方法：不区分 p_T 和 $|\eta|$ 区间；直接使用 MC 样本估计。总的系统误差为 8%。

6.8 统计分析和实验结果

本分析使用 HistFitter^[107] 作为统计分析框架，以直方图为输入。每个间隔的信号、本底和数据产量用于构建每个间隔的泊松概率密度函数 (Poisson PDF)，所有

间格的泊松概率密度函数的积用于构造分间格的似然函数 (binned likelihood function), 同时包含浮动的本底归一化和系统误差的效应。测试统计 (test statistic) 用于测试只有本底的假设 (background-only hypothesis) 和观测到的数据之间的一致性, 以及测试同时包含信号和本底的假设 (signal-plus-background hypothesis)。同时包含信号和本底的假设用于验证是否有重希格斯玻色子的产生, 把信号强度参数 μ_{SIG} 作为感兴趣的参数 (Parameter Of Interest, POI)。 μ_{SIG} 是似然拟合抓取的产生截面与输入的假设的信号产生截面之间的比值。最大似然法用于同时拟合两个信号区的 m_{eff} 分布和所有控制区 (Boosted WZ CR, Resved WZ CR, $ssWW$ CR) 的事例数, 使其符合到观测的 m_{eff} 分布和事例数。所有用于拟合的分析区间总结在表 6.10。 Boosted SR 和 Resolved SR 的 m_{eff} 分布分别分为 3 个和 5 个间格, 6.8.2 节详细描述了相关研究。 WZ 和 $ssWW$ 本底的归一化是拟合中的自由参数, 分别用 $\mu_{WZ Boosted}$, $\mu_{WZ Resolved}$ 和 μ_{ssWW} 表示, 被高纯度的控制区和信号区的数据限制。信号和本底模拟的系统误差用冗余参数 (Nuisance Parameter, NP) 描述, 由高斯概率密度函数 (Gaussian PDF) 限制。本底模拟的统计误差利用 Beeston-Barlow^[108] 方法 – 一个间格对应一个 NP, 被考虑进似然拟合。信号注入测试证明本分析的拟合模型是合理、可靠的, 详细描述在附录 A。

表 6.10 信号区和控制区中用于拟合的分布。

区域	分布
Boosted SR	m_{eff}
Resolved SR	m_{eff}
Boosted WZ CR	事例数
Resolved WZ CR	事例数
$ssWW$ CR	事例数

6.8.1 统计方法

6.8.1.1 似然函数

分间格的似然函数由描述数据统计涨落的泊松项 ($\mathcal{L}_{\text{poiss}}$) 和用于模拟辅助测量对系统误差的限制效应的高斯项 ($\mathcal{L}_{\text{gauss}}$) 构成:

$$\mathcal{L}(\mu, \sigma) = \prod_i^{\text{bins}} \mathcal{L}_{\text{poiss}}(N_{\text{data}}^i | \mu s^i(\theta) + b^i(\theta)) \times \mathcal{L}_{\text{gauss}}(\theta), \quad (6.6)$$

其中 μ 是信号强度, 是 POI。 θ 参数化系统误差的效应, 是 NP。 N_{data}^i 是第 i 个

间格的数据事例数, $s^i(\theta)$ 是第 i 个间格中在给定信号假设下的预期信号产量, $b^i(\theta)$ 是第 i 个间格中的预期本底产量。预期产量是系统误差参数 θ 的函数。高斯项的中心值和误差一般设置为 0 和 1。这里的“bins”指所有区域的所有间格。由于信号假设只会增加事例数, 信号强度不能为负, 即 $\mu \geq 0$ 。

6.8.1.2 信号的上限

如果在信号区没有数据对本底的显著超出, 需要对信号的产生截面设置 95% 置信水平的上限。统计检验量 q_μ 可以区分只有本底的假设 (B) 和同时包含信号和本底的假设 (S+B), 从而获取产生截面的上限, 其定义如下:

$$q_\mu = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \right) \quad (6.7)$$

其中 μ 是给定常数, $\hat{\theta}_\mu$ 是在给定 μ 下最大化似然函数的 θ 。 $\hat{\mu}$ 和 $\hat{\theta}$ 是从数据得到的使似然函数最大化的值。统计检验量 q_μ 越大表示数据和假设的信号强度 μ 越不符合。p 值 (p-value) 用于量化数据和 μ 的不符合程度。S+B 假设下统计检验量高于 q_μ^{obs} 的概率为其 p 值, 用 p_{S+B} 表示。B 假设下统计检验量低于 q_μ^{obs} 的概率为其 p 值, 用 p_B 表示:

$$p_B = \int_{-\infty}^{q_\mu^{\text{obs}}} f(q_\mu | B) dq_\mu \quad (6.8)$$

$$p_{S+B} = \int_{q_\mu^{\text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | S+B) dq_\mu \quad (6.9)$$

其中 $f(q_\mu | B)$ 和 $f(q_\mu | S+B)$ 分别是 B 假设和 S+B 假设下统计检验量的概率密度函数, q_μ^{obs} 是从数据得到的 q_μ 。ATLAS 通常采用 CL_s 方法计算上限, 信号在置信水平 (Confidence Level, CL) $1 - CL_s$ 下的信号强度上限 μ , 是指使 $CL_s = p_{S+B}/(1 - p_B)$ 的 μ 。95% 置信水平的上限对应 $CL_s = 0.05$ 。预期 (expected) 上限利用 B 假设产生的赝数据得到。观测 (observed) 上限通过真实数据得到。

6.8.2 间格划分研究

为了优化拟合结果并且同时考虑统计涨落的因素, 本分析研究了信号区 m_{eff} 的最优间格划分 (binning) 方法。在 Boosted SR, 预期本底事例数是 26, 为了保证每个间格有足够的统计量, 可以分为两个或者三个间格。在 Resolved SR, 预期本

底事例数是 197，可以分为四个或者五个间格。间格划分需要满足以下两个条件：

1. 间格所含事例数要大于特定值 **minBinContent**
2. 间格的误差要小于特定值 **maxBinError**

两个信号区的 **minBinContent** 和 **maxBinError** 取值总结在表 6.11。这里对两个信号区采用相同的事例数和误差条件。

表 6.11 不同信号区的间格划分条件

设置	Boosted SR	Resolved SR
minBinContent	6	6
maxBinError	10%	10%

间格划分方法有很多，本分析采用使组合预期强度上限最好的划分方法。表 6.12 总结了用于比较的不同间格划分方法，一共有 9 种。表 6.13 展示了不同划分方法得到的不同参数信号的预期信号强度的上限。

表 6.12 用于比较的不同间格划分方法。inf 代表无穷。

标记	Boosted SR	Resolved SR
binning 1	(0, 600, 800, inf) GeV	(0, 300, 400, 600, inf) GeV
binning 2	(0, 600, 800, inf) GeV	(0, 250, 300, 400, 600, inf) GeV
binning 3	(0, 600, 800, inf) GeV	(0, 300, 400, 500, 600, inf) GeV
binning 4	(0, 800, inf) GeV	(0, 300, 400, 600, inf) GeV
binning 5	(0, 800, inf) GeV	(0, 250, 300, 400, 600, inf) GeV
binning 6	(0, 800, inf) GeV	(0, 300, 400, 500, 600, inf) GeV
binning 7	(0, 700, inf) GeV	(0, 300, 400, 600, inf) GeV
binning 8	(0, 700, inf) GeV	(0, 250, 300, 400, 600, inf) GeV
binning 9	(0, 700, inf) GeV	(0, 300, 400, 500, 600, inf) GeV

可以看到，虽然不同间格划分方法对信号强度上限的影响比较小，但是第三种划分方式 (binning 3) 具有最好的上限值，即信号强度上限最小。因此，信号区最终的 m_{eff} 间格划分方法是：

Boosted SR

(0, 600, 800, inf) GeV

Resolved SR

(0, 300, 400, 500, 600, inf) GeV

表 6.13 用不同间隔划分方法得到的不同参数信号的预期信号强度的上限, 不同划分方法总结在表 6.13。信号命名规则: GHH6f650f0 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 650$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 的信号; GHH6fm400fm2400 表示 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = -400$, $f_{WW}/\rho_H = -2400$ 的信号。只考虑统计误差。

	GHH3f600f0	GHH3fm350fm2100	GHH3f0fm3000	GHH6f650f0	GHH6fm400fm2400	GHH6f0fm3500	GHH9f800f0	GHH9f0fm5000
binning 1	3.23837	2.00312	1.57942	3.08473	2.41975	2.22071	2.73532	2.07646
binning 2	3.23837	2.00298	1.57948	3.08474	2.4198	2.22063	2.73533	2.07646
binning 3	3.23408	1.99196	1.57159	3.08415	2.41611	2.21629	2.73528	2.07633
binning 4	3.24648	2.02208	1.58251	3.09114	2.4441	2.26247	2.73593	2.07745
binning 5	3.24648	2.02196	1.58273	3.09118	2.44414	2.26237	2.73594	2.07746
binning 6	3.24215	2.01062	1.57479	3.09054	2.44034	2.25782	2.73589	2.07732
binning 7	3.47062	2.00613	1.58242	3.42886	2.55727	2.30589	3.15226	2.36361
binning 8	3.47058	2.00601	1.58272	3.42876	2.55722	2.30587	3.15226	2.3636
binning 9	3.46603	1.99493	1.57481	3.42814	2.5537	2.30062	3.15219	2.36342

6.8.3 拟合结果

6.8.3.1 控制区拟合

控制区拟合 (CRs-only fit) 只采用表 6.10 列举的控制区, 所有控制区同时拟合。从控制区拟合得到的 WZ 和 $ssWW$ 本底的归一化因子总结在表 6.14。 $ssWW$ 的归一化因子与现有的 ATLAS 测量结果吻合^[99]。图 6.40 展示了 Boosted WZ CR, Resolved WZ CR 和 $ssWW$ CR 拟合前和拟合后的观测量分布。由于控制区只用于修正本底的产量, 控制区的观测量只分为一个间隔。从拟合后的分布图中可以看到, 数据和估计的本底非常符合。为了验证本底估计的合理性, 三个归一化因子被应用到验证区的本底上, 并比较不同动力学量的数据和本底的分布, 如 6.6.5 节所述。可以看到, 验证区中的数据和本底在误差范围内很一致。

表 6.14 从控制区拟合得到的 WZ MC 样本和 $ssWW$ MC 样本的归一化因子, 以及相应的误差。 WZ Boosted 和 WZ Resolved 分别是 Boosted 区域和 Resolved 区域的 WZ 本底, 其归一化因子分别应用于 Boosted 区域和 Resolved 区域中的 WZ 本底上。

MC 过程	归一化因子
WZ Boosted	0.93 ± 0.067
WZ Resolved	0.83 ± 0.026
$ssWW$	1.54 ± 0.170

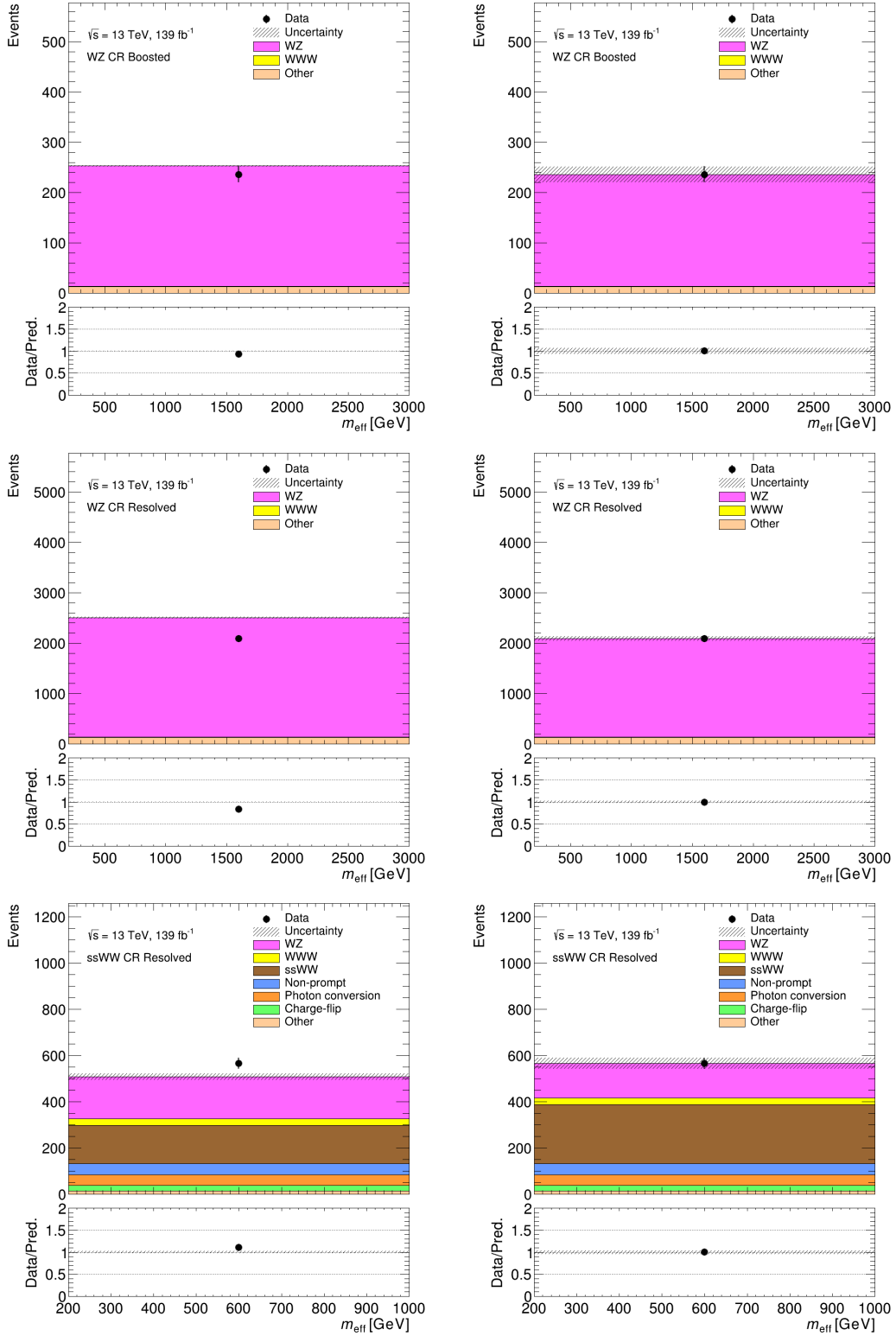


图 6.40 Boosted WZ CR 中拟合前（左上）和拟合后（右上）的观测量分布；Resolved WZ CR 中拟合前（左中）和拟合后（右中）的观测量分布； $ssWW$ CR 中拟合前（左下）和拟合后（右下）的观测量分布。这里使用控制区拟合。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

6.8.3.2 本底拟合

本底拟合 (background-only fit) 同时拟合所有信号区和控制区中的本底，在没有明显信号超出时，可用于观察数据和本底的符合情况。本底拟合得到的 WZ 和 $ssWW$ NF 与控制区拟合几乎一样，这是因为 WZ CR 和 $ssWW$ CR 的统计量远远大于信号区的统计量。图 6.41 展示了 Boosted WZ CR, Resolved WZ CR 和 $ssWW$ CR 拟合后的观测量分布和具有代表性的动力学量分布。可以看到，数据和本底的形状很一致。

图 6.42和图 6.43展示了信号区中的观测量分布和一些动力学量分布，不同系统误差对本底估计的影响总结在表 6.16^[100]。低质量信号主要贡献在 Resolved SR，但是高质量信号主要贡献在 Boosted SR。遗憾的是，信号区中数据和本底很一致，没有明显的数据超出。

表 6.15总结了信号区和控制区中拟合后的本底产量，并与数据产量做对比。

表 6.15 信号区和控制区中，拟合后的本底产量和数据产量。这里使用本底拟合，同时包含统计误差和系统误差。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

Yields	Boosted SR	Resolved SR	Boosted WZ CR	Resolved WZ CR	$ssWW$ CR
Observed events	24	191	236	2094	567
Fitted bkg events	26.8 ± 2.7	189.0 ± 7.8	235 ± 15	2095 ± 46	566 ± 24
WWW	5.8 ± 1.0	30.4 ± 2.9	1.30 ± 0.31	11.2 ± 2.1	28.5 ± 5.5
$ssWW$	7.5 ± 2.3	16.5 ± 1.9	—	—	254 ± 27
WZ	6.71 ± 0.76	68.7 ± 5.0	221 ± 15	1956 ± 50	150.6 ± 5.7
Non-prompt	3.20 ± 0.36	39.6 ± 6.3	—	—	48.6 ± 8.8
Charge-flip	0.43 ± 0.03	8.61 ± 0.57	—	—	22.8 ± 1.3
Photon conversion	0.73 ± 0.07	17.2 ± 1.7	—	—	46.7 ± 4.7
Other	2.50 ± 0.45	9.0 ± 1.5	12.3 ± 1.6	130 ± 20	14.3 ± 2.0

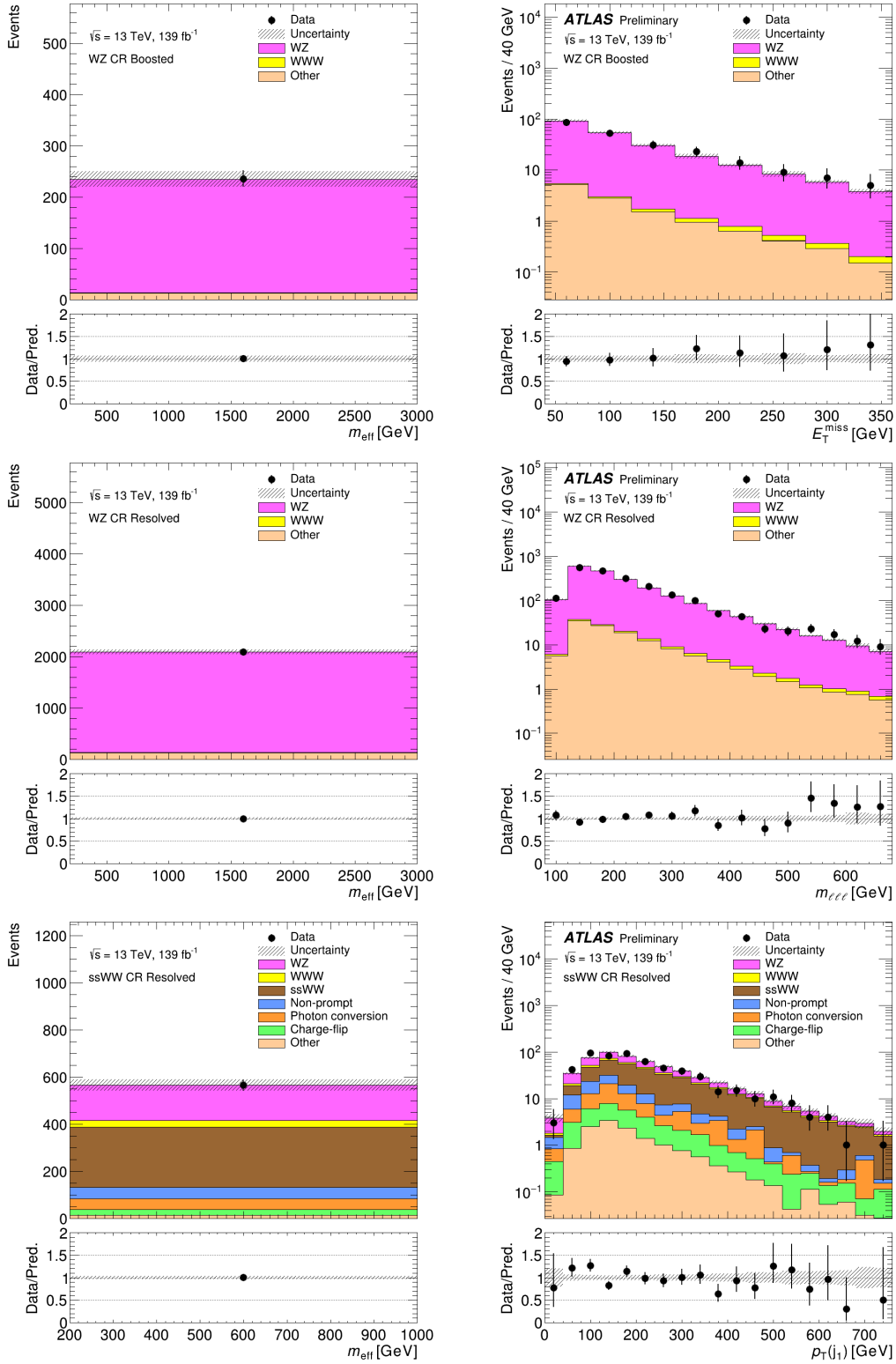


图 6.41 拟合后, Boosted WZ CR 中观测测量 (左上) 和 E_T^{miss} (右上) 的分布; Resolved WZ CR 中观测测量 (左中) 和 $m_{\ell\ell}$ (右中) 的分布; $ssWW$ CR 中观测测量 (左下) 和 $P_T(j_1)$ (右下) 的分布。这里使用本底拟合。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

