



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

在 ATLAS 实验上利用双光子末态寻找标准模型希格斯粒子的 VBF 产生机制

作者姓名: 章宇

指导教师: 娄辛丑 研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2019 年 11 月

Search for VBF production mode of Standard Model Higgs boson via diphoton

A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Natural Science
in Nuclear and Particle Physics

By

Yu Zhang

Supervisor: Professor Xinchou Lou

Institute of Higher Energy Physics, Chinese Academy of
Sciences

November, 2019

中国科学院大学 研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的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，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对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或致谢。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

希格斯粒子在 2012 年被 ATLAS 和 CMS 合作组发现，它是标准模型中唯一没有被发现的粒子。希格斯机制解释了自发对称性破缺和粒子质量的来源。在希格斯粒子发现之后，希格斯粒子的精确测量成为最重要的目标。双光子衰变道是大型强子对撞机上信号显著度最好的希格斯粒子衰变道之一。矢量玻色子融合产生机制是大型强子对撞机上希格斯粒子产生机制中贡献第二大的，对于测量希格斯粒子与矢量玻色子的耦合具有重要意义。在双光子末态中精确测量矢量玻色子融合的信号强度对于精确测量希格斯粒子与矢量玻色子有重大贡献。

本文介绍了希格斯机制以及寻找和测量希格斯粒子的意义，概括 LHC 加速器和 ATLAS 探测器的基本情况以及探测器上粒子重建的一般方法。在 $H \rightarrow \gamma\gamma$ 末态中，利用多变量分析方法 (multi-variant analysis) 中的增长决策树 (boosted decision tree, BDT) 方法来优化事例筛选条件。相比于传统的矩形筛选条件，这一方法可以将信号显著度提高近 30%。在 2015-2016 年收集到的 $36.1 fb^{-1}$ 数据中测量得到矢量玻色子融合机制的信号强度为 $\mu_{VBF} = 2.0^{+0.6}_{-0.5}$ 。这是第一次在单一衰变道中发现矢量玻色子融合产生机制。利用 ATLAS 实验在 2015-2017 年收集到 $80 fb^{-1}$ 的数据，考虑到所有的系统误差，测量得到的矢量玻色子融合产生机制的信号强度为 $\mu_{VBF} = 1.40^{+0.40}_{-0.37}$ 。测量结果与标准模型预期在两倍标准差之内。

关键词： ATLAS，希格斯粒子，双光子，VBF

Abstract

Higgs boson is discovered by ATLAS and CMS Collaborations in 2012. Before that, Higgs boson is the only particle which is predicated by SM but not discovered. Higgs mechanism explains the spontaneous symmetry breaking and the origin of mass of elementary particles. After Higgs discovery, the precise measurement of Higgs property is the main goal. Diphoton final state is one of the most significant decay channel on LHC. VBF is the second dominant production mode on LHC and it is important of Higgs coupling with vector bosons.

This thesis introduces the Higgs mechanism, LHC accelerator and ATLAS detector as well as the general method of reconstruction, identification and calibration. In $H \rightarrow \gamma\gamma$ process, BDT method is applied to optimize the selection criteria of VBF categories. Compared with the traditional cut-based method, this method can improve the sensitivity by 30%. With 36.1 fb^{-1} dataset collected in 2015-2016, the measured signal strength of VBF production mode is $\mu_{VBF} = 2.0^{+0.6}_{-0.5}$. The measured significance is 4.9σ . This is the first time to observe this production mode in a single decay channel. With 80 fb^{-1} dataset collected in 2015-2017, including all the systematics, the measured signal strength of VBF production mode is $\mu_{VBF} = 1.40^{+0.40}_{-0.37}$. The result is consistent with Standard Model prediction within 2 standard deviation.

Keywords: ATLAS, Higgs, diphoton, VBF

目 录

摘 要	I
Abstract	III
目 录	V
图形列表	VII
表格列表	XIII
符号列表	XV
第 1 章 To do	1
第 2 章 背景介绍	3
2.1 标准模型和希格斯物理 [1]	3
2.2 大型强子对撞机上希格斯粒子的产生 [2–5]	8
2.3 希格斯粒子的衰变	13
第 3 章 大型强子对撞机 (LHC) 和 ATLAS 探测器	15
3.1 大型强子对撞机 (LHC)	15
3.2 ATLAS 探测器 [6]	17
第 4 章 数据和模拟样本	25
4.1 对撞数据	25
4.2 蒙特卡洛模拟	25
第 5 章 粒子重建、鉴别和刻度	27
5.1 光子 [7–10]	27
5.2 电子 [11, 12]	34
5.3 缪子 [13, 14]	36
5.4 喷注 [15–17]	37
5.5 丢失横能量 [18, 19]	38
第 6 章 事例筛选	39
6.1 单举双光子事例的筛选	39
6.2 子类优化	39

第 7 章 信号建模	51
第 8 章 背景建模	53
8.1 背景分解 [20]	53
8.2 背景形状	54
第 9 章 系统误差	57
9.1 理论误差	57
9.2 实验误差	58
9.3 信号和背景建模的误差	58
第 10 章 统计解释	61
第 11 章 结果	63
11.1 2015-2016 年 $36.1fb^{-1}$ 数据的结果	63
11.2 2015-2017 年 $80fb^{-1}$ 数据的结果	71
第 12 章 总结与展望	77
附录 A.2015-2016 年 $36.1fb^{-1}$ 数据中观测得到两光子不变质量 谱	79
参考文献	85
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	89
致 谢	91