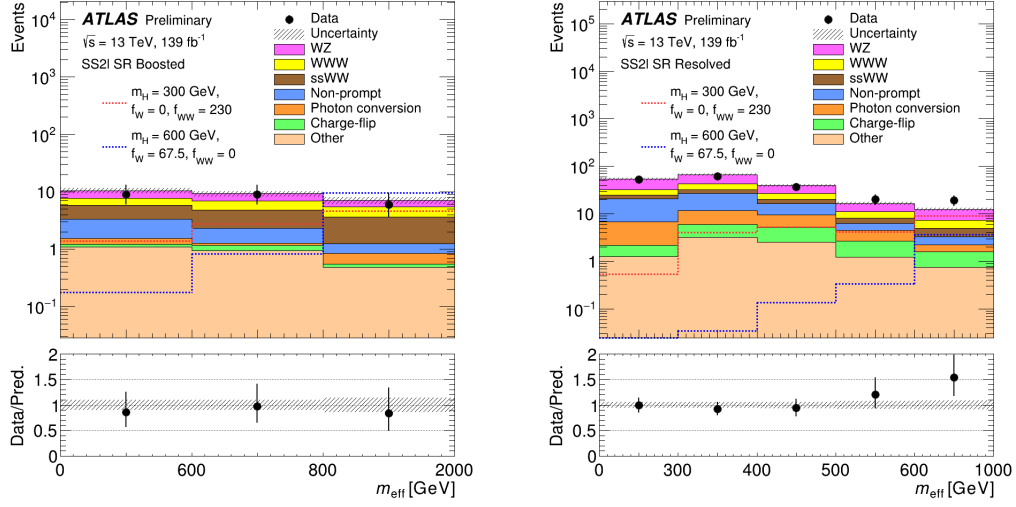


图 6.42 拟合后，Boosted SR 和 Resolved SR 中 m_{eff} 的分布。虚线是两个基准信号，信号产量归一到相应的散射截面和 139fb^{-1} 的积分亮度。这里使用本底拟合。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

表 6.16 不同系统误差对 Boosted SR 和 Resolved SR 中本底估计的影响。

Uncertainty of channel	Boosted SR	Resolved SR
Total systematic uncertainties	10.0%	4.1%
Data driven non-prompt	1.3%	3.3%
Theoretical uncertainties	8.9%	2.6%
MC statistical uncertainties	3.0%	1.9%
Floating normalizations	3.5%	1.2%
Small- R jet	-	1.1%
Data driven photon conversion	0.2%	0.9%
E_T^{miss}	0.2%	0.7%
b -tagging	0.8%	0.5%
Data driven charge-flip	0.1%	0.3%
Electron	0.5%	0.2%
Muon	0.6%	0.2%
Pile-up reweighting	0.2%	0.2%
Large- R jet	1.1%	0.2%
W -tagger	3.7%	-

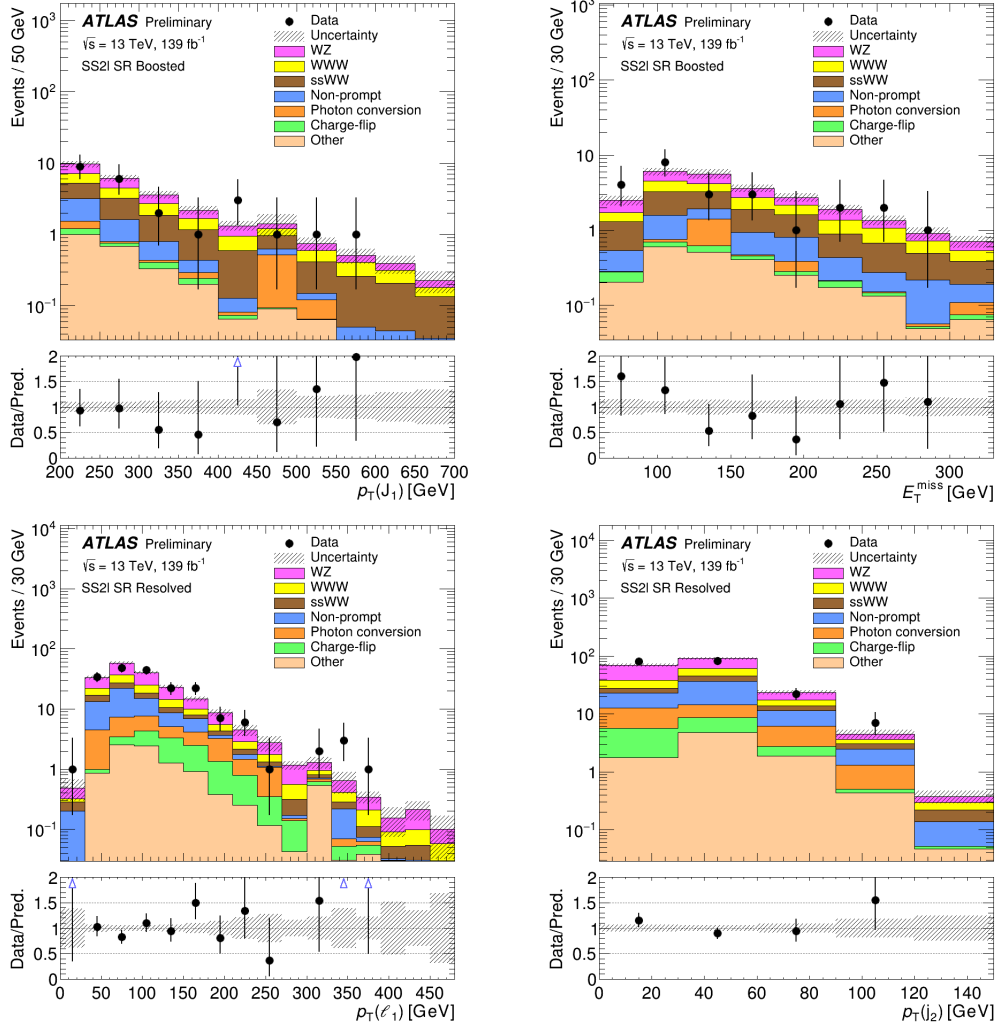


图 6.43 拟合后, Boosted SR 中 $p_T(J_1)$ (左上) 和 E_T^{miss} (右上) 的分布, Resolved SR 中 $p_T(\ell_1)$ (左下) 和 $p_T(\ell_2)$ (右下) 的分布。这里使用本底拟合。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

6.8.3.3 信号拟合

信号拟合 (exclusion fit) 同时拟合所有信号区和控制区中的本底和信号, 用于设置 m_H 、 f_W 和 f_{WW} 的上限。信号拟合得到的 WZ 和 $ssWW$ NF 与控制区拟合几乎一样。

以 $GHH600fW1350fWW0$ 为基准信号, 信号区拟合前和拟合后的 m_{eff} 分布如图 6.44 所示, 相应的信号、本底和数据的产量在表 6.17。数据相对于本底并没有明显的超出, 因此本分析将给出参数空间的 95% 置信水平的排除。信号 $GHH600fW1350fWW0$ 的观测 (预期) 的信号强度上限是 0.84 (0.75)。信号区的数据事例数远远小于控制区的事例数, 因此 WZ 和 $ssWW$ 的归一化因子主要由控制区决定。 WZ 和 $ssWW$ 是主要的直生轻子本底, 它们的理论误差只应用于信号区, 用于调节信号区该本底成分和控制区该本底成分的可能的差别。

表 6.17 拟合后信号区中信号、本底和数据的产量, 同时包含统计误差和系统误差。 $GHH600fW1350fWW0$ 是基准信号, 采用的参数是 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 1350$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

Yields	Boosted SR	Resolved SR
Observed events	24	191
Fitted Sum	27.38 ± 3.00	189.00 ± 7.84
$GHH600fW1350fWW0$	$0.70^{+2.20}_{-0.70}$	$0.28^{+0.90}_{-0.28}$
WWW	5.76 ± 1.01	30.37 ± 2.85
ssWW	7.33 ± 2.38	16.44 ± 1.87
WZ	6.71 ± 0.76	68.68 ± 5.00
Non-prompt	3.20 ± 0.35	39.6 ± 6.4
Charge-flip	0.43 ± 0.03	8.60 ± 0.57
Photon conversion	0.73 ± 0.07	17.20 ± 1.73
Other	2.50 ± 0.45	9.0 ± 1.5

分析区数据对不同的 NP 有不同的影响, 这个影响可以用 pull 表示。如果式 (6.6) 中的泊松项与 NP θ 无关, 也就是数据对 NP 没有约束作用, 那么拟合后 θ 的中心值 (即 pull) 和误差就是高斯项的中心值和误差。如果数据对 NP 有约束作用, 那么误差会减小。实验误差都通过专门的研究, 利用特定的控制样本和区间得到。该特定区间的数据统计量一般远远大于本分析的分析区间的数据统计量。因此, 本分析的分析区间数据对实验误差的约束作用一般比较小。当约束作用过大时 $-\text{pull}$ 的误差明显小于 1, 需要检查拟合模型, 进行错误排查, 并理解原因。 θ

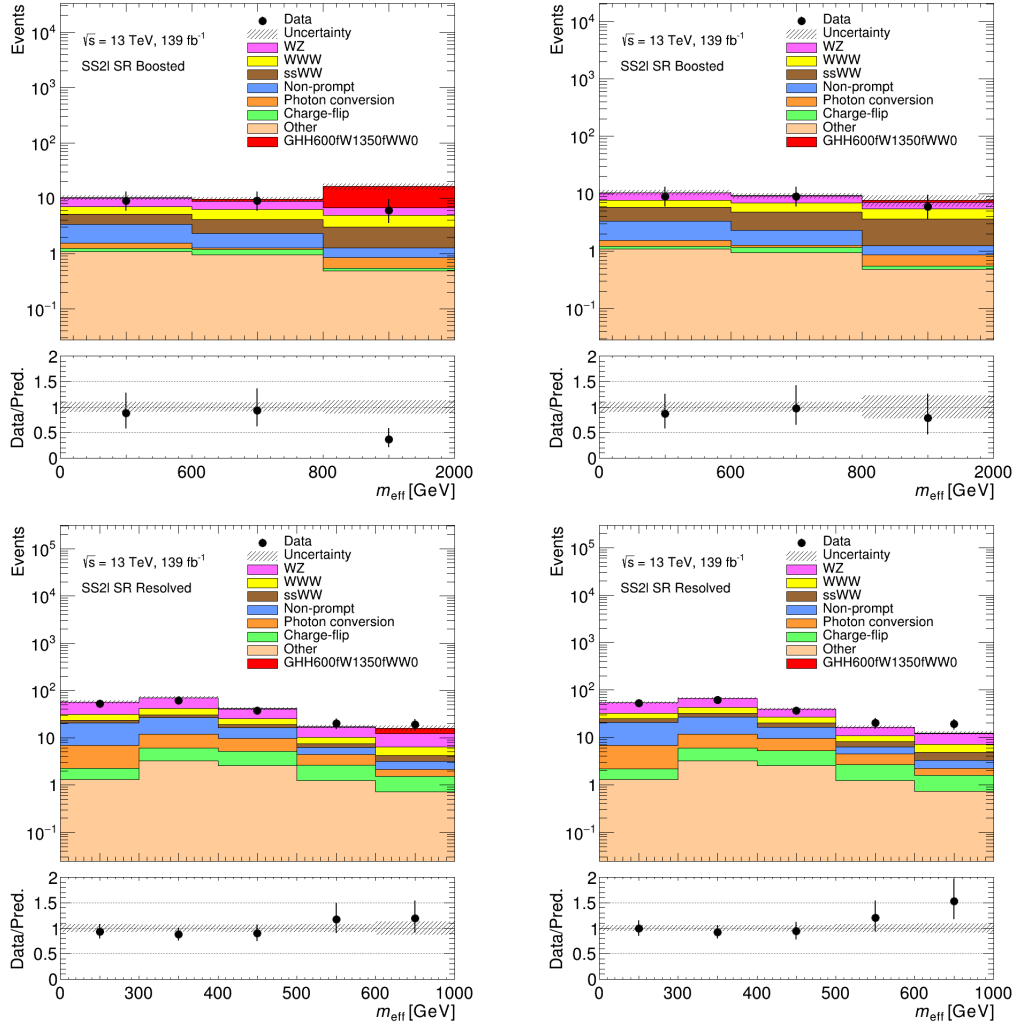


图 6.44 Boosted SR 中拟合前（左上）和拟合后（右上）的观测量分布；Resolved SR 中拟合前（左下）和拟合后（右下）的观测量分布。这里使用信号拟合。GH600fW1350fWW0 是基准信号，采用的参数是 $m_H = 600$ GeV, $f_W/\rho_H = 1350$, $f_{WW}/\rho_H = 0$ 。Other 包含 TopX、VVV 和 ZZ 本底。

的中心值还会影响信号和本底的产量。以 WZ 本底的理论误差为例，如果拟合后理论误差 NP 的中心值比初始值大，即 $\text{pull} > 0$ ，那么 WZ 本底也会增大（假设其他 WZ 本底的系统误差的 $\text{pull} = 0$ ），这表示信号区的数据倾向于产量更大的 WZ 本底。图 6.45 展示了数据拟合中关联性在 20% 以上的 NP、NF 和 POI。不同的 NP 对 POI 有不同影响，这个影响用影响力 (impact) 表示。计算某个 NP 的影响力时，首先固定该 NP 为 $\pm 1\sigma$ 的值，不对其他 NP 进行操作，然后分别计算 POI 的大小。POI 的变化值即为影响力的值。图 6.46 展示了对 POI 影响最大的 20 个 NP 的影响力以及相应的 pull。可以看到，“THEORY_SCALE_ssWWBoosted”NP 的影响力最大并且具有最大的 pull，该 NP 是 $ssWW$ 在 Boosted 区域的标度误差 NP（详细描述在 6.7.2.4 节）。本分析只有 Resolved 区域的 $ssWW$ CR。在把从 $ssWW$ CR 得

到的 NF 应用到 Boosted 区域时, $ssWW$ 的标度误差 NP 可以调节该本底的归一化在 Boosted 区域和 Resolved 区域的潜在区别。观测到的该 NP 的如此大的 pull 表明, $ssWW$ NF 在 Boosted 区域和 Resolved 区域倾向于不同值。影响力排在第二和第三的 NP 分别是“THEORY_SCALE_3rdSig”和“THEORY_PDF_3rdSig”。这两项分别是信号 GHH600fW1350fWW0 的标度和 PDF 误差 (详细描述在 6.7.2.1 节), 因此对 POI 的影响较大。

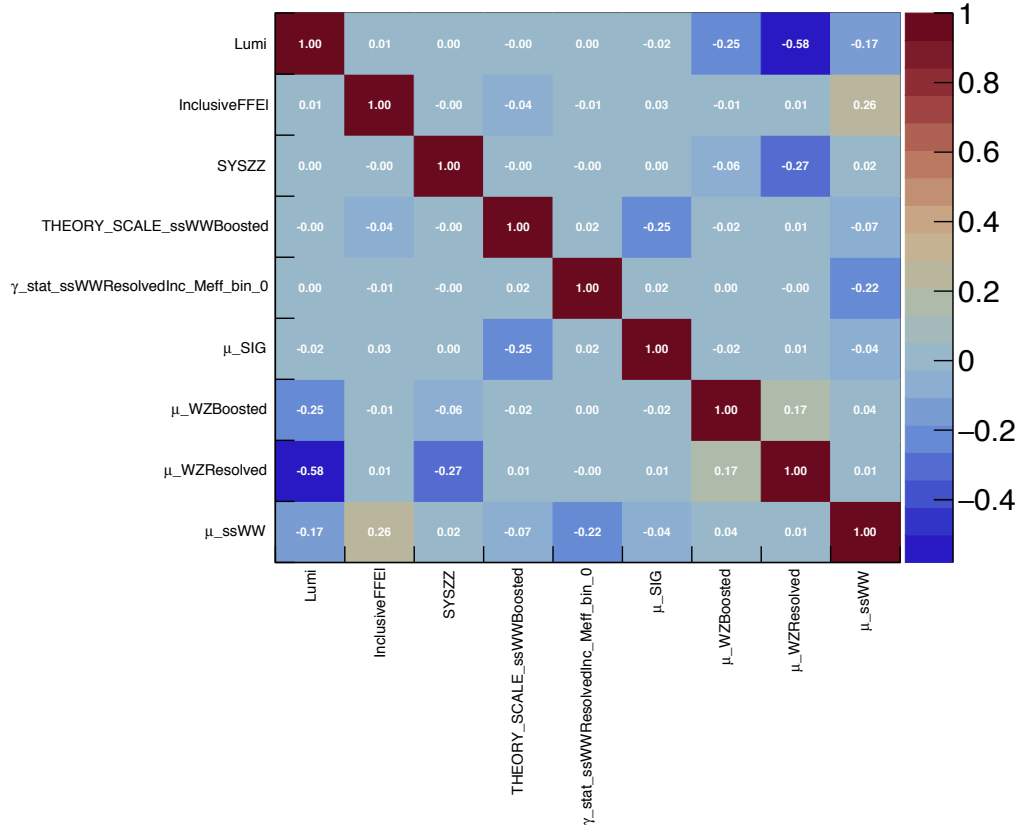


图 6.45 关联性在 20% 以上的 NP、NF 和 POI。

6.8.4 排除区间

在信号区并没有观察到明显的超出, 因此需要对重希格斯玻色子的参数设置上限。为了得到 m_H 、 f_W 和 f_{WW} 的排除区域, 需要扫描参数空间的信号点, 得到每个信号点的信号强度上限和对应的 CL_s 。

图 6.47 展示了 95% 置信水平下, 在 (f_W, f_{WW}) 分别固定为 $(67.5, 0)$ 和 $(0, 310)$ 时, 重希格斯玻色子产生截面和衰变分支比 $(\sigma(pp \rightarrow VH) \times \text{BR}(H \rightarrow VV))$, 其中 $V = W, Z$ 的观测和预期上限随质量 m_H 的变化关系, 以及相应的理论预期截面。当 $(f_W, f_{WW}) = (67.5, 0)$ 时, $m_H < 900$ GeV 的信号可以被排除。当

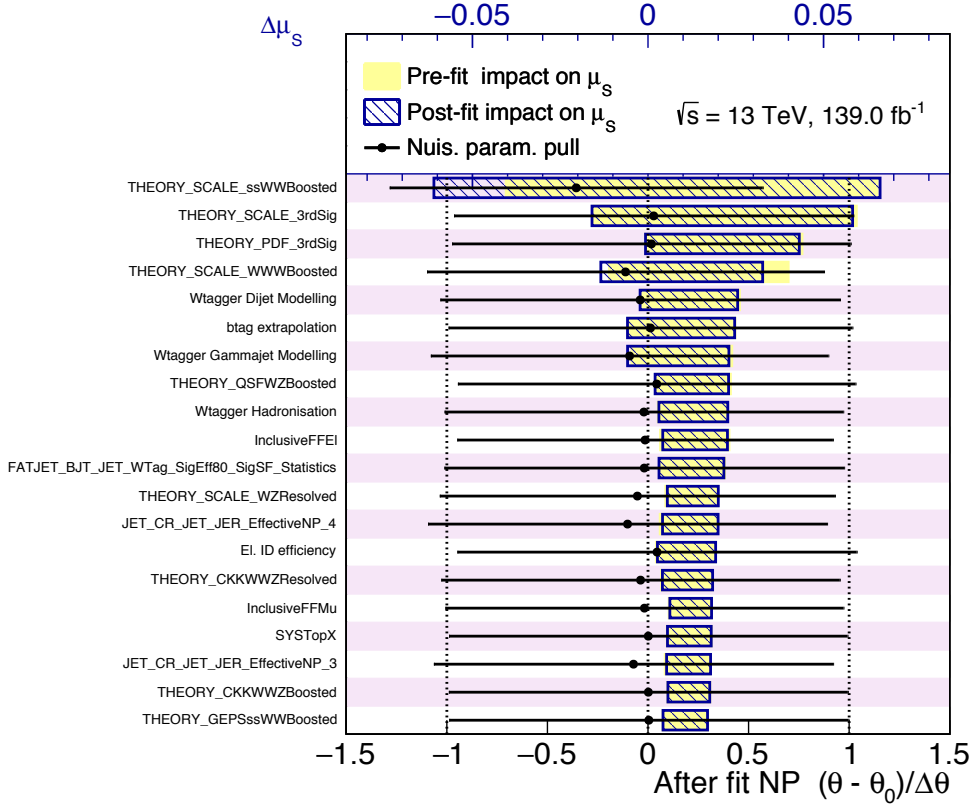


图 6.46 对 POI 影响最大的 20 个 NP 的影响力以及相应的 pull。

$(f_W, f_{WW}) = (0, 310)$ 时, $m_H < 700$ GeV 的信号可以被排除。

图 6.48 展示了 95% 置信水平下, 在给定 $m_H = 300, 600, 900$ GeV 时, (f_W, f_{WW}) 参数空间的观测和预期排除区域。闭合区域外部的参数空间都能被本分析排除。当 $m_H = 300$ GeV 时, $|f_W| > 67.5$ 和 $|f_{WW}| > 250$ 的参数空间可以被排除。当 $m_H = 600$ GeV 时, $|f_W| > 62.5$ 和 $|f_{WW}| > 350$ 的参数空间可以被排除。当 $m_H = 900$ GeV 时, $|f_W| > 72.5$ 和 $|f_{WW}| > 375$ 的参数空间可以被排除。实验结果比 5.6 节描述的唯一研究结果稍差。图 6.48 的排除区域比图 5.9 - 5.13 的排除区域小, 这是由于唯象研究搜寻的相空间更大, 并且探测器效应使得信号和本底更加难以区分。唯象研究包含三个信号区 (2ℓ OS、 3ℓ 和 2ℓ SS), 但是实验研究只包含 2ℓ SS 信号区。受 ATLAS 重建物理对象的限制, 实验研究无法使用 small-R jet 来重建 W/Z 玻色子, 也无法使用 large-R jet 来重建重希格斯玻色子。但是唯象研究表明这两种重建方式具有很好的信号显著性。这也说明, 喷注标记位的发展对大型强子对撞机的实验分析具有重大意义, 不仅需要使用 large-R jet 的 W/Z 标记位, 还需要使用 small-R jet 的 W/Z 标记位和使用 large-R jet 的希格斯玻色子标记位, 以提高信号显著性。

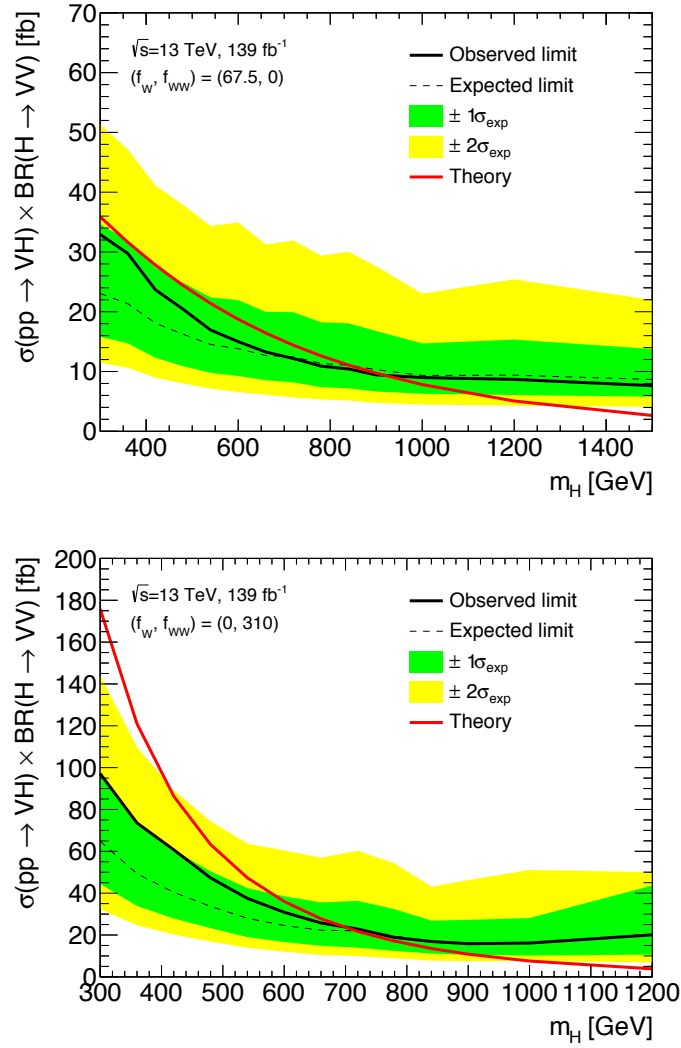


图 6.47 95% 置信水平下, $\sigma(pp \rightarrow VH) \times \text{BR}(H \rightarrow VV)$ 的上限随质量 m_H 的变化关系, (f_W, f_{WW}) 分别取 $(67.5, 0)$ (上) 和 $(0, 310)$ (下)。

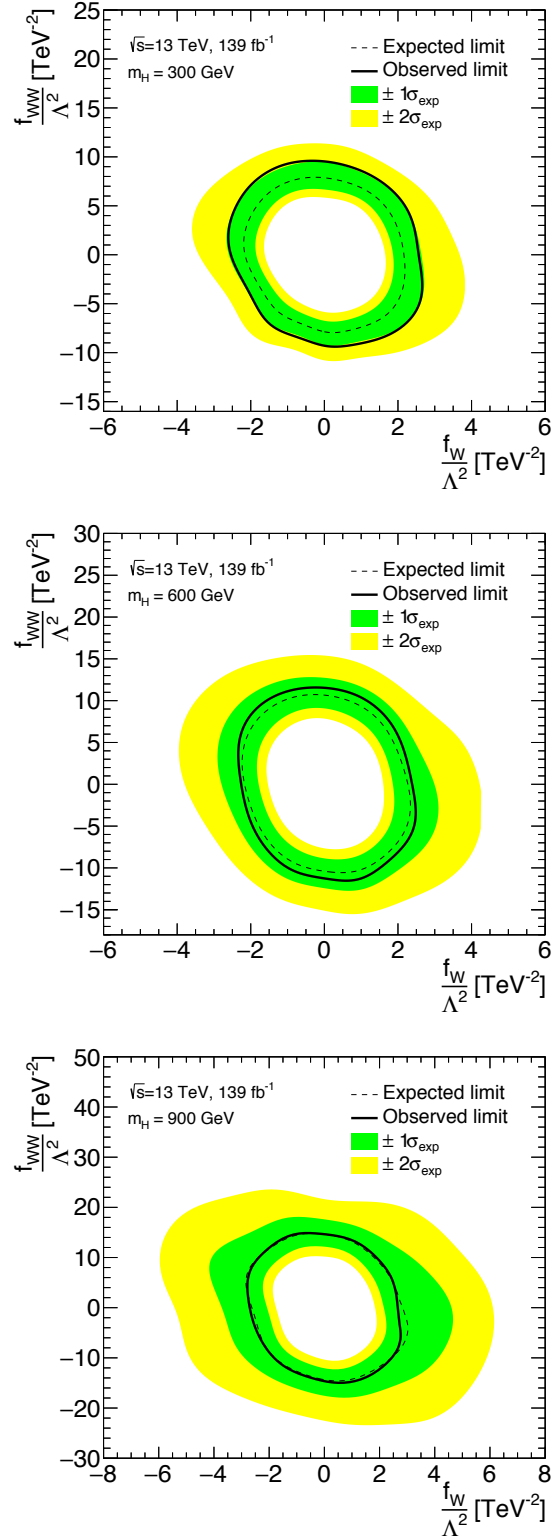


图 6.48 95% 置信水平下, (f_W, f_{WW}) 参数空间的排除区域, 给定 m_H 分别为 300 GeV (左上)、600 GeV (右上) 和 900 GeV (下)。这里 $\Lambda = 5 \text{ TeV}$ 。

第 7 章 在四缪子末态对低质量共振态的实验寻找

本章将介绍在 ATLAS 探测器上于四缪子末态寻找低质量共振峰的分析，包括研究背景、数据与 MC 样本、事例筛选、本底估计、系统误差和实验结果。该低质量共振态可以是新奇异强子，也可以是底夸克偶素 η_b 和 χ_{b0} 。

7.1 研究背景

夸克模型把强子分为介子 ($q\bar{q}$) 和重子 (qqq 或者 $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$)，并且允许奇异强子的存在，如四夸克态 ($qq\bar{q}\bar{q}$) 和五夸克态 ($qqq\bar{q}\bar{q}$)。奇异态能够为研究强相互作用和禁闭机制提供独特的环境 [109]。2003 年 Belle 实验组发现了奇异态 $\chi_{c1}(3872)$ [110]，这是第一个被实验发现的奇异态。之后，很多奇异态陆续被发现。目前被发现的强子包括奇异强子几乎最多包含两个粲夸克 (c) 或者底夸克 (b)。然而，很多基于 QCD 的唯象模型预言了四重夸克态 $T_{Q_1Q_2\bar{Q}_3\bar{Q}_4}$ 的存在，这里 Q_i 是粲夸克或者底夸克 [111-112]。理论上，对于这种结构的解释通常假设双夸克结构 Q_1Q_2 和反双夸克结构 $\bar{Q}_3\bar{Q}_4$ 存在相互作用 [113]。这种双夸克模型成功预言了双粲重子的质量 Ξ_{cc}^{++} [114-115] 并且解释了底夸克重子的相对衰变率 [116]。

LHCb 和 CMS 上有很多在 $Y\mu^+\mu^-$ 末态对只含底夸克的四夸克态 $T_{bb\bar{b}\bar{b}}$ 的寻找 [117-118]。但是对于只含粲夸克的四夸克态 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}$ 的寻找还很少。直到 2020 年，LHCb 宣布在 $\text{di-}J/\psi$ 质量谱中发现了质量为 6.9 GeV 的新共振态 $X(6900)$ ，并认为这可能是一个具有 $cc\bar{c}\bar{c}$ 的全重夸克结构的四夸克态 [119]。但是需要更多的数据和来自其他实验的分析佐证，以及研究其性质。

$J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 的末态，含有的标准模型本底很少，不仅能用于寻找新奇异强子态，还可以用于寻找底夸克偶素 η_b 和 χ_{b0} 的稀有衰变模式 $\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow J/\psi J/\psi$ 。 η_b 和 χ_{b0} 于 $Y(3S)$ 和 $Y(2S)$ 的辐射衰变中被观测到，实验上对其衰变模式进行了很多研究 [120-122]。但是，目前并没有观测到 $\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow J/\psi J/\psi$ 的衰变模式。LHC 的质子-质子对撞能够产生大量 η_b 和 χ_{b0} ，有望测量其稀有衰变过程。利用 4μ 末态和顶点的重建，可以极大压低本底，从而提高信号显著性。

7.2 数据和 MC 样本

本分析使用的数据是 ATLAS 于 2015 年至 2018 年在质心系能量 $\sqrt{s} = 13$ TeV 下收集的通过质子-质子对撞产生的 GRL 中的数据，总积分亮度为 139 fb^{-1} 。MC

样本用于研究探测器响应、信号效率、本底和系统误差，其探测器效应的模拟和堆积事例效应的模拟，如 6.2.2 节所述。

信号样本由 JHU^[123]产生，假设共振态自旋为 0，并且具有偶 CP，使用 CTEQ6L1 PDF^[124]。本底 MC 样本均由 Pythia 8.244^[87]产生。信号和本底 MC 样本均由 Pythia 进行部分子簇射和强子化模拟，使用 ATLAS A14 参数集^[91]和 NNPDF2.3LO^[88] PDF，同时使用 PHOTOS 3.61^[125]模拟粒子和共振态衰变过程的轫致辐射效应。

本分析的主要本底来自 SPS (Single Parton Scattering)、DPS (Double Parton Scattering) 和重味夸克对过程。SPS 过程指两个 J/ψ 介子在一次质子-质子对撞中由一次部分子之间的相互作用产生。DPS 过程指两个 J/ψ 介子分别由两个相互作用产生。SPS 和 DPS 是 prompt 本底。重味夸克对本底是末态有至少四个来自 B 介子衰变的 μ 子的过程，称为 non-prompt 本底。在 ATLAS，只有 $p_T > 3 \text{ GeV}$ 的 μ 子是经过刻度的，适用于物理分析的。DPS 和重味夸克对本底的 μ 子动量不是很高，因此为了提高本底产生的效率，在 Pythia 产生 MC 事例时，要求相空间参数 (pTHatMin) 大于特定值。该值的选取依赖于物理过程，原则是 pTHatMin 的设置不影响末态动力学量经过事例筛选条件后（详细描述在 7.3 节）的分布。

7.3 事例筛选和区间划分

本分析首先定义了基准 (nominal) 区间，然后在基准区间的基础上，在 4μ 质量谱上，划分信号区、SPS 控制区和 DPS 控制区。

在 ATLAS Run2 期间，堆积事例效应增强，每次质子束团对撞都会产生大量强子——主要是 π 介子和 K 介子，粒子径迹数目高达几百个。因此，顶点的重建显得尤为重要，不仅要从几百个径迹中准确重建粒子的顶点，还要保证重建速度。本分析使用 ATLAS 的 VKalVrt 算法^[126]重建顶点，该算法利用卡尔曼滤波 (Kalman filter) 来优化随机过程，并通过调整目标函数降低离群点对重建的影响，使顶点重建快速并可靠。有时强子的衰变链比较长，该算法可以兼顾子顶点，并且可以对已知的子顶点过程施加质量限制 (constraint)，从而提高顶点所对应强子的质量分辨率。比如 $X(6900) \rightarrow J/\psi + J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 过程， $X(6900)$ 顶点重建需要兼顾 J/ψ 子顶点。 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 是已知过程，因此可以应用 J/ψ 质量限制提高 $X(6900)$ 的质量分辨率。

由于末态有来自两个 J/ψ 的四个 μ 子，本分析使用双 μ 子和三 μ 子触发，要求至少有一对异号电荷 μ 子的不变质量在 J/ψ 质量区间。不是所有触发都会作用在每个事例上，有些触发只作用在一部分事例上，这个比例用 prescale 因子表示。

比如, 某触发只作用在每 100 个事例中的 1 个上, prescale 则为 100, prescale 因子为 1/100。为了保留更多事例, 所选触发的 p_T 阈值要尽可能低, prescale 要尽可能小。附录 B 的表 B.1 总结了不同年份期间使用的触发以及 prescale 因子。可以看到, 不同年份、不同时期的事例所使用的触发集合是不同的, 触发集合中的触发是“或”的关系。

在基准区间, 除了触发条件, μ 子和 J/ψ 介子还需要满足一些额外的动力学条件。末态四个 μ 子按照 p_T 从大到小分别用 μ_1 、 μ_2 、 μ_3 和 μ_4 表示, 两个 J/ψ 介子按照 p_T 从大到小分别用 J/ψ_1 和 J/ψ_2 表示。四个 μ 子构建的 4μ 顶点可能有多, 4μ 顶点和子顶点的拟合优度之和可以表示为:

$$\chi_{4\mu}^2/N_{4\mu} + \chi_{J/\psi_1}^2/N_{J/\psi_1} + \chi_{J/\psi_2}^2/N_{J/\psi_2}, \quad (7.1)$$

其中 χ^2 和 N 分别是顶点拟合的 χ^2 和自由度。使得式 (7.1) 取最小值的 4μ 顶点为最优候选者, 并用于物理分析。

重建的 J/ψ 介子质量需要在 J/ψ 质量区间, 这可以抑制不含 J/ψ 的本底。对于 4μ 候选者和 J/ψ 介子还要求横向衰变长度 (L_{xy}) 小于特定值, 从而压低 non-prompt 本底。某粒子的横向衰变长度是主顶点与该粒子顶点在 x-y 平面的距离。表 7.1 总结了基准区间的事例筛选条件。

表 7.1 基准区间的事例筛选条件。

类别	条件
μ 子动力学	$p_{T,\mu_{1,2}} > 4 \text{ GeV}, p_{T,\mu_{1,2}} > 3 \text{ GeV}, \eta_{1,2,3,4} < 2.5$
μ 子鉴别	“宽松”工作点
$m_{J/\psi}$	$m_{J/\psi} \in [2.94, 3.25] \text{ GeV}$
4μ 拟合优度	$\chi_{4\mu}^2/N_{4\mu} < 3$
4μ 质量	$m_{4\mu} \in (4, 25) \text{ GeV}$
4μ 的 L_{xy}	$L_{xy}^{4\mu} < 0.2 \text{ mm}$
J/ψ 的 L_{xy}	$L_{xy}^{J/\psi} \in (-0.3, 0.3) \text{ mm}$

在基准区间的基础上, 本分析又在 $m_{4\mu}$ 分布上划分不同区间。SPS 和 DPS 控制区为:

- SPS CR: $7.5 < m_{4\mu} < 9.0 \text{ GeV}, 10 < m_{4\mu} < 12 \text{ GeV}$.
- DPS CR: $14 < m_{4\mu} < 17.5 \text{ GeV}, 19.5 < m_{4\mu} < 25.0 \text{ GeV}$.

剩余区间为信号区, 分别对应不同的物理目标:

1. $6 < m_{4\mu} < 7.5 \text{ GeV}$: 用于寻找 $\text{di-}J/\psi$ 的共振态。
2. $9 < m_{4\mu} < 10 \text{ GeV}$: 用于寻找已知底夸克偶素的稀有衰变过程, 比如 $\eta_b \rightarrow 2J/\psi$ 和 $\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi$ 。
3. $12 < m_{4\mu} < 14 \text{ GeV}$: 用于寻找 $J/\psi + Y$ 的共振态。
4. $17.5 < m_{4\mu} < 19.5 \text{ GeV}$: 用于寻找 $\text{di-}Y, Y + \mu\mu$ 的共振态。

前两个信号区的本底估计方法是一样的。本分析先打开第二个信号区, 再打开第一个信号区。后两个信号区属于另一个分析, 本分析将不做详细介绍。

7.4 本底估计

本分析的本底可以分为以下四类:

1. SPS 本底: 利用 SPS CR 估计其在信号区的产量和修正动力学量的分布, 用“SPS”表示。
2. DPS 本底: 利用 DPS CR 估计其在信号区的产量和修正动力学量的分布, 用“DPS”表示。
3. Non-prompt 本底: 含有两个 non-prompt J/ψ 的本底, 这两个 J/ψ 来自 B 介子衰变, 通过数据驱动方法估计。用“ $b\bar{b} \rightarrow J/\psi J/\psi + X$ ”表示。
4. 其他本底: 包括只有一个 J/ψ 的本底和没有 J/ψ 的本底, 通过数据驱动方法估计。用“Others”表示。

7.4.1 SPS 本底

SPS 的两个 J/ψ 同时产生, 相互之间比较靠近, 因此两个 J/ψ 的不变质量值比较小, 主要贡献在前两个信号区附近, 是主要本底。Pythia 无法准确模拟 SPS 过程, 不能给出具体的散射截面, 也不能很好地模拟动力学量的分布。因此, 需要使用 SPS CR 得到归一化因子和修正动力学量的分布。在 SPS CR, 本底和数据的差异主要体现在这些动力学量上: $p_T^{\text{di-}J/\psi}$ 、 $\left|p_z^{\text{di-}J/\psi}\right|$ 、 $\Delta\phi(J/\psi_1, J/\psi_2)$ 和 $p_T^{\mu 4}$ 。越排在前面的动力学量模拟越不准确。 $p_T^{\text{di-}J/\psi}$ 和 $\left|p_z^{\text{di-}J/\psi}\right|$ 分别是两个 J/ψ 的组合动量的横向分量和 z 方向分量的绝对值。 $\Delta\phi(J/\psi_1, J/\psi_2)$ 是两个 J/ψ 之间的 $\Delta\phi$ 。在减除其他本底后, 在控制区得到归一化因子, 并用多项式 (最高 3 阶) 分别得到这些动力学量对于每个事例的修正权重 (correction weight)。在得到某动力学量的修正权重时, 先应用上一个动力学量的修正权重。因此, 修正是按照这些动力学量的顺序, 逐个进行的。

图 7.1 展示了应用所有修正权重后动力学量的分布, 包括用于修正的动力学量和其他一些动力学量。可以看到, 经过修正, 用于修正的动力学量的本底和数据

的分布很一致，并且其他动力学量的分布也很一致。

7.4.2 DPS 本底

DPS 的估计方法与 SPS 类似。DPS 的两个 J/ψ 是单独产生的，不变质量值比 SPS 大，主要贡献在后两个信号区附近。Pythia 也无法准确模拟 DPS 过程，因此需要利用 DPS CR 给出归一化因子和修正动力学量。用于修正的动力学量为： $\Delta\phi(J/\psi, J/\psi)$ 、 $\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)$ 、 $p_T^{\mu_4}$ 、 $p_T^{\mu_1}$ 和 $p_T^{\text{di-}J/\psi}$ 。每个动力学量的修正权重通过多项式（最高 3 阶）得到。修正权重和归一化因子的获取方法与 SPS 一样。

图 7.2 展示了应用修正权重后动力学量的分布，包括用于修正的动力学量和其他一些动力学量。可以看到，经过修正，用于修正的动力学量的本底和数据的分布很一致，并且其他动力学量的分布也很一致。

7.4.3 Non-prompt 本底和其他本底

Non-prompt 本底通过数据驱动方法估计，分布图中用“ $b\bar{b} \rightarrow J/\psi J/\psi + X$ ”表示。在 non-prompt 区间应用转换因子 (transfer factor) 可以得到其在基准区间的贡献，转换因子通过 MC 样本得到。Non-prompt 区间的定义与表 7.1 定义的基准区间一样，除了使用以下顶点条件：

$$L_{xy}^{J/\psi} > 0.4 \text{ mm or } \chi_{4\mu}^2/N_{4\mu} > 6 \quad (7.2)$$

该区间含有大量 non-prompt 本底，但也含有一定量的其他本底的贡献。Non-prompt 本底的归一化因子通过拟合 J/ψ 质量谱得到，拟合时把 non-prompt 本底和其他本底的归一化作为自由参数。图 7.3 展示了拟合后 SPS CR 和 DPS CR 的 non-prompt 区间的 J/ψ 质量的分布。数据和估计的本底很一致。

只含有一个 J/ψ 和不含 J/ψ 的本底称为其他本底，在分布图中用“Others”表示。其他本底也通过数据驱动方法估计，其在基准区间的贡献通过赝区间 (fake region) 得到。赝区间要求其中一个重建的 J/ψ 由一个 μ 子和一个径迹（该径迹与 μ 子不匹配）组成，其他筛选条件与基准区间一样。为了从赝区间估计基准区间中其他本底的贡献，需要利用转换因子，并且修正 p_{T,μ_4} 和 $m_{J/\psi}$ 的分布。这是因为 μ 子的误判率依赖于横动量，从 μ 子和径迹得到的 J/ψ 质量与基准区间中的 J/ψ 的质量存在差异。相应的修正和转换因子可以通过 J/ψ 质量边带得到，其定义与基准区间一样，除了反转 J/ψ 质量区间条件：

$$2.60 < m_{J/\psi} < 2.80 \text{ GeV or } 3.34 < m_{J/\psi} < 3.50 \text{ GeV} \quad (7.3)$$