图形列表

2.1	在 7 TeV, 8 TeV 和 14 TeV 质心系能量下不同希格斯粒子质量假设的预期总产生界面。·····	9
2.2	LHC 上, Higgs 粒子的四种主要产生过程的费曼图。·····	9
2.3	此图展示了在产生子级别 LO 和 NLO 的矢量玻色子融合过程的零头(此领头)喷注的横动量和快度, 以及两喷注的不变质量和快度之差。这种运动学特征可以用来压低其他背景。·····	10
2.4	根据末态运动学将不同产生模式再细分为不同的相空间, 这可以用来提高各个子相空间的信号显著度, 这种分割方式叫做简化模板界面 (Simplified Template Cross Section, STXS)·····	12
2.5	标准模型中不同希格斯粒子质量假设下的各衰变道的分支比。·····	14
3.1	LHC 加速器的基本结构·····	16
3.2	2015-2018 年每年的取数进程和积分亮度。·····	16
3.3	ATLAS 探测器结构示意图·····	18
3.4	ATLAS 内部径迹探测器截面图。·····	18
3.5	ATLAS 内部径迹探测器立体结构图·····	19
3.6	ATLAS 探测器量能器结构示意图。·····	21
3.7	ATLAS 探测器缪子探测器结构示意图·····	22
3.8	ATLAS 探测器缪子探测器平面示意图·····	22
5.1	ATLAS 探测器电磁量能器第一层的颗粒度示意图·····	28
5.2	光子(左)和 π^0 介子(右)在电磁量能器中的簇射团形状。从图中可以看出, 由于 π^0 介子会衰变成两个光子, 所以在电磁量能器第一层会看到两个峰。·····	29
5.3	用来描述光子簇射团形状的变量的示意图·····	29
5.4	转换光子和非转换光子的 R_{had} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $ \eta < 2.37(exclude \ 1.37 < \eta < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子·····	29

- 5.5 转换光子和非转换光子的 R_{had} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 31
- 5.6 转换光子和非转换光子的 R_η 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 31
- 5.7 转换光子和非转换光子的 w_{η_2} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 31
- 5.8 转换光子和非转换光子的 w_1 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 32
- 5.9 转换光子和非转换光子的 $w_{s,tot}$ 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 32
- 5.10 转换光子和非转换光子的 ΔE 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 32
- 5.11 转换光子和非转换光子的 E_{ratio} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37(exclude \ 1.37 < |\eta| < 1.52)$ 。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+jet$ 事例中的假光子 33

5.12	转换光子和非转换光子的 f_1 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $ \eta < 2.37$ (<i>exclude</i> $1.37 < \eta < 1.52$)。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子	33
5.13	喷注能量刻度的一般流程	38
6.1	矩形筛选条件策略的示意图	42
6.2	决策树的基本策略示意图	43
6.3		45
6.4	此表总结了 36.1 fb^{-1} 数据中 31 个子类的分割方法。不同的子类对不同的产生敏感。	49
6.5	此表总结了 80 fb^{-1} 数据中 29 个子类的分割方法。	50
7.1	信号样本的两光子不变质量谱在两个子类中的分布。“ggF 0J CEN” 为分辨率最高的子类，“ggF 0J FWD” 为分辨率最差的子类。	52
8.1	背景分解的结果。左上：不同背景成分的两光子不变质量分布，每一个背景成分归一到预期的事例数。右上：在每一个不变质量区间里不同背景成分的比例。左下：在每一个两光子横动量区间中的不同背景成分的比例。右下：在每一个喷注数区间中的不同背景成分的比例。	54
11.1	经过单举筛选条件的事例的两光子不变质量谱。图中的点已经乘上了一个信号和背景数的权重。其中红线为信号加背景的拟合结果，蓝色线为背景成分，黑色线为信号成分。	64
11.2	加权的两光子不变质量谱。每张图合并了对于不同产生模式敏感的子类：胶子胶子融合（左上），矢量玻色子融合（右上），玻色子伴随产生（左下），顶夸克对伴随产生（右下）。图中红色的线为拟合得到的信号加背景的分布，蓝色的线为拟合得到的背景成分，黑色的线为拟合得到的信号分布。	65
11.3	此图总结了 36 fb^{-1} 的 13 TeV 对撞数据中测量得到的不同产生模式的信号强度和总的信号强度。所有的测量结果与标准模型在两倍标准差范围内一致。	66
11.4	表格总结了 VBF, VH 和 $t\bar{t}H$ 产生模式的预期信号显著度和观测的信号显著度。VBF 的观测信号显著度为 4.9σ ，这是第一次在一个单独衰变道观测到接近 5 倍标准差的 VBF 信号显著度。	66
11.5	此图总结了 VH 和 $t\bar{t}H$ 产生模式的观测和预期的上线，以及误差带。	66

11.6	此图总结了测量得到的希格斯粒子产生模式的截面乘以希格斯粒子到两光子的分支比。蓝色的线使测量包含了统计误差、理论误差和实验误差的测量结果灰色的阴影代表标准模型的预言值和误差。	67
11.7	测量得到的产生界面乘以分支比的最佳拟合值和误差，和标准模型的预言和误差。	68
11.8	测量得到的胶子胶子融合和矢量玻色子融合产生界面的二维图，测量结果与标准模型在误差范围保持一致。	68
11.9	归一到标准模型预期的各产生模式截面与 ggH 截面之比和他们的误差，所有的测量结果与标准模型预期在误差范围内保持一致。	69
11.10	此图总结了测量得到的十个相空间的产生截面，蓝色的线是测量值和误差，灰色的阴影为标准模型预言值和误差。	70
11.11	此图列出了所有测量结果和预期值的具体数字。	70
11.12	左：将其他所有耦合强度固定到标准模型， κ_g 和 κ_γ 当作自由参数。此图展示了观测数据中的最佳拟合结果及其 60% 和 95% 的置信区间。红色十字为标准模型预言。右：将 κ_g 和 κ_γ 表达成 κ_V 和 κ_f 的函数，并且假设 $\kappa_V = \kappa_W = \kappa_Z$ 和 $\kappa_f = \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau = \kappa_\mu$	71
11.13	经过单举筛选条件的事例的两光子不变质量谱，每一个事例都加上了信号背景之比的权重。	72
11.14	此图展示了在重建级别，经过了对不同产生模式敏感的筛选条件，每张图合并了所有对相应模式敏感的子类：左上： ggH ，右上： VBF ，左下： VH ，右下： $t\bar{t}H$ 。	73
11.15	此图展示了测量得到的不同产生模式的信号强度及其误差。与标准模型及其理论误差相比，测量结果在两倍标准差内保持一致。	74
11.16	此图展示了拟合得到的不同产生模式信号强度的关联矩阵。	75
11.17	此图展示了测量得到的简化模板截面的中心值和误差。测量的结果与标准模型预期在两倍标准差之内保持一致。	75
11.18	此图展示了测量得到的简化模板截面的关联矩阵。	76
A.1	左：“ ggH 0J CEN”，右：“ ggH 0J FWD”。	79
A.2	左上：“ ggH 1J LOW”，右上：“ ggH 1J MED”，左下：“ ggH 1J HIGH”，右下：“ ggH 1J BSM”	80
A.3	左上：“ ggH 2J LOW”，右上：“ ggH 2J MED”，左下：“ ggH 2J HIGH”，右下：“ ggH 2J BSM”	80
A.4	左上：“ VBF PTHJJLOW loose”，右上：“ VBF PTHJJLOW tight”，左下：“ VBF PTHJJHIGH loose”，右下：“ VBF PTHJJHIGH tight”	81