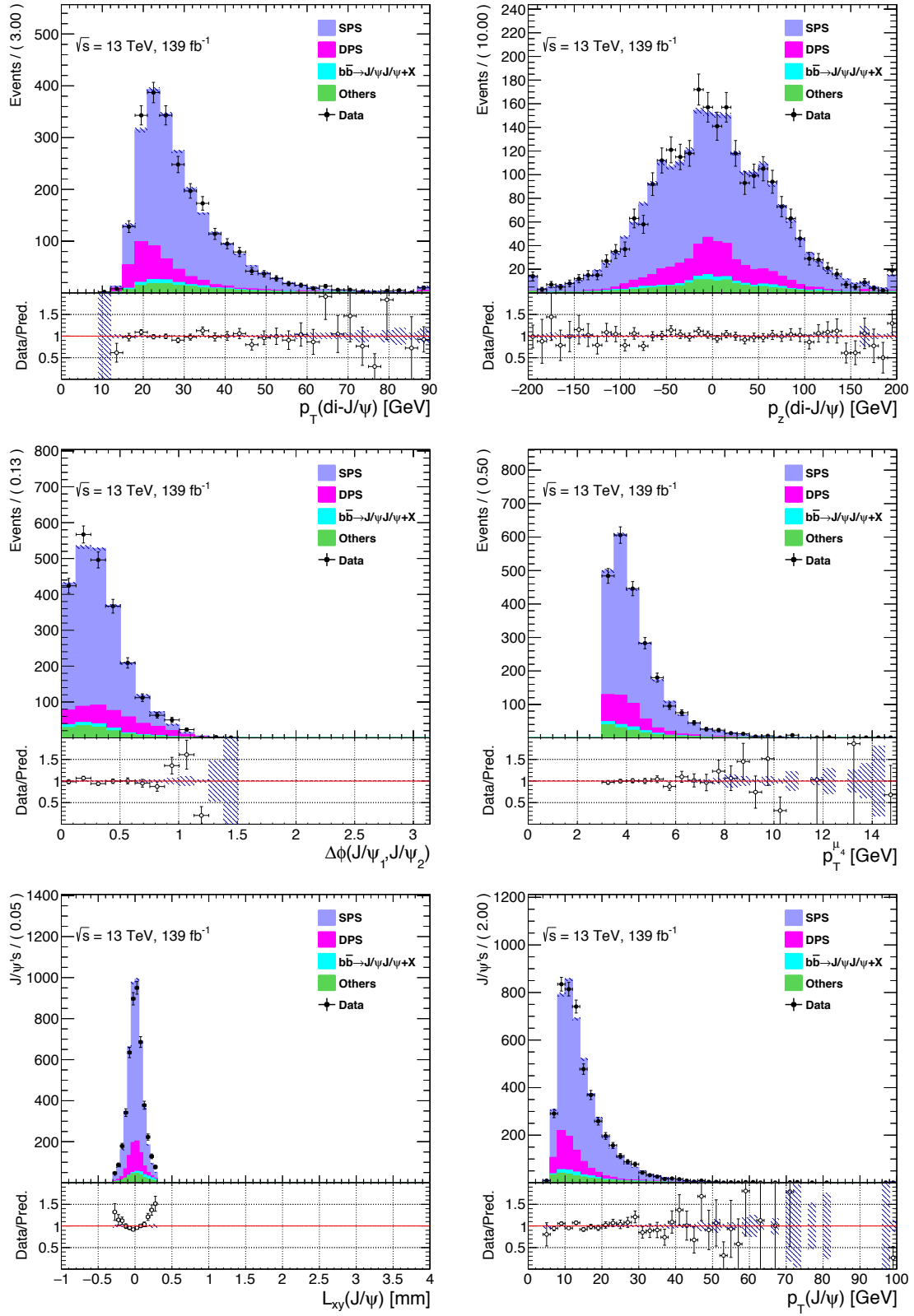


图 7.1 SPS CR 中修正后动力学的分布。

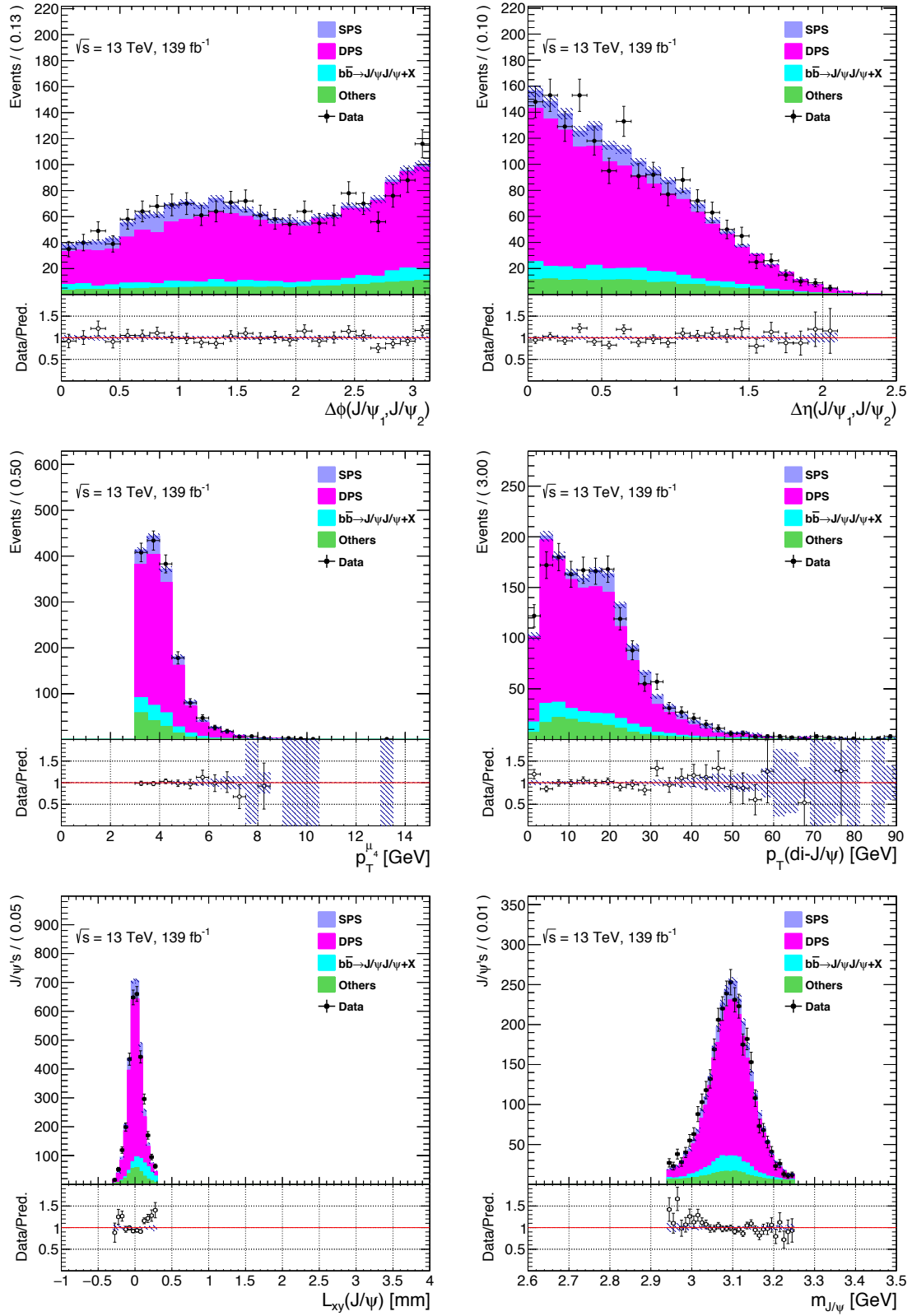


图 7.2 DPS CR 中修正后动力学的分布。

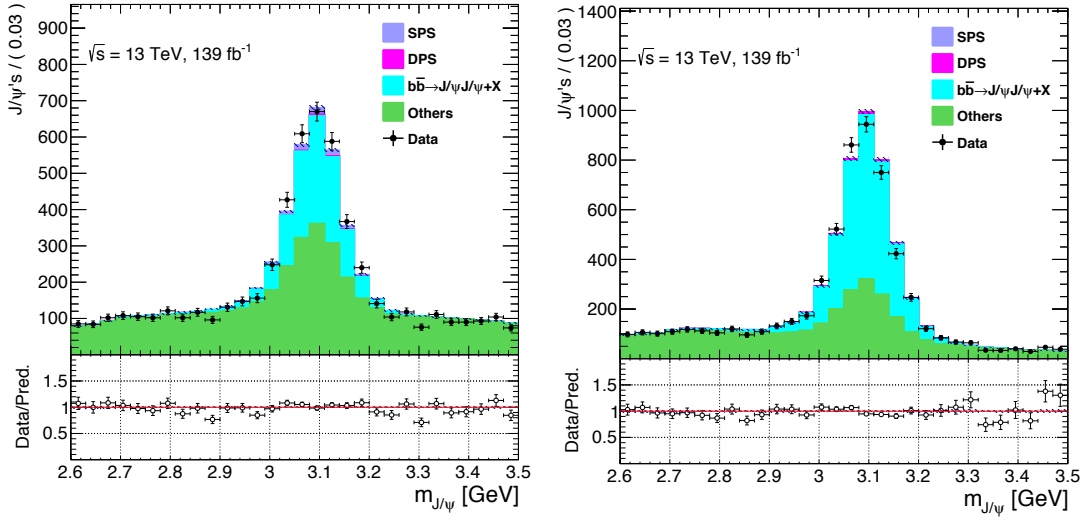

 图 7.3 拟合后 SPS CR（左边）和 DPS CR（右边）的 non-prompt 区间的 J/ψ 质量谱。

图 7.4 展示了 SPS CR 和 DPS CR 的 J/ψ 质量边带中动力学量的分布，包含 p_{T,μ_4} 的修正和归一化因子。数据和估计的本底很符合。

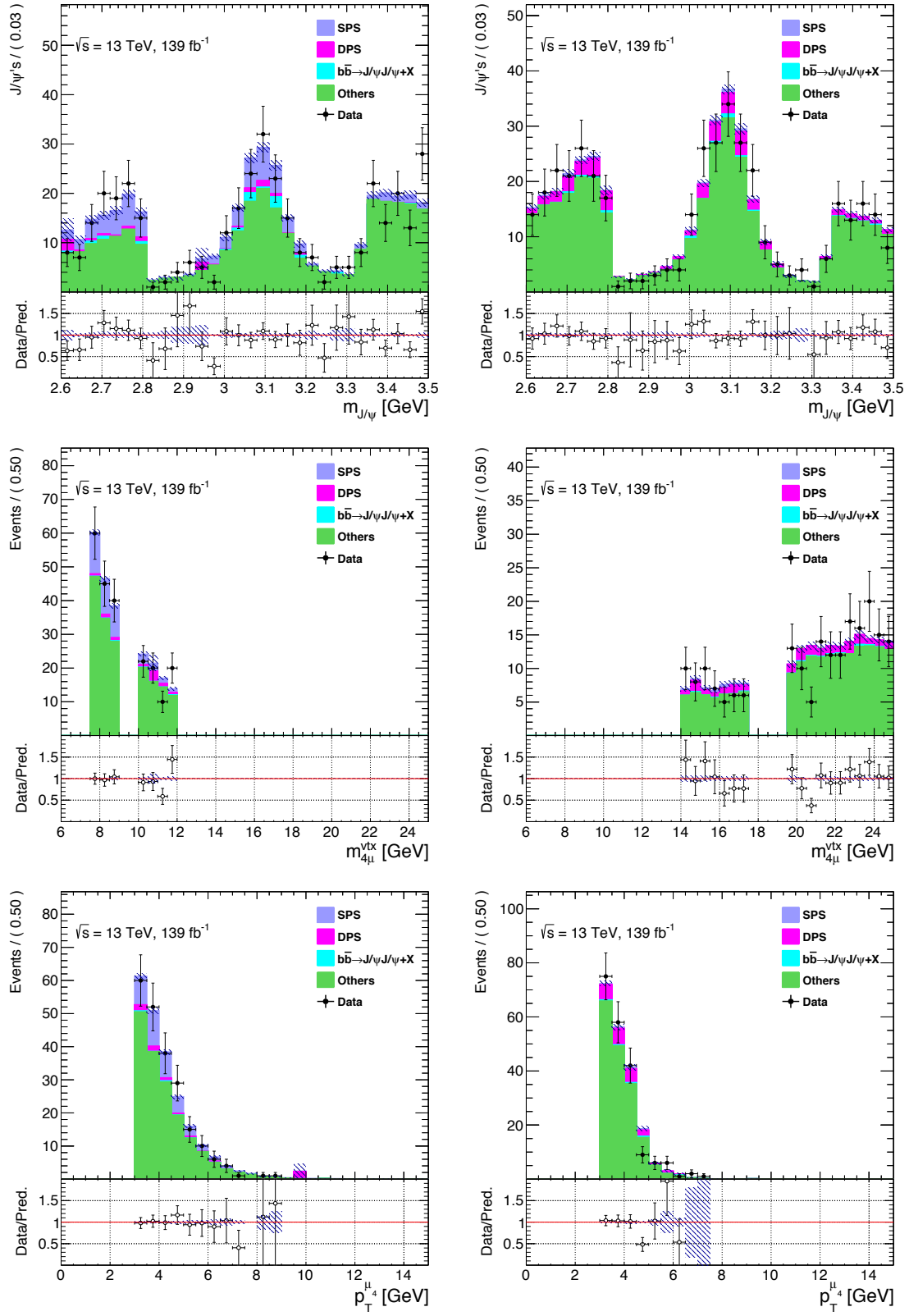
7.4.4 基准区间的分布

通过不同方法估计各种本底后，可以在基准区间检验各种本底估计的合理性。图 7.5 展示了基准区间的 $m_{4\mu}$ 质量谱和其他动力学量的分布，可以看到，数据和本底很一致，这里不包括信号区。

7.5 η_b 和 χ_{b0} 的 p_T 修正

信号 η_b 和 χ_{b0} 由 JHU 产生，再由 Pythia 进行部分子簇射和强子化模拟。为了修正潜在的 p_T 误模拟，本分析把 η_b 的 p_T 分布与 LHCb 利用 13 TeV pp 对撞数据测量的 $Y(1S)$ 产生截面随 p_T 的分布^[127]，和 ATLAS 利用 7 TeV pp 对撞数据测量的分布^[128]，进行对比，并得到信号 p_T 的修正权重。 η_b 、 χ_{b0} 和 $Y(1S)$ 的质量非常接近，分别为 9.388 GeV、9.858 GeV 和 9.460 GeV，因此 p_T 分布非常相似，用 η_b 得到的修正权重可以直接应用到 χ_{b0} 上。为了比较不同质心系能量下的 p_T 分布，用 JHU+Pythia 分别产生 $\sqrt{s} = 13$ TeV 和 $\sqrt{s} = 7$ TeV 的真实事例，并不采用任何判选条件。

图 7.6 比较了 $\sqrt{s} = 13$ TeV 的 p_T 分布与 LHCb 的测量结果。为了方便比较，两个分布 $p_T(\eta_b) < 3$ GeV 的区域被归一到相同面积。在低 p_T 的区域，两个分布形状很吻合。但是 JHU+Pythia 明显高估了高 p_T 事例的比例。两个分布的比率用于得到修正权重。在不同快度 (rapidity, y) 区域，该比率非常相似，因此修正权重可以是不依赖于 y 的。


 图 7.4 SPS CR (左) 和 DPS CR (右) 的 J/ψ 质量边带的动力学量分布。

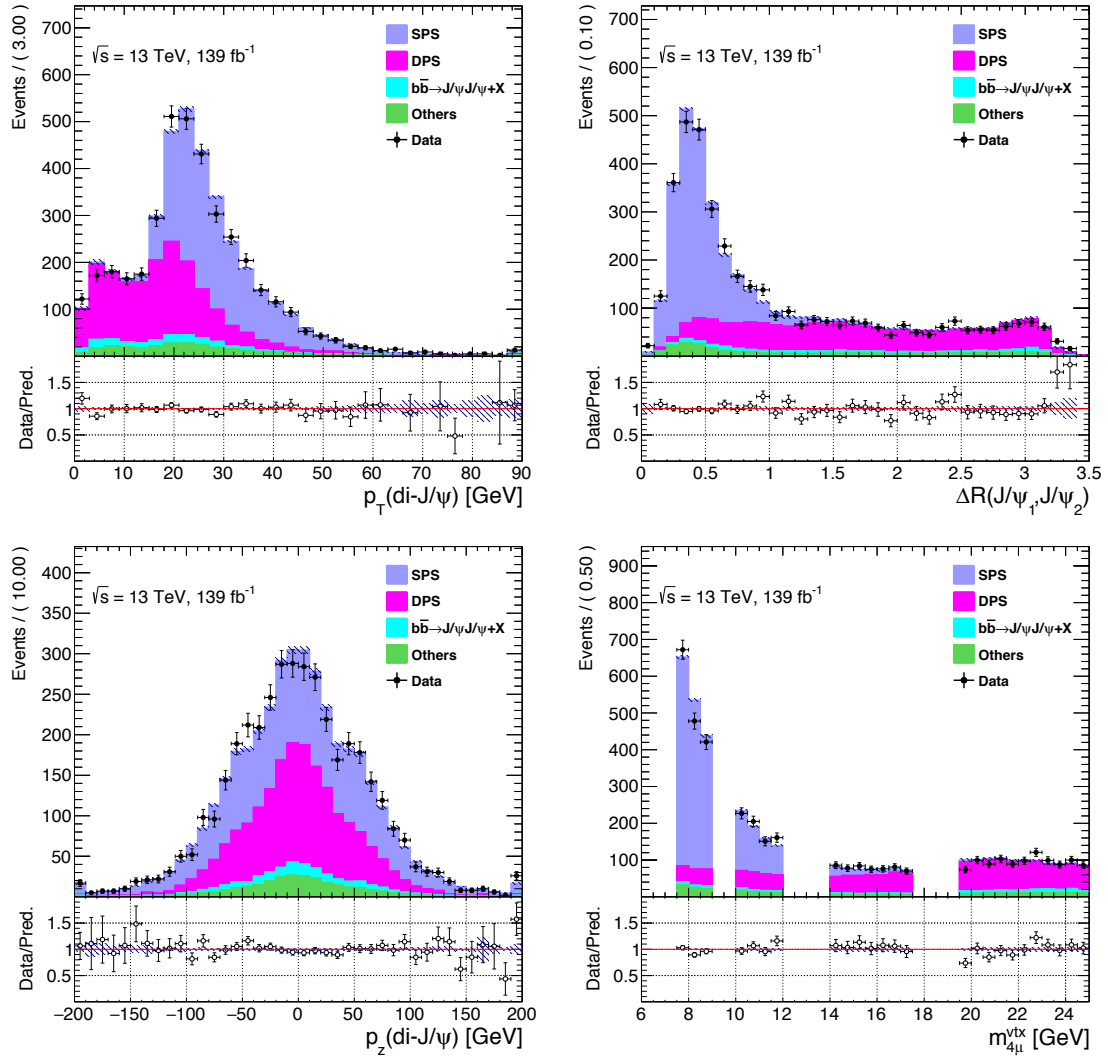


图 7.5 基准区间（除去信号区）的动力学量分布。

图 7.7 比较了 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 的 p_T 分布与 ATLAS 的测量结果, $p_T(\eta_b) < 10 \text{ GeV}$ 的区域被归一到相同面积。同样的, JHU+Pythia 高估了高 p_T 事例的比例。修正权重不依赖于 y 。

为了获取 $p_T \in (0, 70)$ 区域的修正权重, 首先, 比较 JHU+Pythia 产生的 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 的 p_T 分布和 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 的 p_T 分布, 把比率作为刻度因子。该比率用三次多项式拟合, 如图 7.8(a) 所示。然后, 在 ATLAS 的测量结果上应用刻度因子。最后, 获取修正权重。 $p_T < 20 \text{ GeV}$ 区域的修正权重可以直接通过比较 LHCb 测量结果和 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 的 p_T 分布得到。 $20 < p_T < 70 \text{ GeV}$ 区域的修正权重通过比较应用刻度因子后的 ATLAS 测量结果和 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 的 p_T 分布得到。为了使不同 p_T 区域的修正权重顺滑, $20 < p_T < 30 \text{ GeV}$ 区域的 ATLAS 测量结果被刻度到相应区域的 LHCb 测量结果, 如图 7.8(b) 所示。

LHCb 和 ATLAS 的测量误差作为修正权重的误差, 同时还需考虑修正权重的 PDF 误差和标度误差。PDF 误差通过比较不同 PDF 集合得到。标度误差通过把 μ_R 和 μ_F 分别独立变化 (乘上或者除以) 2.0 倍得到。在 JHU 中, (μ_R, μ_F) 的默认值是 (0.5, 0.5)。 η_b 的总修正权重系统误差为 $+13.1\%/-12.4\%$, χ_{b0} 的总修正权重系统误差为 $+12.4\%/-12.3\%$ 。

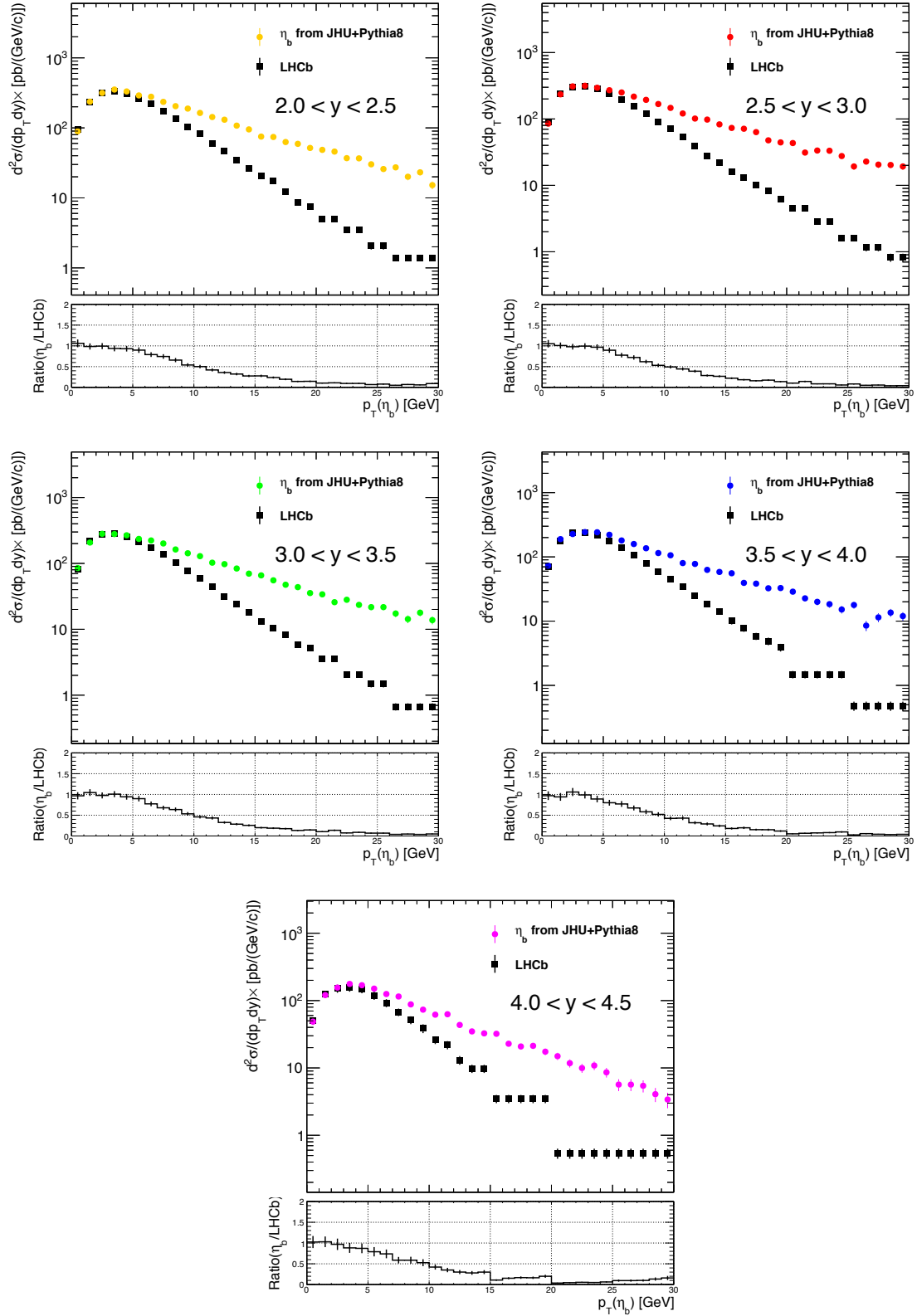


图 7.6 $\sqrt{s} = 13$ TeV 下, 不同 y 区域的信号 p_T 分布与 LHCb 测量结果的对比。两个分布的 $p_T(\eta_b) < 3$ GeV 的区域被归一到相同面积。

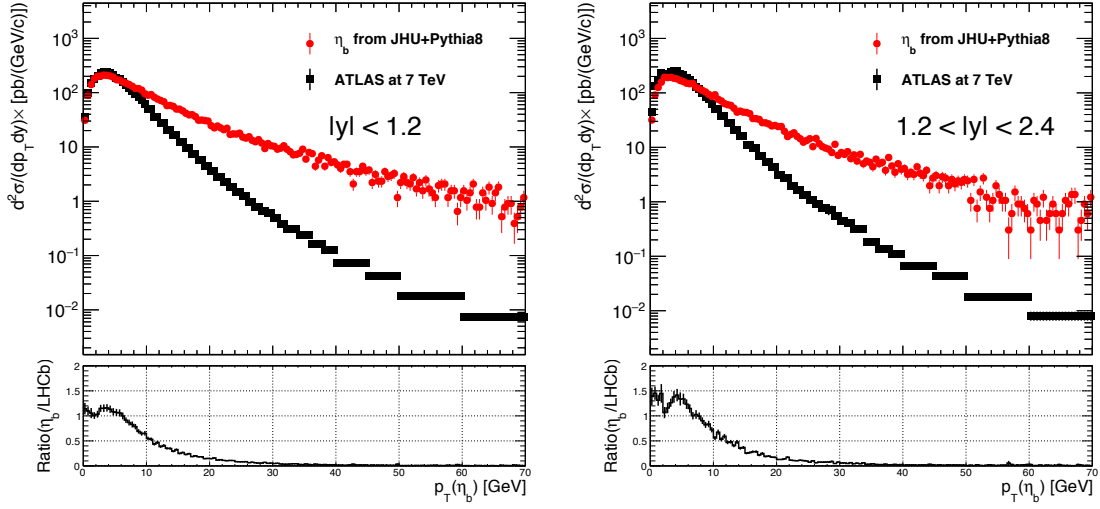


图 7.7 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 下，不同 y 区域的信号 p_T 分布与 ATLAS 测量结果的对比。两个分布的 $p_T(\eta_b) < 10 \text{ GeV}$ 的区域被归一到相同面积。

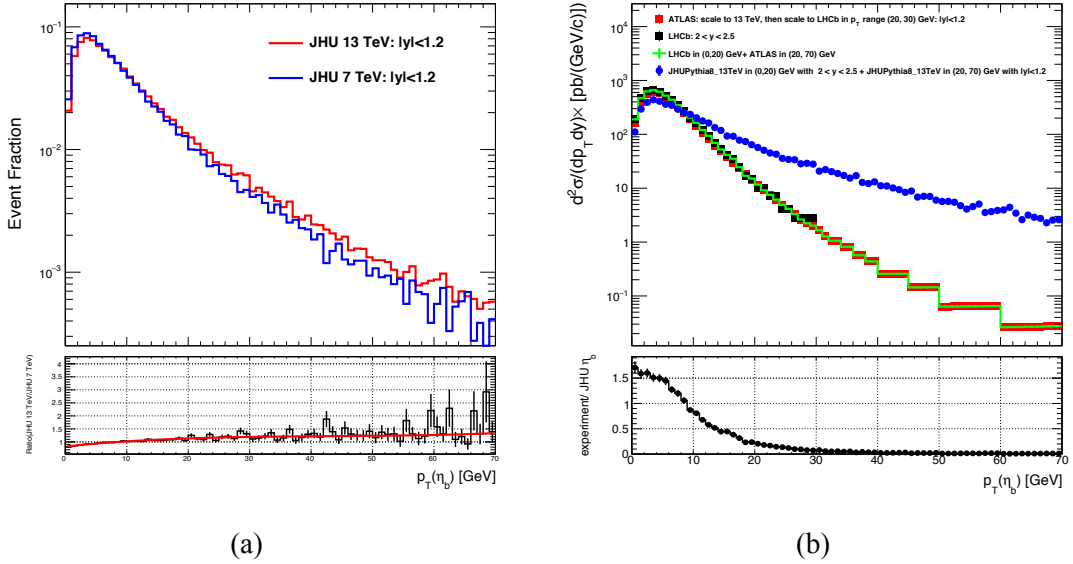


图 7.8 (a) 上平面是 JHU+Pythia 产生的 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 的 p_T 在 $|y| < 1.2$ 区域的分布和 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 的相应分布，两个分布都归一到相同面积；下平面是两个分布之比。(b) 上平面中，绿线是黑线和红线之和，是来自 LHCb 和 ATLAS 测量的 $Y(1S)$ 微分散射截面，蓝线是来自 JHU+Pythia 的 $\eta_b p_T$ 分布，在 $20 < p_T < 30 \text{ GeV}$ 的区域，ATLAS 测量结果被刻度到相应区域的 LHCb 测量结果；下平面是绿线与蓝线之比，是修正权重。

7.6 系统误差

本分析对不同的信号和本底成分考虑不同的误差来源，主要分为以下几类：

1. 实验误差：

- (a) μ 子鉴别效率的刻度：MUON_EFF_RECO_STAT, MUON_EFF_RECO_SYS, MUON_EFF_RECO_SYS_LOWPT, MUON_EFF_RECO_STAT_LOWPT。
- (b) μ 子动量的刻度：MUON_ID, MUON_MS, MUON_SCALE, MUON_SAGITTA_RESBIAS, MUON_SAGITTA_RHO。
- (c) 堆积事例效应的模拟。
- (d) 顶点变量的模拟：MC 样本的顶点变量存在误模拟的情况。本分析对顶点变量 $\chi_{4\mu}^2/N_{4\mu}$ 和 $L_{xy}^{J/\psi}$ 进行模糊化处理 (Vertex smearing)，把模糊化对最终拟合结果的影响作为系统误差。

2. 理论误差：

- (a) 动力学量，如 $\text{di-}J/\psi$ p_T ，的误模拟。
- (b) SPS 本底中 Pythia 的 $pT0\text{timesMPI}$ 参数选取。在 MC 产生时，该参数控制抑制多少低动量 $\text{di-}J/\psi$ 事例。当 $pT0\text{timesMPI}=0.61$ 时，SPS CR 中 SPS 与数据符合得最好。本分析把该值 1σ 的浮动 (± 0.05) 作为 SPS 的理论误差。

3. 来自数据驱动方法的误差。

实验误差和理论误差会影响 SPS 和 DPS 本底在基准区间的归一化和形状，不同系统误差造成的归一化的变化总结在表 7.2。 μ 子鉴别效率系统误差 MUON_EFF_RECO_SYS_LOWPT 对归一化的影响最大，MUON_EFF_RECO_STAT 对归一化的影响最小。

本分析目前只集中在信号区 2 的研究上。如 7.7 节所述，本底的归一化因子在拟合时是完全自由浮动的，因此对于本底只需考虑影响质量谱形状的系统误差 NP。表 7.3 给出影响力大于 1% 的系统误差对信号 (η_b 和 χ_{b0}) 和本底的产量的影响。该表把系统误差分为两类：只影响归一化的系统误差 (Normalization)；同时影响 $m_{4\mu}$ 形状（比如信号的中心值和宽度）和归一化的系统误差 (Shape & Normalization)。信号 p_T 修正的系统误差影响最大，其详细描述在 7.5 节。

表 7.2 不同系统误差对 SPS 和 DPS 本底在基准区间（除去信号区）的归一化的影响。

系统误差	SPS	DPS
亮度	+1.7%/ - 1.7%	+1.7%/ - 1.7%
堆积事例	+0.13%/ - 0.20%	+0.20%/ - 0.33%
MUON_EFF_RECO_STAT	+0.01%/ - 0.01%	+0.00%/ - 0.00%
MUON_EFF_RECO_STAT_LOWPT	+2.96%/ - 3.10%	+3.62%/ - 3.69%
MUON_EFF_RECO_SYS	+0.03%/ - 0.03%	+0.01%/ - 0.01%
MUON_EFF_RECO_SYS_LOWPT	+4.74%/ - 4.56%	+5.86%/ - 5.61%
MUON_ID	-0.95%/ - 1.47%	-0.74%/ - 0.97%
MUON_MS	-0.64%/ - 1.33%	-0.51%/ - 1.17%
MUON_SCALE	-0.32%/ - 3.37%	-0.24%/ - 2.96%
MUON_SAGITTA_RESBIAS	-1.04%	-0.77%
MUON_SAGITTA_RHO	-1.05%	-0.78%
Vertex smearing	-2.55%	-2.46%

 表 7.3 在信号区 2 的拟合区间 ($m_{4\mu} \in [8.5, 10.5]$ GeV)，不同系统误差对信号和本底产量的影响，只考虑影响力大于 1% 的系统误差。

系统误差		η_b	χ_{b0}	本底
Normalization	亮度	$\pm 1.7\%$	$\pm 1.7\%$	—
	MUON_EFF_RECO_STAT_LOWPT	+2.8%/ − 3.0%	+2.9%/ − 3.0%	—
	MUON_EFF_RECO_SYS_LOWPT	+4.7%/ − 4.5%	+4.8%/ − 4.6%	—
	Vertex smearing	$\pm 2.4\%$	$\pm 2.5\%$	—
	底夸克偶素 p_T 修正	+13.1%/ − 12.4%	+12.4%/ − 12.3%	—
Shape & Normalization	MUON_ID	$\pm 1.4\%$	$\pm 1.0\%$	—
	MUON_MS	$\pm 1.3\%$	$\pm 1.0\%$	—
	MUON_SCALE	$\pm 2.5\%$	$\pm 2.2\%$	—
	MUON_SAGITTA_RESBIAS	$\pm 1.1\%$	$\pm 1.0\%$	—
	MUON_SAGITTA_RHO	$\pm 1.1\%$	$\pm 1.0\%$	—
	SPS 理论误差	—	—	$\pm 1.0\%$
	MC 统计误差	—	—	$\pm 1.0\%$

7.7 实验结果

本分析通过不分间格的最大似然 (unbinned maximum likelihood) 拟合得到信号的产量 N_{sig} ，使用的似然函数是：

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SR}(\vec{\alpha}, \vec{\beta}) \cdot \mathcal{L}_{CR}(\vec{\alpha}) \cdot \prod_{j=1}^K G(\alpha'_j; \alpha_j, \sigma_j), \quad (7.4)$$

$$\mathcal{L}_{SR} = \frac{(s+b)^N}{N!} e^{-(s+b)} \prod_{i=1}^N \left[\frac{s}{s+b} f_s(x_i; \vec{\alpha}, \vec{\beta}) + \frac{b}{s+b} f_b(x_i; \vec{\alpha}) \right], \quad (7.5)$$

$$\mathcal{L}_{CR} = \frac{b_{CR}^{N_{CR}}}{N_{CR}!} e^{-b_{CR}}, \quad b_{CR} = b \cdot t(\alpha_t) \quad (7.6)$$

其中 $\mathcal{L}_{SR}$ 和 $\mathcal{L}_{CR}$ 分别是信号区和控制区的似然函数， $\vec{\beta}$ 是 POIs (比如， N_{sig})， α_j 是 NP。每个 NP 被中心值为 α_j 、宽度为 σ_j ($\sigma_j = 1$) 的高斯函数限制。 $\mathcal{L}_{SR}$ 中的 s 和 b 是信号和本底的产量， N 是数据事例数， f_s 和 f_b 分别是信号和本底的 PDF。 $\mathcal{L}_{CR}$ 中的 t 是依赖于 NP α_t 的转换因子，用于转换信号区和控制区的本底产量 (b 和 b_{CR})。

7.7.1 底夸克偶素的寻找

信号区 2 ($9 < m_{4\mu} < 10$ GeV) 用于寻找已知底夸克偶素的稀有衰变过程 $\eta_b \rightarrow J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 和 $\chi_{b0} \rightarrow J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 。信号 η_b 和 χ_{b0} 的 N_{sig} 通过式(7.4)描述的似然函数得到。在拟合时，信号用三个具有同样中心值的高斯函数模拟，本底用二次多项式模拟，并考虑表 7.3 总结的所有系统误差。在六个 Shape & Normalization NPs 中，五个会影响信号的中心值和宽度，一个会影响本底的形状。它们对 $m_{4\mu}$ 形状的影响如图 7.9 所示，这里只展示 η_b 的分布， χ_{b0} 的分布非常相似。

拟合前和拟合后，信号区 2 的信号和本底的分布如图 7.10 和图 7.11 所示。数据相对于本底没有明显超出。因此，本分析将给出信号产生截面和衰变分支比 ($\sigma(pp \rightarrow \eta_b/\chi_{b0} + X) \times \text{BR}(\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi)$) 的上限。

信号产量 N_{sig} 与 $\sigma \times \text{BR}$ 的关系是：

$$N_{sig} = \sigma(pp \rightarrow \eta_b/\chi_{b0} + X) \times \text{BR}(\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi) \times \text{BR}^2(J/\psi \rightarrow \mu\mu) \times \left(\sum_i \mathcal{L}_i \epsilon_i \right) \quad (7.7)$$

其中 $\mathcal{L}_i$ 是数据在取数期间 i 的积分亮度， ϵ_i 是相应的信号接收率和效率。JHU+Pythia 高估底夸克偶素的 p_T ，从而影响信号接收率和效率。因此，需要把信号的 p_T 修正到 LHCb 和 ATLAS 已有的 $Y(1S)$ 的微分散射截面测量结果，详细描述在 7.5 节。

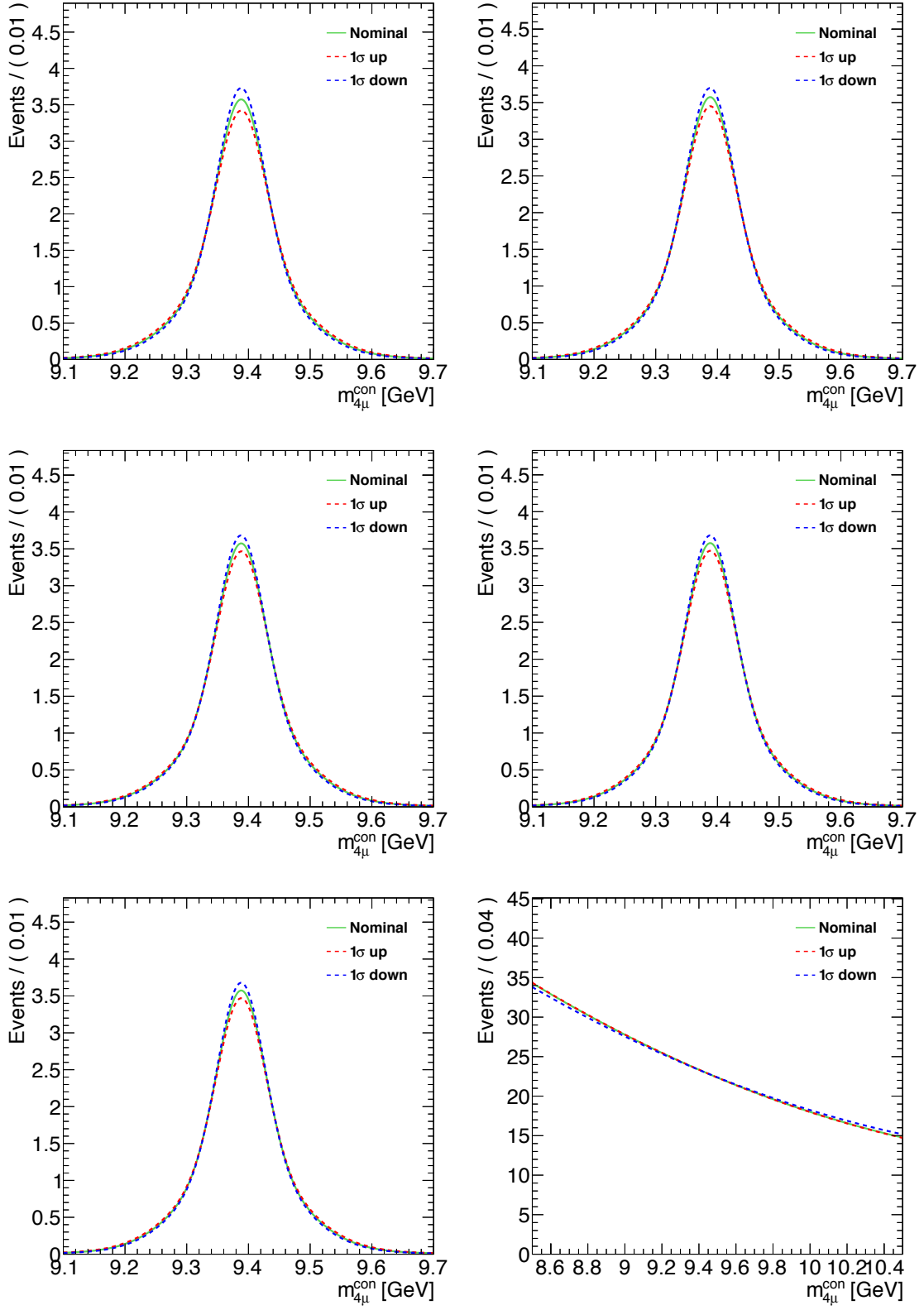


图 7.9 系统误差对于 $\eta_b \rightarrow J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 信号和本底的 4μ 质量谱的影响。每个系统误差分为 up (红色虚线) 和 down (蓝色虚线) 两个变化, 绿色实线是正常分布, 用于对比。