A.5 “jet BSM” 子类.....	81
-----------------------	----

表格列表

3.1	ATLAS 探测器的目标参数	17
3.2	内部探测器系统的主要参数	19
3.3	量能器的基本参数	20
3.4	缪子探测器的参数	23
4.1	不同物理过程的事例产生器信息。	26
5.1	用来定义“宽松的”和“严格的”光子鉴别条件的甄别变量	30
5.2	光子孤立化条件	34
6.1	六个用来区分 VBF 和其他背景的运动学变量	40
6.2	此表总结了矩形筛选和增长决策树两种方法。适量玻色子融合和胶子胶子融合的预期事例数从模拟中估计而来，归一到 $4fb^{-1}$ ，只考虑两光子不变质量在 $[122, 128]$ 区间中的事例。在此区间中的背景事例从数据的边带拟合中得到。适量玻色子融合的纯度是矢量玻色子融合除以适量玻色子融合与胶子胶子融合之和。与预期相符，增长决策树方法由于矩形筛选。	45
9.1	此表格列出了所有系统误差的来源，滋扰参数的数目和约束项的形式。	60

符号列表

字符

Symbol	Description	Unit
R	the gas constant	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
C_v	specific heat capacity at constant volume	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
C_p	specific heat capacity at constant pressure	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
E	specific total energy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
e	specific internal energy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
h_T	specific total enthalpy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
h	specific enthalpy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
k	thermal conductivity	$\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$
S_{ij}	deviatoric stress tensor	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
τ_{ij}	viscous stress tensor	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
δ_{ij}	Kronecker tensor	1
I_{ij}	identity tensor	1

算子

Symbol	Description
Δ	difference
∇	gradient operator
$\delta^\pm$	upwind-biased interpolation scheme

缩写

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
EOS	Equation of State
JWL	Jones-Wilkins-Lee
WENO	Weighted Essentially Non-oscillatory
ZND	Zel'dovich-von Neumann-Doering

第 1 章 To do

- ggH uncertainty
- Combination result
- text

第 2 章 背景介绍

2.1 标准模型和希格斯物理 [1]

2.1.1 粒子发现的历史 [21]

从古至今，人们都在追寻物质组成的终极奥秘。人们认为如果想要了解复杂的事物，只需要将其分割成更小的单元了解其性质即可，这种观念遵循“还原论”这一哲学逻辑。粒子物理就是研究物质基本组成结构及其相互作用的学科。自从十九世纪末以来，人类对于物质结构层次有了更深的认识。物理学家在 19 世纪初就对质子（氢原子）有一定认识。在十九世纪末，汤姆生在对阴极射线的研究中发现阴极射线是一种带负电的粒子，并且质量比质子小很多，后来被命名为电子。1935 年，查德威克从原子核轰击实验中发现了中子。在此之后，物理学家从宇宙线和轰击实验中找到了更多的粒子，包括缪子， π 介子和 K 介子。物理学家认为如此多的粒子不可能都是基本粒子。盖尔曼和茨威格从对称性的角度出发，根据粒子的特征将他们分类排列，提出了夸克模型来解释这些强子的结构，后来被深度非弹性散射实验所验证。在此之后，GIM 机制预言了第四种夸克的存在，并且被丁肇中在实验中发现。陆续地，实验家发现了一共发现了六种味道的夸克。同时，相互作用的传播子 W 玻色子、Z 玻色子和胶子都相继被发现。相互作用发现的历史除了研究物质的组成单元，其相互作用也是重要的研究对象。万有引力和电磁相互作用实在经典物理中已经被认识地比较充分的。费米提出四费米子相互作用来描述原子核衰变的过程。然后这一理论被发展为通过 WZ 玻色子传播的相互作用力。实验发现，夸克具有额外的自由度，被称为色荷，夸克之间相互作用的规律。

2.1.2 以电磁场为例的规范对称性

首先我们回顾电磁场中的规范不变性。电磁场的拉氏量为

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \bar{\Psi}(\partial_{\mu} - ieA_{\mu})\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (2.1)$$

其中，电子的电荷 $e < 0$ ，而

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu} \quad (2.2)$$

是电磁场的场强张量。运动方程为

$$\gamma_{\mu}(\partial_{\mu} - ieA_{\mu})\psi(x) + m\psi(x) = 0 \quad (2.3)$$

$$\partial_{\mu}F_{\mu\nu} = -ej_{\nu}(x) \quad (2.4)$$

其中

$$j_\mu(x) = i\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x) \quad (2.5)$$

如果考虑到拉氏密度和运动方程中电子场 $\psi(x)$ 的相位变换

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha}\psi(x), \bar{\psi}(x) \rightarrow e^{i\alpha}\bar{\psi}(x) \quad (2.6)$$

变换中 α 是与时空坐标无关的变换，这样的变换成为整体规范变换。电磁场的拉氏密度、运动方程和守恒荷都不变。这说明电磁场满足整体规范变换不变性。这样的变换构成 U(1) 群，属于 Abel 群。除了整体规范变换，还有与时空坐标有关的定域规范变换。