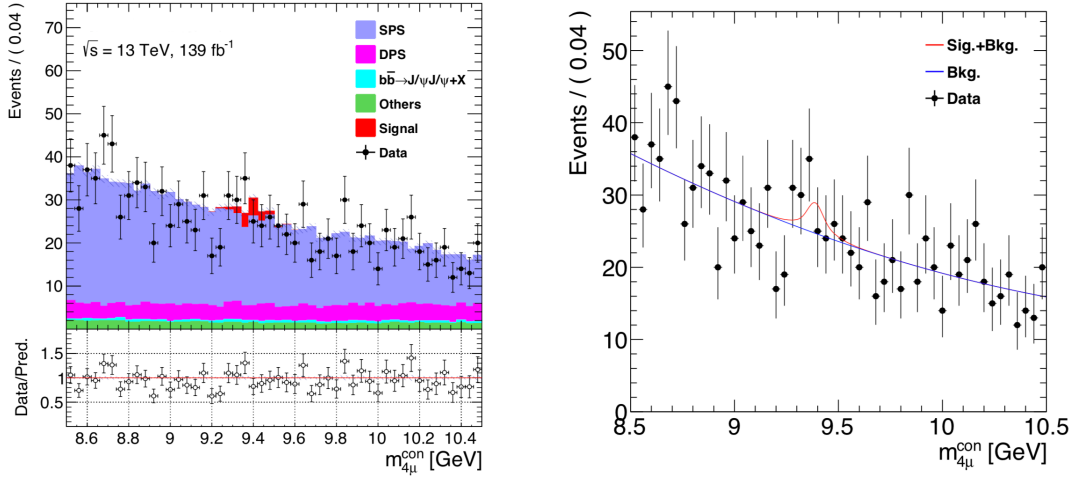


图 7.10 信号区 2 中，拟合前（左）后（右）， η_b 、本底和数据的 $m_{4\mu}$ 分布。右图拟合得到的 N_{sig} 被用于左图。

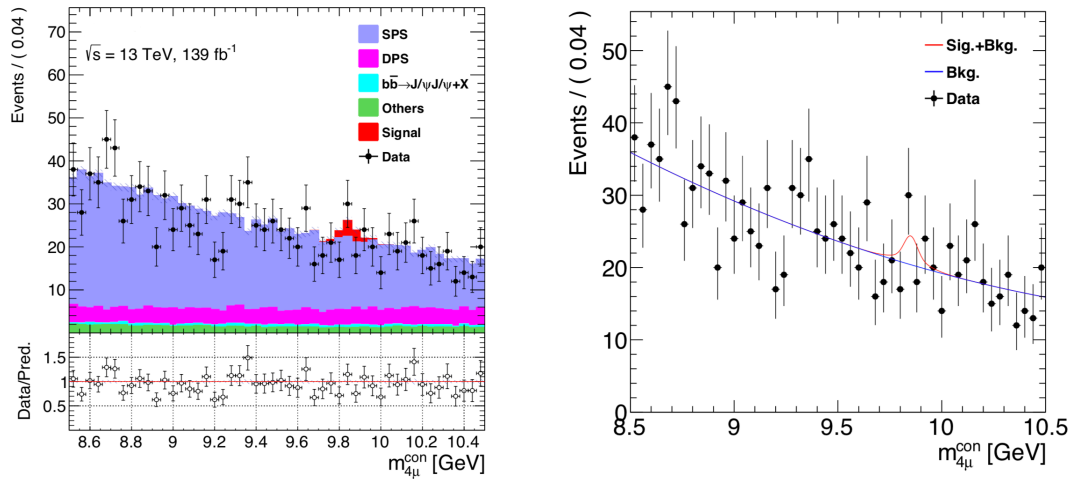


图 7.11 信号区 2 中，拟合前（左）后（右）， χ_{b0} 、本底和数据的 $m_{4\mu}$ 分布。右图拟合得到的 N_{sig} 被用于左图。

利用 6.8.1 节描述的 CL_s 方法, 可以获取 N_{sig} 的 95% 置信水平的上限, 再利用式 (7.7) 得到 $\sigma \times BR$ 的上限。表 7.4 总结了拟合得到的 $\sigma \times BR$, 及其 95% 置信水平的上限。

表 7.4 η_b 和 χ_{b0} 的 $\sigma \times BR$ 的拟合值, 和 95% 置信水平的上限, 包含统计误差和系统误差。

$\sigma(pp \rightarrow \eta_b + X) \times BR(\eta_b \rightarrow 2J/\psi)$			$\sigma(pp \rightarrow \chi_{b0} + X) \times BR(\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi)$		
拟合值	观测 (预期)	上限	拟合值	观测 (预期)	上限
$64.1 \pm 61.5 \text{ pb}$	177	(126) pb	$35.2 \pm 34.1 \text{ pb}$	103	(76) pb

7.7.2 新共振态的寻找

信号区 1 ($6 < m_{4\mu} < 7.5 \text{ GeV}$) 用于寻找低质量新共振态 $-X \rightarrow J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 。信号区 2 中没有观察到明显的信号超出, 但是可以从侧面反映本分析的本底估计是合理的、可靠的, 因此被包含在信号区 1 的拟合中, 增加统计量, 从而更好地控制本底。在寻找新共振态时, 把满足 $m_{4\mu} < 10 \text{ GeV}$, $\Delta R(J/\psi, J/\psi) < 0.25$ 的基准区间作为拟合的信号区, $\Delta R(J/\psi, J/\psi) < 0.25$ 的筛选条件可以降低 SPS 本底, 增大信号区显著性。满足 $m_{4\mu} < 10 \text{ GeV}$, $\Delta R(J/\psi, J/\psi) \geq 0.25$ 的基准区间为拟合的控制区, 用 $\Delta R(J/\psi, J/\psi) \geq 0.25$ 定义的控制区与信号区动力学量相似且具有丰富的 SPS 本底, 可以很好地限制 SPS 本底。

拟合前, 信号区的质量谱如图 7.12 所示。数据相对于本底有明显超出, 总的显著性高达 32σ , 远远大于 5σ 的观测阈值。

信号的质量和宽度可以通过式 (7.4) 描述的似然函数得。信号的概率密度函数由三个包含干涉效应的 Breit-Wigner 函数和质量分辨率函数构成:

$$f_s(x) = \left| \frac{z_0}{x^2 - m_0^2 + im_0\Gamma_0} + \frac{1}{x^2 - m_1^2 + im_1\Gamma_1} + \frac{z_2}{x^2 - m_2^2 + im_2\Gamma_2} \right|^2 \sqrt{1 - \frac{4m_{J/\psi}^2}{x^2}} \otimes R(x, \vec{\alpha}), \quad (7.8)$$

其中 m_i 和 Γ_i 分别是每个 Breit-Wigner 函数的中心值和宽度, z_i 是代表振幅的复数。 $R(x, \vec{\alpha})$ 是分辨率函数, 通过拟合重建质量和真实质量的差得到。拟合后的质量谱如图 7.13 所示, 三个峰的质量和宽度如表 7.5 所示。第三个峰的质量 (m_2) 和宽度 (Γ_2) 与 LHCb 观测到的 $X(6900)^{[119]}$ 一致。包含 N 个干涉峰的模型, 可以有 2^{N-1} 个 z_i 的退化解 (这些解具有同样的似然值)^[129], 因此表 7.5 不列出 z_i 的值。系统误差对质量和宽度的影响总结在表 7.6, 可以看到, SPS 理论误差和来自拟合模型的误差对质量和宽度的影响比较大。

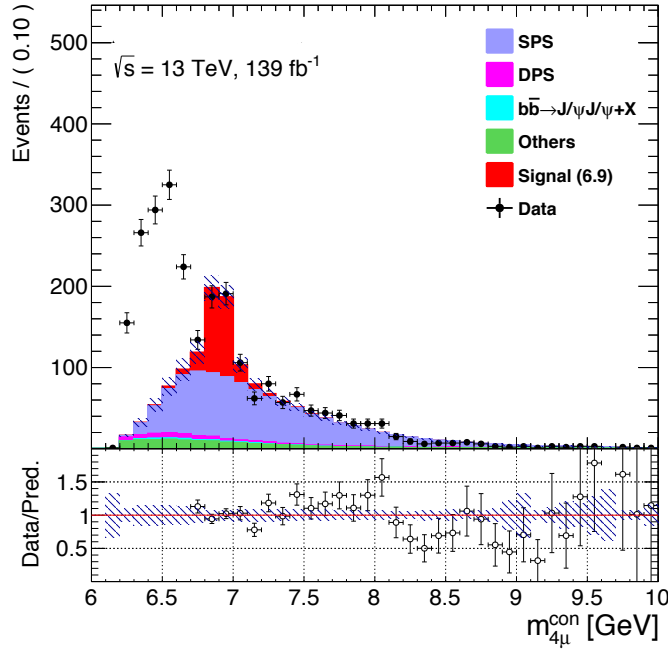


图 7.12 拟合前，信号区的 4μ 质量谱。依据 LHCb 结果模拟的信号 X(6900) 被归一到 6.9 GeV 处的数据产量。

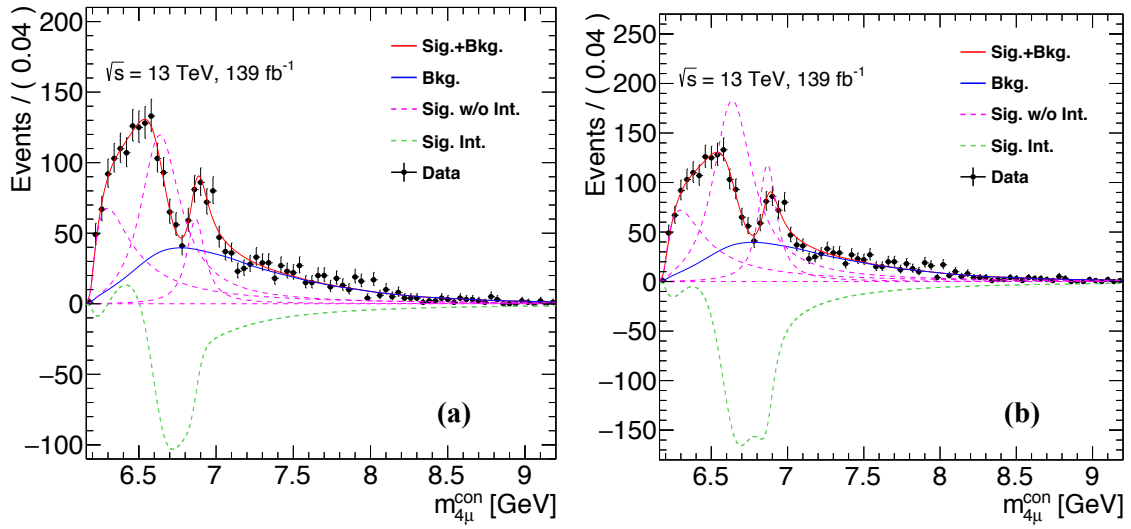


图 7.13 拟合后，信号区的 4μ 质量谱。(a) 和 (b) 分别是其中两个退化解，另外两个解的信号组成与 (a) 和 (b) 几乎一致。

表 7.5 拟合得到的三个干涉峰的质量和宽度，单位是 GeV。

	m_0	Γ_0	m_1	Γ_1	m_2	Γ_2
di- J/ψ	6.21 ± 0.27	0.34 ± 0.15	6.63 ± 0.04	0.31 ± 0.15	6.87 ± 0.04	0.13 ± 0.05

表 7.6 不同系统误差对三个峰的质量和宽度的影响，单位是 MeV。

Systematics	m_0	Γ_0	m_1	Γ_1	m_2	Γ_2
Inner Detector track	10	9	0	7	2	1
Muon Spectrometer track	145	10	0	8	2	2
Muon momentum scale	145	16	2	0	0	0
Muon residual bias	6	10	2	5	2	0
Muon correction combination	0	0	0	5	2	1
SPS theory	148	32	6	25	6	3
Background statistics	0	15	4	5	4	4
Mass resolution	14	25	2	17	3	7
Fit bias	110	14	3	53	8	11

第8章 总结与展望

标准模型包含电弱相互作用和强相互作用。实验家们寻找新物理或者新复合粒子也必然要从这两部分相互作用出发。本文介绍的两个工作分别对应这两部分相互作用。

本文首先描述了与模型无关的具有六维有效算符的重希格斯玻色子的研究，涉及电弱相互作用。重希格斯玻色子的研究分为唯象研究和实验分析两部分。唯象研究在 VH 产生道的同号双轻子、异号双轻子和三轻子末态寻找重希格斯玻色子。标准模型的同号双轻子过程很少，因此同号双轻子信号区本底最小。但是同号双轻子信号区含有两个中微子，无法重建重希格斯玻色子质量。因此，选取强子化衰变的 W 玻色子的重建质量为观测量。异号双轻子和三轻子信号区则以重建的重希格斯玻色子质量为观测量。六维有效算符能够显著提升末态粒子的动量，使得强子化衰变的矢量玻色子的末态产物比较集中。动量提升水平随耦合参数和重希格斯玻色子质量的变化而变化， f_W 越大或者质量越大，提升程度越高。根据重希格斯玻色子和强子化衰变的矢量玻色子的重建方式，该研究把同号双轻子信号区、异号双轻子信号区和三轻子信号区分别再分为三个、四个和六个区域，并分别优化每个区域的事例筛选条件。经过事例筛选，发现同号双轻子信号区显著性最大。最后，该研究组合三个信号区扫描 (f_W, f_{WW}) 参数空间，并给出 95% 置信水平下的排除区域。大部分被理论么正限制允许的参数空间，都能够被排除。

在唯象研究的基础上，实验分析利用 ATLAS 在 Run2 阶段收集的 139 fb^{-1} 积分亮度的数据，于 VH 产生道的同号双轻子末态，寻找重希格斯玻色子。这是第一个在同号双轻子末态研究重希格斯玻色子六维有效算符的实验分析。该分析的观测量是有效质量。信号具有高动量的性质，因此具有更大的有效质量值。根据强子化衰变的 W 玻色子的重建方式，实验分析定义了 Boosted SR 和 Resolved SR，并分别对两个信号区的事例筛选条件进行优化，以达到最优显著性。该分析的主要本底是 WZ 本底、 $ssWW$ 本底和赕轻子本底，分别通过 WZ 控制区、 $ssWW$ 控制区和数据驱动方法估计其在信号区的贡献。信号区的数据相对于本底并没有显著超出，因此在固定 (f_W, f_{WW}) 下给出 $\sigma(pp \rightarrow VH) \times BR(H \rightarrow VV)$ 的 95% 置信水平的上限随质量的变化关系，和在固定质量下 (f_W, f_{WW}) 参数空间的排除区域。当 (f_W, f_{WW}) 为 $(67.5, 0)$ 时，排除了 $m_H < 900 \text{ GeV}$ 的信号。当 (f_W, f_{WW}) 为 $(0, 310)$ 时，排除了 $m_H < 700 \text{ GeV}$ 的信号。当 $m_H = 300 \text{ GeV}$ 时， $|f_W| > 67.5$ 和 $|f_{WW}| > 250$ 的参数空间可以被排除。当 $m_H = 600 \text{ GeV}$ 时， $|f_W| > 62.5$ 和 $|f_{WW}| > 350$ 的参

数空间可以被排除。当 $m_H = 900 \text{ GeV}$ 时, $|f_W| > 72.5$ 和 $|f_{WW}| > 375$ 的参数空间可以被排除。该实验分析填补了 ATLAS 重希格斯玻色子六维算符研究的空白, 并且实验结果可以被应用到其他超标准模型, 如 2HDM, 限制这些模型的相关耦合参数。该分析已经去盲, 正在准备 HDBS 组审批 (approval)。

本文描述的第二个分析是于 $J/\psi J/\psi \rightarrow 4\mu$ 末态寻找低质量共振态, 包含两个信号区, 涉及强相互作用。 4μ 末态可以极大压低强子本底, 从而提高信号显著性, 使对该稀有过程的观测成为可能。本分析利用 SPS 和 DPS 控制区估计本底产量和修正动力学量分布, 并通过数据驱动方法估计 non-prompt 和赝 μ 子本底。在信号区 1 中发现了质量为 6.87 GeV 的共振态, 其质量和宽度在误差范围内与 LHCb 的观测值一致。信号区 2 中并没有明显的数据超出, 因此该分析给出 $\sigma(pp \rightarrow \eta_b/\chi_{b0} + X) \times \text{BR}(\eta_b/\chi_{b0} \rightarrow 2J/\psi)$ 的 95% 置信水平的上限。

ATLAS 即将开始 Run3 阶段的取数, 预期的积分亮度是 300 fb^{-1} 。未来的 HL-LHC 更是预计产生不少于 3 ab^{-1} 积分亮度的数据。如此大量的数据为新物理的寻找和稀有衰变过程的观测注入了希望, 并且能够帮助实验家们实现已知粒子性质的精确测量。

参考文献

- [1] Weinberg S. A Model of Leptons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1967, 19:1264-1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [2] Weinberg S. The Making of the standard model[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2004, 34:5-13. DOI: 10.1140/epjc/s2004-01761-1.
- [3] Yang C N, Mills R L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance[J/OL]. Phys. Rev., 1954, 96:191-195. DOI: 10.1103/PhysRev.96.191.
- [4] Glashow S L. Partial-symmetries of weak interactions[J/OL]. Nuclear Physics, 1961, 22(4): 579-588. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [5] Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry[J/OL]. Phys. Rev. D, 1970, 2:1285-1292. DOI: 10.1103/PhysRevD.2.1285.
- [6] Higgs P W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13:508-509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [7] Englert F, Brout R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13:321-323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [8] Salam A. Weak and Electromagnetic Interactions[J/OL]. Conf. Proc. C, 1968, 680519:367-377. DOI: 10.1142/9789812795915_0034.
- [9] Aubert J J, Becker U, Biggs P J, et al. Experimental observation of a heavy particle J [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:1404-1406. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404>.
- [10] Augustin J E, Boyarski A M, Breidenbach M, et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:1406-1408. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406>.
- [11] Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1343-1346. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [12] Politzer H D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1346-1349. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- [13] Aad G, et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC[J/OL]. Phys. Lett. B, 2012, 716:1-29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [14] Chatrchyan S, et al. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC[J/OL]. Phys. Lett. B, 2012, 716:30-61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [15] Branco G C, Ferreira P M, Lavoura L, et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models[J/OL]. Phys. Rept., 2012, 516:1-102. DOI: 10.1016/j.physrep.2012.02.002.
- [16] Martin S P. A Supersymmetry primer[J/OL]. Adv. Ser. Direct. High Energy Phys., 1998, 18: 1-98. DOI: 10.1142/9789812839657_0001.

-
- [17] Binoth B C C P G E, T. Lhc physics[M/OL]. 1st ed. Boca Raton, 2012. DOI: 10.1201/b11865.
- [18] Aad G, et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [19] Chatrchyan S, et al. The CMS Experiment at the CERN LHC[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [20] Alves A A, Jr., et al. The LHCb Detector at the LHC[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08005. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [21] Aamodt K, et al. The ALICE experiment at the CERN LHC[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08002. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [22] Pinfold J L. The MoEDAL experiment at the LHC. Searching beyond the standard model[J/OL]. EPJ Web Conf., 2016, 126:02024. DOI: 10.1051/epjconf/201612602024.
- [23] Anelli G, et al. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08007. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08007.
- [24] Ariga A, et al. FASER: ForwArd Search ExpeRiment at the LHC[J]. 2019.
- [25] Airapetian A, et al. ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1[J]. 1999.
- [26] Airapetian A, et al. ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 2[J]. 1999.
- [27] Schott M, Dunford M. Review of single vector boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74:2916. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-2916-1.
- [28] Fabbri L. Forward Detectors in ATLAS: LUCID, ZDC and ALFA[C]//17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects. Berlin, Germany: Science Wise Publ., 2009:166.
- [29] Erland P A. ATLAS Forward Proton detectors status and plans[J/OL]. PoS, 2019, VERTEX2018:007. DOI: 10.22323/1.348.0007.
- [30] Collaboration A. ATLAS Forward Detectors[EB/OL]. 2018. <https://cds.cern.ch/record/2627582>.
- [31] Aad G, et al. Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System[J]. 2013.
- [32] Aad G, et al. Operation of the ATLAS trigger system in Run 2[J/OL]. JINST, 2020, 15(10):P10004. DOI: 10.1088/1748-0221/15/10/P10004.
- [33] Tricoli A. Underlying event studies at ATLAS[C]//1st International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC. 2009:117-123.
- [34] Marshall Z. Simulation of Pile-up in the ATLAS Experiment[J/OL]. J. Phys. Conf. Ser., 2014, 513:022024. DOI: 10.1088/1742-6596/513/2/022024.
- [35] Collaboration A. Luminosity public results run 2[EB/OL]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [36] Aaboud M, et al. Performance of the ATLAS Track Reconstruction Algorithms in Dense Environments in LHC Run 2[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(10):673. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5225-7.

-
- [37] Boutle S, et al. Primary vertex reconstruction at the ATLAS experiment[J/OL]. J. Phys. Conf. Ser., 2017, 898(4):042056. DOI: 10.1088/1742-6596/898/4/042056.
 - [38] Aad G, et al. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton-proton collision data[J/OL]. JINST, 2019, 14(12):P12006. DOI: 10.1088/1748-0221/14/12/P12006.
 - [39] Aaboud M, et al. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(8):639. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7140-6.
 - [40] Aad G, et al. Search for the Associated Production of a Higgs Boson and a Top Quark Pair in multilepton final states in 80 fb⁻¹ pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector [R/OL]. Geneva: CERN, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2314122>.
 - [41] Aad G, et al. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76(5):292. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4120-y.
 - [42] Aad G, et al. Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(7):578. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09233-2.
 - [43] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. The anti- k_t jet clustering algorithm[J/OL]. JHEP, 2008, 04: 063. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063.
 - [44] Ellis S D, Soper D E. Successive combination jet algorithm for hadron collisions[J/OL]. Phys. Rev. D, 1993, 48:3160-3166. DOI: 10.1103/PhysRevD.48.3160.
 - [45] Dokshitzer Y L, Leder G D, Moretti S, et al. Better jet clustering algorithms[J/OL]. JHEP, 1997, 08:001. DOI: 10.1088/1126-6708/1997/08/001.
 - [46] Aaboud M, et al. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(7):466. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5031-2.
 - [47] Aad G, et al. Optimisation of large-radius jet reconstruction for the ATLAS detector in 13 TeV proton–proton collisions[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(4):334. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09054-3.
 - [48] Aad G, et al. ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(11):970. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7450-8.
 - [49] Collaboration A. Expected performance of the 2019 ATLAS btaggers: FTAG2019 005[R/OL]. Geneva: CERN, 2019. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/FTAG-2019-005/>.
 - [50] Collaboration A. Boosted hadronic vector boson and top quark tagging with ATLAS using Run 2 data[R/OL]. Geneva: CERN, 2020. <https://cds.cern.ch/record/2724149>.
 - [51] Aaboud M, et al. Performance of top-quark and W -boson tagging with ATLAS in Run 2 of the LHC[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(5):375. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6847-8.
 - [52] Aaboud M, et al. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(11): 903. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-6288-9.

-
- [53] Chen X, Xu Y, Wu Y, et al. Search for a generic heavy higgs at the lhc[J/OL]. Physics Letters B, 2020, 804:135358. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320301623>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135358>.
 - [54] Kuang Y P, Ren H Y, Xia L H. Model-independent probe of anomalous heavy neutral Higgs bosons at the LHC[J/OL]. Phys. Rev., 2014, D90:115002. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.115002.
 - [55] Kuang Y P, Xia L H. Probing gauge-phobic heavy Higgs bosons at high energy hadron colliders [J/OL]. Phys. Lett. B, 2015, 747:193-199. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.05.073.
 - [56] Aad G, et al. Search for heavy ZZ resonances in the $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ and $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ final states using proton proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Eur. Phys. J., 2018, C78:293. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5686-3.
 - [57] Khachatryan V, et al. Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of W or Z bosons[J/OL]. JHEP, 2015, 10:144. DOI: 10.1007/JHEP10(2015)144.
 - [58] Aad G, et al. Combination of searches for heavy resonances decaying into bosonic and leptonic final states using 36 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev., 2018, D98:052008. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.052008.
 - [59] Khachatryan V, et al. Search for a heavy Higgs boson decaying to a pair of W bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. CMS-PAS-HIG-17-033.
 - [60] The ATLAS collaboration. Searches for heavy ZZ and ZW resonances in the $\ell\ell qq$ and $\nu\nu qq$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. JHEP, 2017, 03 (CERN-EP-2017-146):009. 52 p. <https://cds.cern.ch/record/2281501>. DOI: 10.1007/JHEP03(2018)009.
 - [61] Alwall J, et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations[J/OL]. JHEP, 2014, 07:079. DOI: 10.1007/JHEP07(2014)079.
 - [62] Sjöstrand T, et al. An Introduction to PYTHIA 8.2[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2015, 191: 159-177. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.01.024.
 - [63] Alwall J, et al. Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions[J/OL]. Eur. Phys. J., 2008, C53:473. DOI: 10.1140/epjc/s10052-007-0490-5.
 - [64] Alloul A, et al. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2014, 185:2250. DOI: 10.1016/j.cpc.2014.04.012.
 - [65] de Favereau J, et al. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment[J/OL]. JHEP, 2014, 02:057. DOI: 10.1007/JHEP02(2014)057.
 - [66] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. FastJet user manual[J/OL]. Eur. Phys. J., 2012, C72:1896. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2.
 - [67] Aaboud M, et al. Search for heavy ZZ resonances in the $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ and $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ final states using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(4):293. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5686-3.
 - [68] CMS Collaboration. Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of W or Z bosons[J/OL]. JHEP, 2015, 10:144. DOI: 10.1007/JHEP10(2015)144.

-
- [69] ATLAS Collaboration. Combination of searches for heavy resonances decaying into bosonic and leptonic final states using 36 fb^{-1} of proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98:052008. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.052008.
 - [70] Search for a heavy Higgs boson decaying to a pair of W bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [J]. 2019.
 - [71] Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. Search for heavy higgs bosons a/h decaying to a top quark pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2017, 119: 191803. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.191803>.
 - [72] Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. Search for scalar resonances decaying into $\mu^+\mu^-$ in events with and without b-tagged jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ tev}$ with the atlas detector[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2019, 2019(7). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07\(2019\)117](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07(2019)117). DOI: 10.1007/jhep07(2019)117.
 - [73] Aad G, Abbott B, Abbott D C, et al. Search for heavy higgs bosons decaying into two tau leptons with the atlas detector using pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 125:051801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.051801>.
 - [74] Aad G, Abbott B, Abbott D, et al. Search for heavy neutral higgs bosons produced in association with b-quarks and decaying into b-quarks at $\sqrt{s} = 13 \text{ tev}$ with the atlas detector[J/OL]. Physical Review D, 2020, 102(3). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.102.032004>. DOI: 10.1103/physrevd.102.032004.
 - [75] Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Search for heavy higgs bosons decaying to a top quark pair in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ tev}$ [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2020, 2020(4). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2020\)171](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2020)171). DOI: 10.1007/jhep04(2020)171.
 - [76] Sirunyan A, Tumasyan A, Adam W, et al. Search for mssm higgs bosons decaying to $\mu^+\mu^-$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ tev}$ [J/OL]. Physics Letters B, 2019, 798:134992. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134992>.
 - [77] Aad G, et al. Constraints on non-Standard Model Higgs boson interactions in an effective Lagrangian using differential cross sections measured in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Lett. B, 2016, 753:69-85. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.11.071.
 - [78] Aad G, et al. Higgs boson production cross-section measurements and their EFT interpretation in the 4ℓ decay channel at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80(10):957. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-8227-9.
 - [79] Aad G, et al. Search for type-III seesaw heavy leptons in dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(3):218. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-08929-9.
 - [80] Evidence for $t\bar{t}t\bar{t}$ production in the multilepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J]. 2020.
 - [81] Aad G, et al. Search for squarks and gluinos in final states with same-sign leptons and jets using 139 fb^{-1} of data collected with the ATLAS detector[J/OL]. JHEP, 2020, 06:046. DOI: 10.1007/JHEP06(2020)046.

-
- [82] Aaboud M, et al. Observation of electroweak production of a same-sign W boson pair in association with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123(16):161801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.161801.
 - [83] Aad G, et al. Observation of WWW production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J]. 2022.
 - [84] Alwall J, Frederix R, Frixione S, et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations[J/OL]. JHEP, 2014, 07:079. DOI: 10.1007/JHEP07(2014)079.
 - [85] GEANT4 Collaboration, Agostinelli S, et al. Geant4 – a simulation toolkit[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 506:250. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
 - [86] ATLAS Collaboration. The ATLAS Collaboration Software and Firmware[M/OL]. 2021. <https://cds.cern.ch/record/2767187>.
 - [87] Sjostrand T, Mrenna S, Skands P Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2008, 178:852. DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036.
 - [88] Ball R D, et al. Parton distributions for the LHC run II[J/OL]. JHEP, 2015, 04:040. DOI: 10.1007/JHEP04(2015)040.
 - [89] ATLAS Collaboration. The Pythia 8 A3 tune description of ATLAS minimum bias and inelastic measurements incorporating the Donnachie–Landshoff diffractive model[M/OL]. 2016. <https://cds.cern.ch/record/2206965>.
 - [90] Artoisenet P, Frederix R, Mattelaer O, et al. Automatic spin-entangled decays of heavy resonances in Monte Carlo simulations[J/OL]. JHEP, 2013, 03:015. DOI: 10.1007/JHEP03(2013)015.
 - [91] ATLAS Collaboration. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data[M/OL]. 2014. <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
 - [92] Maltoni F, Mawatari K, Zaro M. Higgs characterisation via vector-boson fusion and associated production: NLO and parton-shower effects[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74(1):2710. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2710-5.
 - [93] Bothmann E, et al. Event generation with Sherpa 2.2[J/OL]. SciPost Phys., 2019, 7(3):034. DOI: 10.21468/SciPostPhys.7.3.034.
 - [94] Cascioli F, Maierhofer P, Pozzorini S. Scattering Amplitudes with Open Loops[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2012, 108:111601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.111601.
 - [95] Frixione S, Nason P, Ridolfi G. A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction[J/OL]. JHEP, 2007, 09:126. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/09/126.
 - [96] Frixione S, Nason P, Oleari C. Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method[J/OL]. JHEP, 2007, 11:070. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/11/070.
 - [97] ATLAS Collaboration. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76:581. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4395-z.

-
- [98] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data[J/OL]. JINST, 2019, 14:P12006. DOI: 10.1088/1748-0221/14/12/P12006.
 - [99] Aaboud M, et al. Observation of electroweak production of a same-sign W boson pair in association with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123(16):161801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.161801.
 - [100] Collaboration A. A search for heavy Higgs bosons decaying into vector bosons in same-sign two leptons final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[R/OL]. Geneva: CERN, 2022. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CINF-2022-033/>.
 - [101] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC[M/OL]. 2019. <https://cds.cern.ch/record/2677054>.
 - [102] Buttinger W. Using Event Weights to account for differences in Instantaneous Luminosity and Trigger Prescale in Monte Carlo and Data[R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2014726>.
 - [103] Aad G, Abbott B, Abbott D C, et al. Observation of the associated production of a top quark and a z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2020, 2020(7). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07\(2020\)124](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07(2020)124). DOI: 10.1007/jhep07(2020)124.
 - [104] Aaboud M, et al. Measurement of the $t\bar{t}Z$ and $t\bar{t}W$ cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 99(7):072009. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.072009.
 - [105] Aad G, et al. Evidence for the production of three massive vector bosons with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 798:134913. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.134913.
 - [106] de Florian D, et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector[J/OL]. 2016, 2/2017. DOI: 10.23731/CYRM-2017-002.
 - [107] Baak, M. and Besjes, G. J. and Côté, D. and Koutsman, A. and Lorenz, J. and Short, D. HistFitter software framework for statistical data analysis[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2015, 75:153. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3327-7.
 - [108] Barlow R J, Beeston C. Fitting using finite Monte Carlo samples[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 1993, 77:219-228. DOI: 10.1016/0010-4655(93)90005-W.
 - [109] Brambilla N, et al. QCD and Strongly Coupled Gauge Theories: Challenges and Perspectives [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74(10):2981. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-2981-5.
 - [110] Choi S K, et al. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^{\pm} \rightarrow K^{\pm} \pi^{+} \pi^{-} J/\psi$ decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2003, 91:262001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.262001.
 - [111] Iwasaki Y. Is a state $c\bar{c}c\bar{c}$ found at 6.0 gev?[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1976, 36:1266-1268. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.36.1266>.
 - [112] Ader J P, Richard J M, Taxil P. DO NARROW HEAVY MULTI - QUARK STATES EXIST? [J/OL]. Phys. Rev. D, 1982, 25:2370. DOI: 10.1103/PhysRevD.25.2370.

-
- [113] Chao K T. The $(cc) - (\bar{c}\bar{c})$ (Diquark - Anti-Diquark) States in e^+e^- Annihilation[J/OL]. Z. Phys. C, 1981, 7:317. DOI: 10.1007/BF01431564.
 - [114] Karliner M, Rosner J L. Baryons with two heavy quarks: Masses, production, decays, and detection[J/OL]. Phys. Rev. D, 2014, 90(9):094007. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.094007.
 - [115] Aaij R, et al. Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2017, 119(11):112001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.112001.
 - [116] Aaij R, et al. Isospin amplitudes in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda(\Sigma^0)$ and $\Xi_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^0(\Lambda)$ decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 124(11):111802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.111802.
 - [117] Aaij R, et al. Search for beautiful tetraquarks in the $Y(1S)\mu^+\mu^-$ invariant-mass spectrum[J/OL]. JHEP, 2018, 10:086. DOI: 10.1007/JHEP10(2018)086.
 - [118] Sirunyan A M, et al. Measurement of the $Y(1S)$ pair production cross section and search for resonances decaying to $Y(1S)\mu^+\mu^-$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J/OL]. Phys. Lett. B, 2020, 808:135578. DOI: 10.1016/j.physletb.2020.135578.
 - [119] Aaij R, et al. Observation of structure in the J/ψ -pair mass spectrum[J/OL]. Sci. Bull., 2020, 65(23):1983-1993. DOI: 10.1016/j.scib.2020.08.032.
 - [120] Aubert B, et al. Observation of the bottomonium ground state in the decay $\psi_{3S} \rightarrow \gamma \eta_{\alpha_b}$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2008, 101:071801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.071801.
 - [121] Asner D M, et al. Observation of $\chi(b)(1P(J), 2P(J))$ decays to light hadrons[J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 78:091103. DOI: 10.1103/PhysRevD.78.091103.
 - [122] Briere R A, et al. Inclusive $\chi(bJ)(nP)$ Decays to $D^0 X$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 78:092007. DOI: 10.1103/PhysRevD.78.092007.
 - [123] S. Bolognesi et al. On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC[J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86:095031. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.095031.
 - [124] J. Pumplin et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis[J/OL]. JHEP, 2002, 07:012. DOI: 10.1088/1126-6708/2002/07/012.
 - [125] N. Davidson, T. Przedzinski and Z. Was. PHOTOS Interface in C++: Technical and physics documentation[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2016, 199:86. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.09.013.
 - [126] Kostyukhin V. VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS.[J]. 2003.
 - [127] Collaboration T L. Measurement of Y production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 2018(7). [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2018\)134](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2018)134).
 - [128] Aad G, et al. Measurement of upsilon production in 7 tev pp collisions at atlas[J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87:052004. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.052004>.
 - [129] Bai Y, Chen D Y. General mathematical analysis on multiple solutions of interfering resonances combinations[J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 99(7):072007. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.072007.

附录 A 信号注入测试

信号注入测试 (signal injection test) 利用拟合模型随机产生给定信号强度 μ_{Sig} (injected μ_{Sig}) 的假数据 (pseudo data) 并得到拟合后的信号强度 (extracted μ_{Sig}), 可以用于检验拟合模型的合理性。如果拟合模型是合理、可靠的, injected μ_{Sig} 和 extracted μ_{Sig} 的函数关系是线性函数。具体方法如下:

- pseudo data 通过由预期本底、注入的信号、信号强度 (B, S, μ_{Sig}) 构建的高斯函数得到。信号区的 pseudo data 由中心值是 $B+S \cdot \mu_{Sig}$, 宽度是 $0.05 \cdot (B+S \cdot \mu_{Sig})$ 的高斯函数得到。控制区的 pseudo data 由中心值是 B , 宽度是 $0.05 \cdot B$ 的高斯函数得到。
- 从 pseudo data 拟合得到信号强度。
- 对给定的信号和信号强度, 用不同随机数种子重复上面两个步骤。这一过程称为 toy 实验。重复的次数称为 toys 的次数。
- 从多次 toys 可以得到 extracted μ_{Sig} 的分布, 其平均值将会在非常接近 injected μ_{Sig} , 其标准偏差是 extracted μ_{Sig} 的统计误差。

在本分析中, 对每个测试的信号点 (GHH300fW0fWW4600, GHH300fW0fWW6200, GHH420fW0fWW6200, GHH600fW0fWW6200) 和每个 injected μ_{Sig} ($\mu_{Sig} = 0.5, \mu_{Sig} = 1.0, \mu_{Sig} = 1.5, \mu_{Sig} = 2.0$ and $\mu_{Sig} = 3.0$) 分别进行 100 次 toys。

图 A.1 - 图 A.4 展示了不同信号和 injected μ_{Sig} 下 extracted μ_{Sig} 的分布。可以看到中心值几乎等于 injected μ_{Sig} 。

图 A.5 展示了 extracted μ_{Sig} 随 injected μ_{Sig} 的变化关系, 这是一个斜率为 1 的线性函数。这证明本分析的拟合模型是可靠的, 能够正确地从数据拟合出信号强度。

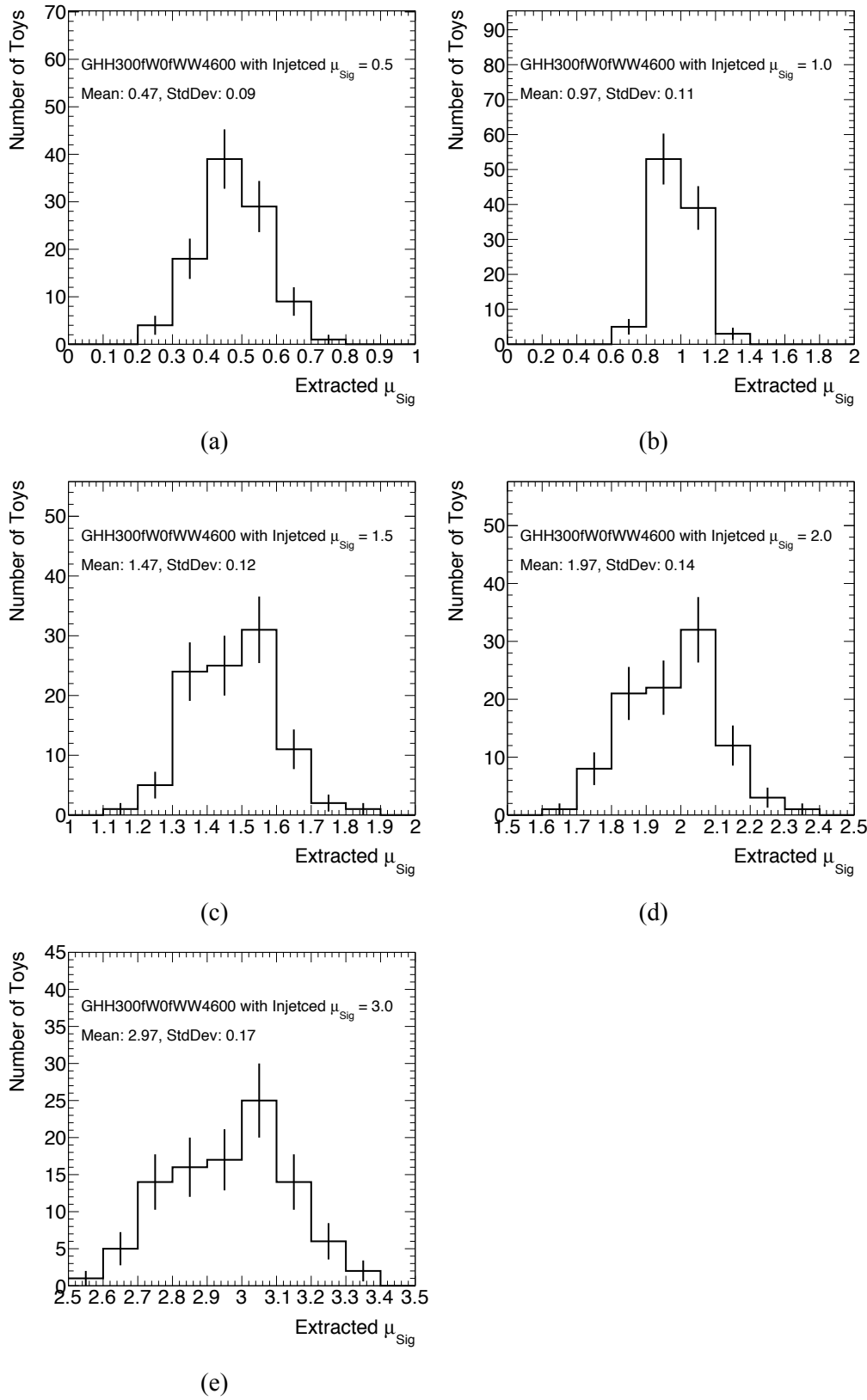


图 A.1 信号 GHH300fW0fWW4600 的 extracted μ_{Sig} 的分布。(a) injected $\mu_{Sig} = 0.5$, (b) injected $\mu_{Sig} = 1.0$, (c) injected $\mu_{Sig} = 1.5$, (d) injected $\mu_{Sig} = 2.0$ and (e) injected $\mu_{Sig} = 3.0$.

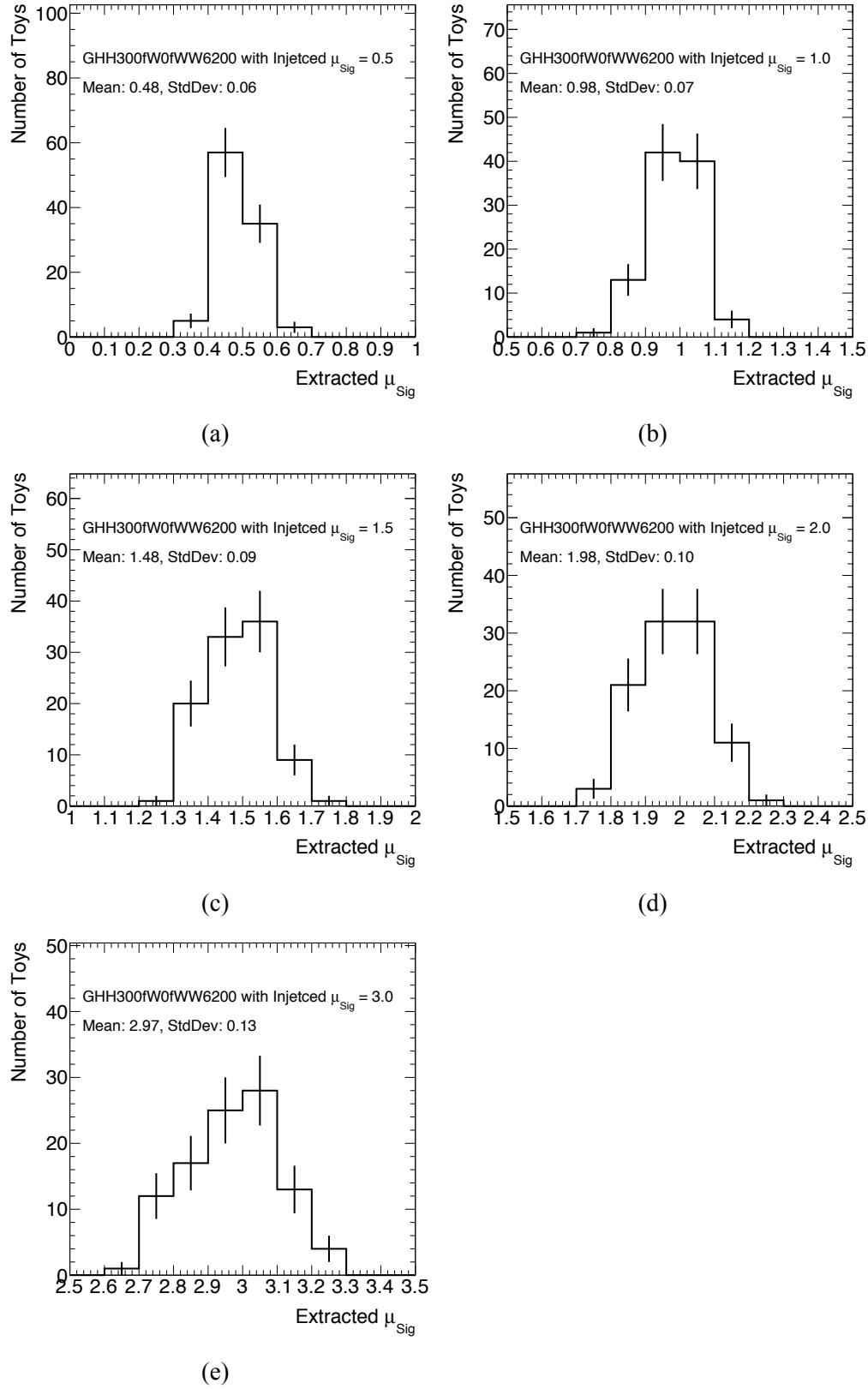


图 A.2 信号 GHH300fW0fWW6200 的 extracted μ_{Sig} 的分布。(a) injected $\mu_{Sig} = 0.5$, (b) injected $\mu_{Sig} = 1.0$, (c) injected $\mu_{Sig} = 1.5$, (d) injected $\mu_{Sig} = 2.0$ and (e) injected $\mu_{Sig} = 3.0$.