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi(x), \bar{\psi}(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\bar{\psi}(x) \quad (2.7)$$

同时对矢量势也做如下变换

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.8)$$

其中， $\alpha(x)$ 是时空坐标的函数，以上两个变换被称为定域规范变换，也称作规范变换。在此变换下，电磁场强度保持不变。定义

$$D_\mu\psi(x) \equiv (\partial_\mu - ieA_\mu)\psi(x) \quad (2.9)$$

D_μ 称为规范协变微商。在规范变换下

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}D_\mu\psi(x) \quad (2.10)$$

在此规范变换下，拉氏密度、运动方程和守恒流都不变。重新定义电子场和矢量场，物理规律不会发生任何变换，这种自由度称为规范自由度。电磁场的规范不变性与光子的静质量为 0 相关。如果拉氏密度中包含矢量场的质量项 $-\frac{1}{2}mA_\mu A_\mu$ ，则规范不变性不成立。

2.1.3 自发对称性破缺和希格斯机制 [1, 22–24]

物理规律有一些对称性是严格，如能动量守恒荷电荷守恒。有一些对称性是近似的，强相互作用的夸克模型中，对称性破缺体现在不同味道的夸克的质量差，这种行为可以用拉氏量中的质量差来表示，这种对称破缺成为明显的对称破缺。还有另一种对称破缺存在，铁磁体就是其中的例子。从物理规律上来看，其规律遵循也是转动不变的。当众多基态的自旋朝向一个给定的方向时，局部的扰动不可能是如此多的基态改变自旋方向。这种转动对称性就被破坏了。如果一个拉氏量中不含明显的对称性破坏的项，但是如果基态是退化的，那么系统现实的基态是许多退化的基态之一。这种破缺称为自发对称破缺。下面考虑具体的对称性破缺的例子。

现在我们考虑一个连续对称变换的例子。设 N 个是标量场 $\phi_l(x) (l = 0, 1, 2 \dots N)$ 构成一个 N 维矢量场 $\phi(x)$ 。拉式量为

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\phi \cdot \partial_\mu\phi - \frac{1}{2}\mu^2\phi \cdot \phi - \frac{1}{4}\lambda(\phi \cdot \phi)^2 \quad (2.11)$$

此拉式量在 N 维矢量空间的转动变换群 $O(N)$ 下是不变动的。其势能为

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi \cdot \phi + \frac{1}{4}\lambda(\phi \cdot \phi)^2, \mu^2 < 0 \quad (2.12)$$

势能极小值在

$$\sqrt{\phi \cdot \phi} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = \nu \quad (2.13)$$

由于拉式量具有转动不变性，所以可以通过旋转把基态转到第 N 个坐标轴的方向。

$$\langle \phi \rangle_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \nu \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

通过前面磁体的例子，我们可以知道，物理上实现的基态只有一种，与这个真空态退化的其他真空态和其激发态不能实现。因此 $O(N)$ 对称性自发破缺了。在这个例子中， $O(N)$ 的子群 $O(N-1)$ 没有破缺。令

$$\phi(x) = \phi_N(x) - \nu \quad (2.15)$$

拉式量可以改写为

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\hat{\phi}\partial_\mu\hat{\phi} - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'\partial_\mu\phi' + \mu^2\phi'^2 + \text{high order term} \quad (2.16)$$

、

此拉式量具有 $O(N-1)$ 群变换的不变性。此式中 ϕ' 场具有质量 $\sqrt{-2\mu^2}$ ，场 $\phi(x)$ 的前 $N-1$ 个分量是无质量的场。一般地，如果最大连续对称群 G 有一个内有破缺的最大连续子群 H ，则零质量的粒子的个数属于群 G 与群 H 的生成元个数之差。这种零质量粒子被称为 Goldstone 粒子。通过以上例子，我们知道一旦发生对称性自发破缺便会产生质量为零的 Goldstone 粒子。然而，在实验中却从未发生这样的粒子。希格斯机制 (Higgs Mechanism) 解释了这一个问题。以复标量场的 $U(1)$ 规范理论为例。这种理论下拉式密度为

$$\mathcal{L} = -(\partial_\mu + ieA_\mu)\phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi - \mu^2\phi^*\phi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.17)$$

复标量场为

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (2.18)$$

在 $\mu^2 < 0$ 情况下, 只考虑标量场部分, 此为前面 O(N) 模型在 N=2 时的特例。真空期望值为

$$\langle \phi \rangle_0 = \nu / \sqrt{2} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad (2.19)$$

基于真空期望值, 可以将 $\phi(x)$ 表达为

$$\phi(x) = e^{i\theta(x)/\nu} \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu + \rho(x)) \quad (2.20)$$

将其带入拉式量, 可以得到

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial_\mu\rho + \mu^2\rho^2 - \frac{1}{2}\partial_\mu\theta\partial_\mu\theta - \frac{1}{2}e^2\nu^2 A_\mu A_\mu + e\nu A_\mu\partial_\mu\theta + \text{high order term} \quad (2.21)$$

为了将场的二次项对角化, 引入场

$$B_\mu = A_\mu - \frac{1}{e\nu}\partial_\mu\theta \quad (2.22)$$

拉式量可以重新改写为

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2 - \frac{1}{2}e^2\nu^2 B_\mu B_\mu - \frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial_\mu\rho + \text{high order term} \quad (2.23)$$

这里可以清楚地看到一个标量场 $\rho(x)$ 和质量为 $m_B = e\nu$ 的矢量场 B_μ 。在耦合常数 e 为零时, 原理论中有两个实标量场 ρ 、 θ 和一个无质量的矢量场 A_μ 。当耦合常数不为零时, 拉式量中的 $\theta(x)$ 消失了, 但是由于有质量矢量场 B_μ 多了一个纵波的极化, 物理自由度没有改变。GoldStone 粒子消失和规范粒子获得质量同时发生, 这就是希格斯机制。