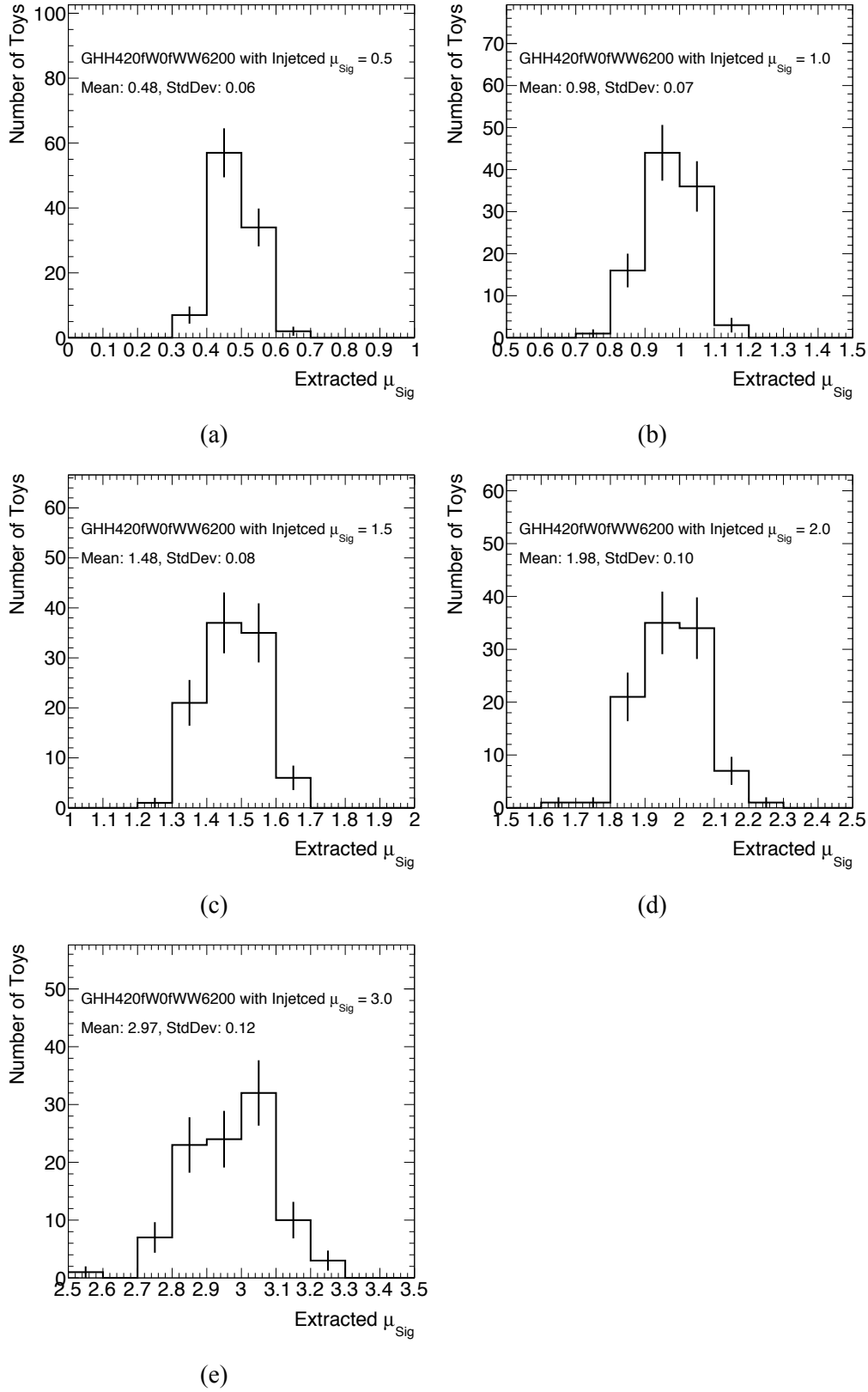


图 A.3 信号 GHH420fW0fWW6200 的 extracted μ_{Sig} 的分布。(a) injected $\mu_{Sig} = 0.5$, (b) injected $\mu_{Sig} = 1.0$, (c) injected $\mu_{Sig} = 1.5$, (d) injected $\mu_{Sig} = 2.0$ and (e) injected $\mu_{Sig} = 3.0$.

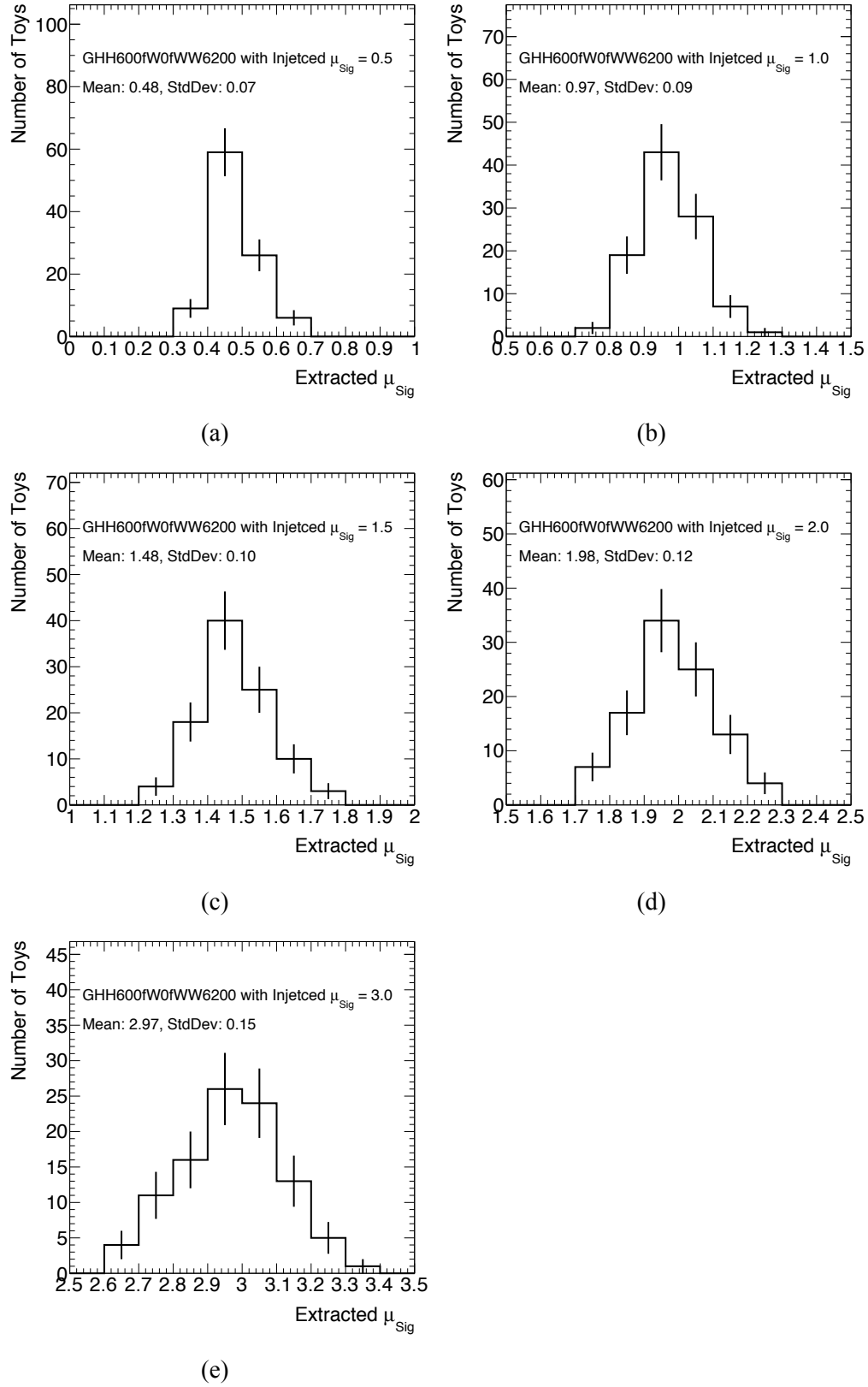


图 A.4 信号 GHH600fW0fWW6200 的 extracted μ_{Sig} 的分布。(a) injected $\mu_{Sig} = 0.5$, (b) injected $\mu_{Sig} = 1.0$, (c) injected $\mu_{Sig} = 1.5$, (d) injected $\mu_{Sig} = 2.0$ and (e) injected $\mu_{Sig} = 3.0$.

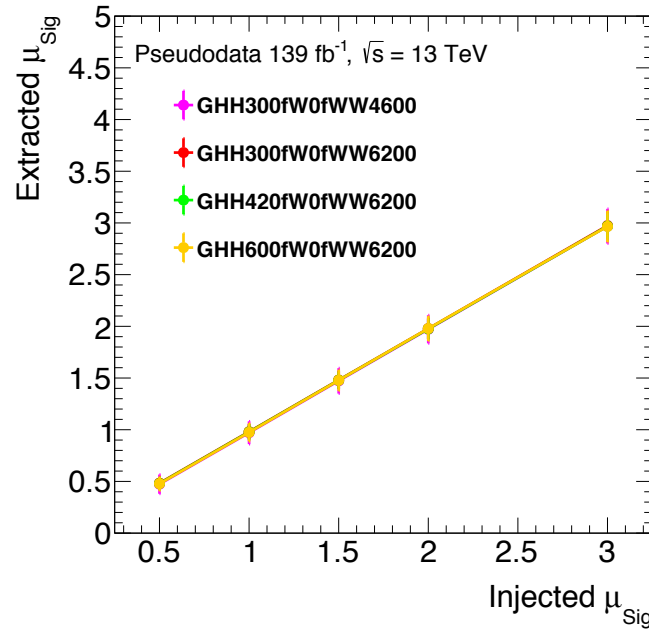


图 A.5 信号 GHH300fW0fWW4600, GHH300fW0fWW6200, GHH420fW0fWW6200, GHH600fW0fWW6200 的 extracted μ_{Sig} 随 injected μ_{Sig} 的变化关系。

附录 B 4μ 子分析的触发

不同触发在不同亮度区块 (lumi-block) 使用的 prescale 因子可能是不同的。ATLAS 软件在产生 MC 样本时并没有考虑 prescale 的因素，因此需要给出 MC 样本每个事例的触发刻度因子。触发刻度因子的计算需要考虑多个不同 prescale 的触发作用在同一个事例上的情况。式 (B.1) 给出了触发刻度因子的计算方法：

$$w = \frac{1}{L} \sum_j L_j \left[1 - \prod_i^n \left(1 - \frac{1}{p_i^j} \right) \right] \quad (\text{B.1})$$

其中 p_i^j 是触发 i 在亮度区块 j 的 prescale 因子。 L_j 是取数期间 j 的积分亮度。 L 是所有亮度区块的亮度和。

表 B.1 总结了本分析在不同取数期间使用的触发，以及相应的 prescale 因子。本分析使用式 (B.1) 给出不同取数期间的事例的触发权重。

表 B.1 本分析在 Run2 的不同取数期间使用的触发，以及相应的 prescale 因子。

year	run/period	trigger	prescale 因子
2015	266904-284484 (A-H)	HLT_2mu4_bJpsimumu_noL2	0.799429
		HLT_mu6_mu4_bJpsimumu_noL2	0.999928
2016	296939-302393 (A-C)	HLT_mu6_mu4_bJpsimumu	0.368008
		HLT_2mu6_bJpsimumu	0.668316
		HLT_mu10_mu6_bJpsimumu	0.999670
		HLT_3mu4	0.285545
		HLT_mu6_2mu4_bJpsi	0.642683
		HLT_3mu6_bJpsi	0.999823
	302737-303560 (D)	HLT_mu6_mu4_bJpsimumu_Lxy0_delayed	0.367026
		HLT_2mu6_bJpsimumu_delayed	0.751667
		HLT_mu10_mu6_bJpsimumu_delayed	0.754030
		HLT_3mu4	0.141156
		HLT_mu6_nomucomb_2mu4_nomucomb_delayed_L1MU6_3MU4	0.260818
		HLT_3mu6_bJpsi	0.999700
	303638-311481 (E-L)	HLT_mu6_mu4_bJpsimumu_Lxy0_delayed	0.343048
		HLT_2mu6_bJpsimumu_delayed	0.996833
		HLT_3mu4_nomucomb_delayed	0.534698
		HLT_mu6_nomucomb_2mu4_nomucomb_delayed_L1MU6_3MU4	0.997986
2017	325713-328393 (A-B)	HLT_2mu6_bJpsimumu	0.987310
		HLT_mu11_mu6_bDimu	0.999065
		HLT_3mu4_bJpsi	1.0
	329385-340453 (C-K)	HLT_mu11_mu6_bDimu	1.0
		HLT_3mu4_bJpsi	1.0
		HLT_mu6_mu4_bJpsimumu_Lxy0_L1BPH-2M9-MU6MU4_BPH-0DR15-MU6MU4	0.031653
		HLT_2mu6_bJpsimumu_L1BPH-2M9-2MU6_BPH-2DR15-2MU6	0.978623
	348197-364485 (A-R)	HLT_mu11_mu6_bDimu	1.0
		HLT_3mu4_bJpsi	1.0
		HLT_mu6_mu4_bJpsimumu_Lxy0_L1BPH-2M9-MU6MU4_BPH-0DR15-MU6MU4	0.431211
		HLT_2mu6_bJpsimumu_L1BPH-2M9-2MU6_BPH-2DR15-2MU6	1.0
		HLT_2mu4_bJpsimumu_Lxy0_L1BPH-2M9-2MU4_BPH-0DR15-2MU4	0.084496

致 谢

感谢我的导师陈新副教授。陈老师学识渊博，不管是理论问题还是实验问题，陈老师都能给予详细解答。在唯象研究和两个实验分析中，陈老师都对我进行悉心指导，帮助我发现问题、理解问题、解决问题。陈老师一直平易近人，不会给学生施加太大压力，非常尊重学生的选择，不会限制学生的研究方向。

感谢 Shih-Chieh Hsu 教授在重希格斯玻色子的实验分析中给予我的指导，帮助我认识到如何在大型实验组内高效工作，教我如何在 ppt 上清晰准确地表达。

感谢所有在科研和生活上帮助过我的人。感谢吴永成博士，在唯象研究中，他帮助我们建立模型，并时常与我讨论，在科研和生活上都给予我启发。感谢李科博士和马延辉博士，他们与我一起参与重希格斯玻色子的实验分析，在各方面对我进行指导，从分析框架的建立到理解信号区的实验结果。感谢组里的师兄师弟们，他们经常与我探讨问题，帮我缓解焦虑。感谢我的父母，正是他们对我的支持才让我能够勇敢地向前走。感谢我的男朋友李嘉宁，他具有的主观能动性是我一直欠缺的，虽然他经常气我，但是也会逗我开心，还时不时督促我。

最后，感谢清华大学和所有 ATLAS 合作组成员，没有大家的共同努力，就不会有本论文的研究成果。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名： 许悦 日 期： 2022.05.28

个人简历、在学期间完成的相关学术成果

个人简历

1994 年 12 月 31 日出生于浙江省嘉兴市秀洲区。

2013 年 9 月考入吉林大学物理学院物理学专业，2017 年 7 月本科毕业并获得理学学士学位。

2017 年 9 月免试进入清华大学理学院物理系攻读理学博士至今。

在学期间完成的相关学术成果

学术论文：

- [1] Xin Chen, **Yue Xu**, Yongcheng Wu, Yu-Ping Kuang, Qing Wang, Hang Chen, Shih-Chieh Hsu, Zhen Hu, Congqiao Li, Search for a generic heavy Higgs at the LHC, Physics Letters B 804, 135358 (2020)
- [2] ATLAS Collaboration, A search for heavy Higgs bosons decaying into vector bosons in same-sign two leptons final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2022-033, Geneva: CERN, 2022. (会议论文)
- [3] Dan Yu, Manqi Ruan, Vincent Boudry, Henri Videau, Jean-Claude Brient, Zhigang Wu, Qun Ouyang, **Yue Xu**, Xin Chen, The measurement of the $H \rightarrow \tau\tau$ signal strength in the future e^+e^- Higgs factories, Eur. Phys. J. C 80 (2020)
- [4] An, Fenfen and others, Precision Higgs physics at the CEPC, Chin.Phys.C 43 (2019) 4, 043002

指导教师学术评语

对论文的学术评语（论文是否由作者独立完成，有何创造性成果）：

许悦的博士学位论文从标准模型谈起，指出寻找新物理的必要性。她对大型强子对撞机 LHC 和 ATLAS 探测器进行了详细的描述，包括各个子探测器单元的构造和功能。介绍了以此为基础的探测器物理对象（光子、电子、缪子、喷注和丢失横动量）的重建和鉴别。许悦的研究课题分为三个方面。一个是具有反常耦合的重希格斯粒子的唯象研究，一个是与之密切相关的实验研究，最后一个是在四缪子末态寻找四夸克态等奇异强子。唯象理论关注了具有六维有效算符耦合的重希格斯粒子，由于六维算符的存在使得 VH 产生机制中的玻色子 V 的横动量提高，从而达到降低本底，提升信号的效果。该研究成果已经发表，许悦是通讯作者之一。实验研究是利用 ATLAS 实验 Run-2 数据，在轻子 + 喷注末态对理论研究中的重希格斯粒子进行实验寻找，许悦是该分析的 **analysis contact**，目前该分析结果刚刚以会议论文的形式公开。四夸克态课题也是利用 ATLAS Run-2 数据，在包含 J/psi、psi(2S) 和 Upsilon(1S) 衰变的四缪子末态寻找 LHCb 发现的奇异强子态，以及其它的新强子态，许悦是该分析的 **contact editor**。该论文选题位于粒子物理领域研究前沿，对新物理敏感，论文内容丰富详尽，体现了她在本课题中的投入和新思想方法，获得了理论和实验相得益彰的宝贵研究经历。此论文由该生独立完成。

对该博士生政治表现、基础理论、专门知识、外语水平、科研能力及学术作风的综合评语，是否同意安排博士学位论文答辩：

许悦在研究生阶段努力投入课题研究，工作细致认真，对分析流程和目标有清晰把握，敢于迎接困难，善于解决问题。发表了两篇唯象文章，其中一篇是通讯作者。主导了两篇实验文章（担任 **analysis contact** 或 **contact editor**），在 ATLAS 合作组内部代表分析团队给 **approval** 报告，其中一篇成果以国际会议论文形式公开，即将发表。该生已获得一个博士生所需的各方面锻炼和培养，具备了较强的研究能力和独立完成科研任务的能力。该生学风端正，政治表现合格，英语水平良好，同意安排博士学位论文答辩。

答辩委员会决议书

利用大型强子对撞机上的 ATLAS 探测器寻找新希格斯粒子和新强子共振态，对粒子物理研究具有重要意义。论文针对在 VH 产生道和双轻子和三轻子末态中寻找重希格斯粒子，以及利用 ATLAS 数据寻找新奇异强子态开展实验研究具有重要的科学意义与价值。论文的主要工作和创新点为：

1. 提出了在 VH 产生道和双轻子和三轻子末态中寻找具有反常六维算符耦合的重希格斯粒子的理论方案，并在 ATLAS 数据中通过同号双轻子加高动量喷注的末态寻找这种粒子，在没有观测到信号的情况下首次得到了该反常耦合系数的上限，使得某些低质量的希格斯粒子被该分析排除。
2. 提出了在 $di-J/\psi$, $J/\psi+\Psi(2S)$, $J/\psi+\Upsilon$, $di-\Upsilon$, $\Upsilon+mumu$ 等末态寻找新的奇异强子态的实验方案，并在其中的 $di-J/\psi$ 和 $J/\psi+\Psi(2S)$ 末态中看到了 $X(6900)$ 信号，共振质量和宽度与其他实验观测结果相符。该发现对于理解低能强相互作用具有重要意义。

论文结构合理，写作规范，内容丰富，数据翔实。论文工作表明作者在粒子物理领域得到了全面的科学训练，具有独立科研工作的能力。答辩过程逻辑清晰，表述清楚，回答问题正确。经答辩委员会表决，一致同意通过论文答辩，并建议授予许悦理学博士学位。