2.1.4 弱电统一模型

Weinber 和 Salam 假设规范对称群为 $SU(2)_L \times U(1)$ 。在弱电统一模型中, 轻子有两个左手 $SU(2)_L$ 双重态

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad (2.24)$$

和两个右手的单态

$$e_R^-, \mu_R^- \quad (2.25)$$

对应 $SU(2)_L \times U(1)$ 群的四个生成元, 弱电统一模型中有四个规范场 W_μ^i 和 B_μ 。模型中的拉式量包括规范场 $\mathcal{L}_g$ 和轻子场 $\mathcal{L}_l$ 两部分。

$$\mathcal{L}_g = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}G_{\mu\nu} G_{\mu\nu} \quad (2.26)$$

其中

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon_{ijk}W_\mu^jW_\nu^kG_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.27)$$

$$\mathcal{L}_l = -\bar{\psi}_L^e\gamma_\mu(\partial_\mu + \frac{i}{2}g'B_\mu - ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i)\psi_L^e - \bar{e}_R\gamma_\mu(\partial_\mu + ig'B_\mu)e_R + e \rightarrow \mu \quad (2.28)$$

其中 g 和 $\frac{g}{2}$ 是 $SU(2)_L$ 和 $U(1)_Y$ 群的耦合常数。此拉式量不含有轻子的质量项。拉式量中也没有规范场的质量项，说明规范粒子的质量为零。而实验上只有光子是零质量的。为了使其他三个规范粒子获得质量，必须使规范群自发破缺，引入希格斯机制。引入 $SU(2)_L$ 二重态的希格斯复标量场

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

可以引入希格斯场与规范场的相互作用

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_s &= -(\partial_\mu\phi^\dagger + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i\phi^\dagger + \frac{ig'}{2}B_\mu\phi^\dagger) \times (\partial_\mu\phi - ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i\phi - \frac{ig'}{2}B_\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) \\ V(\phi^\dagger\phi) &= -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \end{aligned} \quad (2.30)$$

希格斯场与轻子的相互作用

$$\mathcal{L}_{s-l} = -f_e(\bar{e}_R\phi^\dagger\psi_L^e + \bar{\psi}_L^e\phi e_R) - f_\mu(\bar{\mu}_R\phi^\dagger\psi_L^\mu + \bar{\psi}_L^\mu\phi\mu_R) \quad (2.31)$$

总的拉式量为

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_l + \mathcal{L}_s + \mathcal{L}_{s-l} \quad (2.32)$$

在么正规范下

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + \rho(x) \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

将其带入原拉式量得到

$$\mathcal{L}_{s-l} = -\frac{f_e}{\sqrt{2}}\bar{e}e\rho - \frac{f_\mu\nu}{\sqrt{2}}\bar{e}e + e \rightarrow \mu \quad (2.34)$$

可以得知电子质量和缪子质量， $m_e = \frac{f_e\nu}{\sqrt{2}}, m_\mu = \frac{f_\mu\nu}{\sqrt{2}}$ 。中微子依然没有质量。

$$\mathcal{L}_s = -\frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial_\mu\rho - \frac{(\nu + \rho)^2}{8}[(g'B_\mu - gW_\mu^3)(g'B_\mu - gW_\mu^3) + g^2(W_\mu^1W_\mu^1 + W_\mu^3W_\mu^3)] - V[(\frac{\nu + \rho}{\sqrt{2}})^2] \quad (2.35)$$

有上述拉式量可以得出，希格斯粒子质量为 $m_\rho = \sqrt{2}\mu = (2\lambda)^{\frac{1}{2}}\nu$ 。带电中间玻色子的质量为 $m_W = \frac{1}{2}g\nu$ 。中性的中间玻色子的质量 $m_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, m_A = 0$ 。强

子的质量可以用类似的方法推导出来：

$$\begin{aligned}
 m_u &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_u \nu \\
 m_c &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_c \nu \\
 m_d &= \frac{1}{\sqrt{2}} (f_d \cos \theta_c - f_{d'} \sin \theta_c) \\
 m_s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (f_s \cos \theta_c + f_{s'} \sin \theta_c)
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

其中， $f_{u,d,s,c}$ 为耦合常数， θ_c 为相互作用本征态的混合角。至此，利用 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范群构建了弱电统一的模型，引入希格斯场，解释了规范粒子和轻子、强子的质量来源。

2.2 大型强子对撞机上希格斯粒子的产生 [2-5]

在 2012 年，LHC 上的 ATLAS [25] 和 CMS[26] 合作组宣布发现了一个质量约为 125 GeV 的 0 自旋的粒子，宣告了希格斯机制的验证。在 LHC 上，希格斯粒子主要有四种产生模式，胶子胶子融合（gluon-gluon fusion, ggF）、矢量玻色子融合（vector boson fusion, VBF）、矢量玻色子伴随产生（association production with vector boson, VH）和顶夸克对伴随产生（association production with $t\bar{t}$, $t\bar{t}H$ ）。图2.1总结了不同产生模式在不同质心系能量的情况下的产生截面随质量的变化。图2.2总结了四种主要产生模式的费曼图。

胶子胶子融合的希格斯粒子通过顶夸克或者底夸克圈产生。它是 LHC 上最主要的希格斯粒子的产生过程，占比超过 90%。矢量玻色子融合的领头阶费曼图如图2.2(b) 所示。它是 LHC 上第二主要的希格斯粒子的产生过程。它具有明显的运动学特征，两个喷注在前向区域并且横动量比较大，因此两喷注的不变质量、喷注的赝快度、赝快度之差和中心区域的喷注否决都有助于压低背景。矢量玻色子融合是研究希格斯粒子与矢量玻色子的耦合（HWW 和 HZZ 耦合）的重要过程。当对矢量玻色子融合过程进行筛选和测量的过程，必须考虑胶子胶子融合加两个喷注（ggF+2jets）的事例进入信号区域。需要通过考虑运动学特征，将胶子胶子融合的事例压低。

产生子级别的研究表明，矢量玻色子融合具有较高的喷注动量和快度，同时两个喷注的不变质量和赝快度分离都比较大，如图??所示。

早期的唯象学研究表明，下面的筛选条件可以有效的压低其他的 QCD 背景，

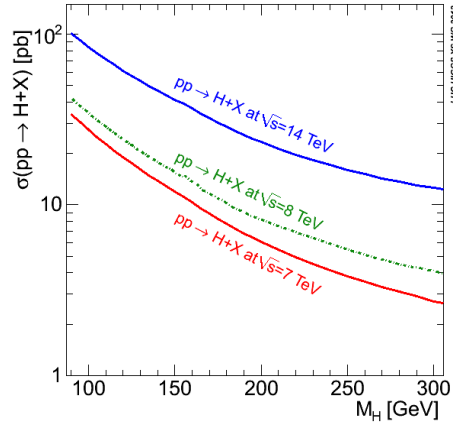


图 2.1: 在 7 TeV, 8 TeV 和 14 TeV 质心系能量下不同希格斯粒子质量假设的预期总产生界面。

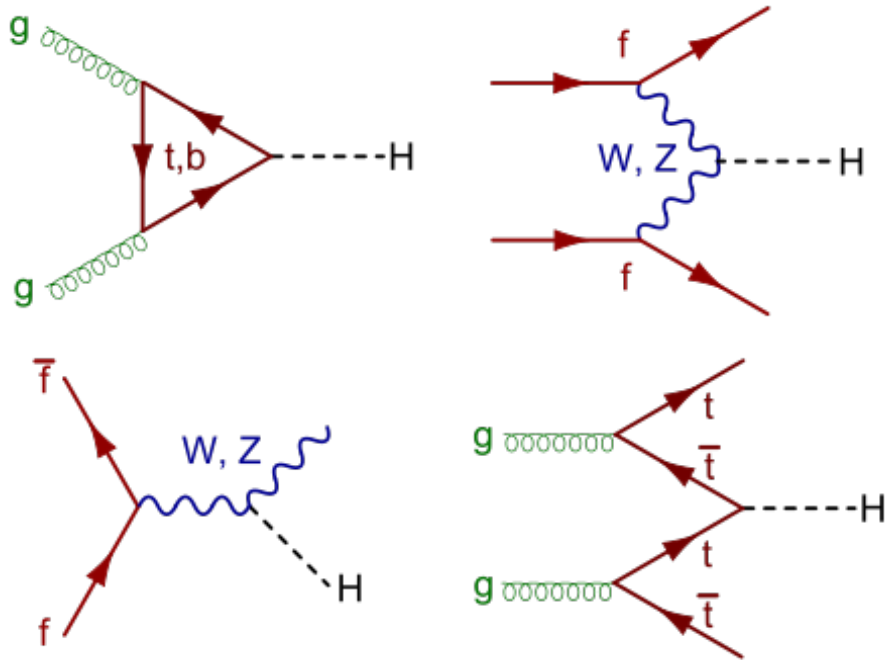


图 2.2: LHC 上, Higgs 粒子的四种主要产生过程的费曼图。

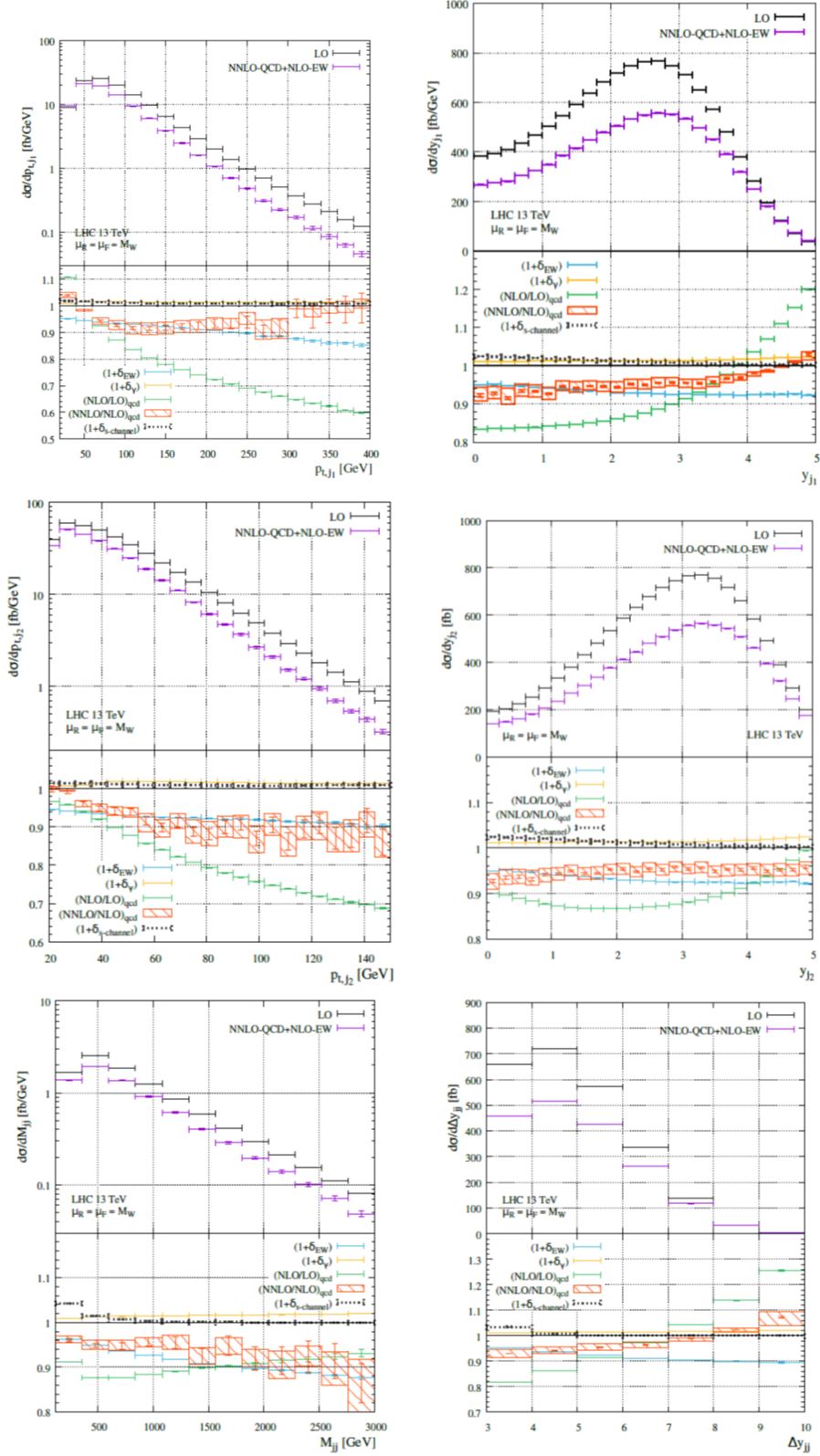


图 2.3: 此图展示了在产生子级别 LO 和 NLO 的矢量玻色子融合过程的零头（此领头）喷注的横动量和快度，以及两喷注的不变质量和快度之差。这种运动学特征可以用来压低其他背景。

提高信号显著度。

$$\begin{aligned}
 p_{T,jet} &> 20 \text{ GeV}, p_{T\gamma} > 20 \text{ GeV} \\
 \eta_j &< 5.0, \eta_\gamma < 2.5 \\
 \Delta R_{jj} &> 0.7, \Delta R_{j\gamma} > 0.7 \\
 \Delta\eta_{jj} = |\eta_{j1} - \eta_{j2}| &> 4.4, \eta_{j1}\eta_{j2} < 0 \\
 \min\eta_{j1}, \eta_{j2} + 0.7 &< \eta_\gamma < \max\eta_{j1}, \eta_{j2} - 0.7
 \end{aligned}$$

在不考虑探测器效率和探测器分辨率的情况，不考虑可去除背景，在 $10fb^{-1}$ 的数据中，预期的信号事例数达到 13 到 21，预期的背景事例数达到 14 到 7，预期的信号显著度达到 3.5 到 6.9 倍标注差。这说明在 LHC 上通过双光子末态发现标准模型希格斯粒子的矢量玻色子融合产生机制是有希望的。

矢量玻色子的伴随产生过程的领头阶费曼图如图2.2(c) 所示。W 或 Z 射出一个希格斯粒子，矢量玻色子会进一步衰变成喷注或者轻子，轻子衰变可以压低 QCD 背景，是寻找 $H \rightarrow b\bar{b}$ 的主要模式。由于末态中存在矢量玻色子，希格斯粒子的横动量比较高。这一产生模式也有助于测量希格斯粒子与矢量玻色子的耦合。

顶夸克对伴随产生的领头阶费曼图如图2.2(d) 所示。这一过程主要用来测量希格斯玻色子与顶夸克的耦合。

为了进一步准确测量不同相空间的产生截面，所有的产生模式被分成互斥的相空间，在重建级别可以设计对不同相空间敏感的子类，采用各种技术来提高其信号显著度。这种相空间划分的方法叫做简化模板截面 (Simplified Template Cross Section, STXS)。STXS-stage1[27] 的划分如图2.4所示。

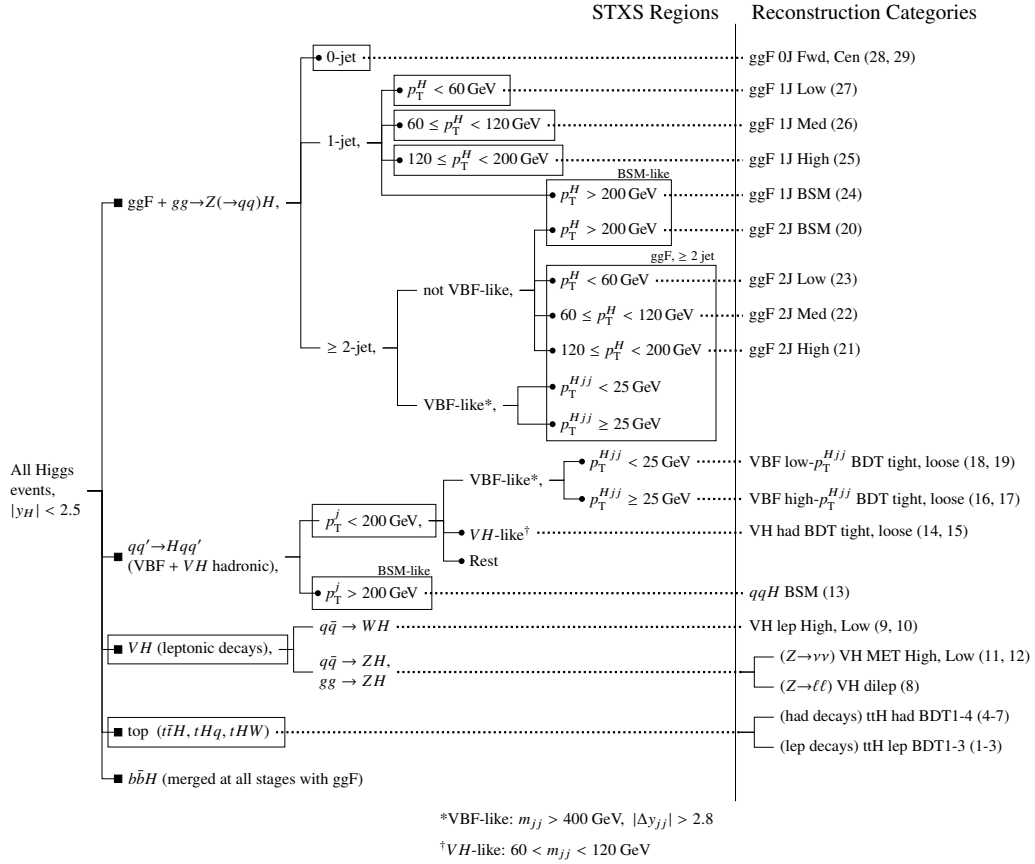


图 2.4: 根据末态运动学将不同产生模式再细分为不同的相空间, 这可以用来提高各个子相空间的信号显著度, 这种分割方式叫做简化模板界面 (Simplified Template Cross Section, STXS)

2.3 希格斯粒子的衰变

希格斯粒子的衰变到包括 $b\bar{b}$ 、 WW^* 、 gg 、 $c\bar{c}$ 、 $Z\bar{Z}$ 、 $\gamma\gamma$ 、 $Z\gamma$ 和 $\mu\mu$ 等衰变道。图2.5展示了不同希格斯粒子质量的预期的分支比。希格斯粒子通过夸克圈或者玻色子圈衰变到两个光子，分支比为 0.228%。希格斯粒子衰变到两个光子的优势是

- 不变质量分布的分辨率比较好，共振态的峰很明显
- 具有一个光滑的连续下降的背景，容易用解析函数描述
- 综合以上两条，两光子衰变到具有良好的信号显著度，是希格斯粒子发现的黄金衰变道。

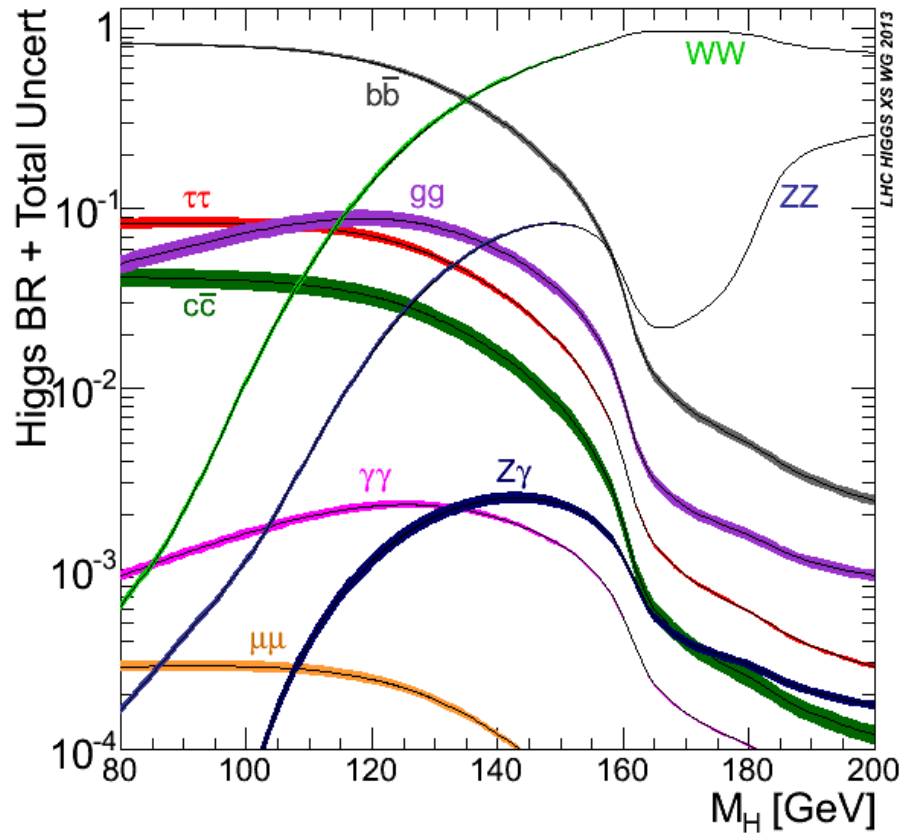


图 2.5: 标准模型中不同希格斯粒子质量假设下的各衰变道的分支比。

第 3 章 大型强子对撞机 (LHC) 和 ATLAS 探测器

3.1 大型强子对撞机 (LHC)

大型强子对撞机是世界上最大的能量最高的粒子对撞机。它安装在 27 公里长的大型轻子对撞机的隧道里, 它位于法国瑞士边境的底下 100 米。大型强子对撞机上有四个探测器, ALICE、ATLAS、CMS 和 LHCb。ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 是研究相对论重离子对撞的探测器。它的研究对象是高温高密度的核子系统, 叫做夸克-胶子等离子体 (quark gluon plasma)。这有助于我们理解宇宙早期的状态和夸克的禁闭和渐进自由。ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 和 CMS (Compact Muon Solenoid) 是两个通用的粒子探测器, 其物理目标是验证标准模型、寻找和测量标准模型希格斯离子和寻找超标准模型的新物理。LHCb (Large Hadron Collider beauty) 是一个前向探测器, 其物理目标是研究底夸克的性质和 CP 破缺等等。ATLAS 和 CMS 的数据来自于质子质子对撞。氢气被电磁场剥离电子之后成为稳定的质子源。LHC 的加速器结构 [28] 如图3.1所示 Benedikt 等 (2001)。质子源首先进入 LINARC2, 被加速到 50 MeV。然后进入 PSB (Proton Synchrotron Booster), 被加速到 1.4 GeV。然后进入 PS (Proton Synchrotron), 被加速到 25 GeV。之后进入 SPS (Super Proton Synchrotron), 被加速到 450 GeV。之后进入 27 公里的隧道, 被加速到 6.5 TeV。LHC 预期的对撞质心系能量为 14 TeV, 峰值的瞬时亮度为 $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ 。LHC 从 2010 年开始取数, 在 2010 和 2011 年中, ATLAS 和 CMS 都手机了对撞能量为 7 TeV 的数据 $5.1 fb^{-1}$ 。在 2012 年, 对撞能提高到 8 TeV。在一年的运行时间内, ATLAS 和 CMS 都收集到大约 $21.3 fb^{-1}$ 数据。在 2015 年, 对撞能量提高到 13 TeV, 在 2015-2018 年中, 一共取数约 $140 fb^{-1}$ 的数据。图3.2显示取数进程。

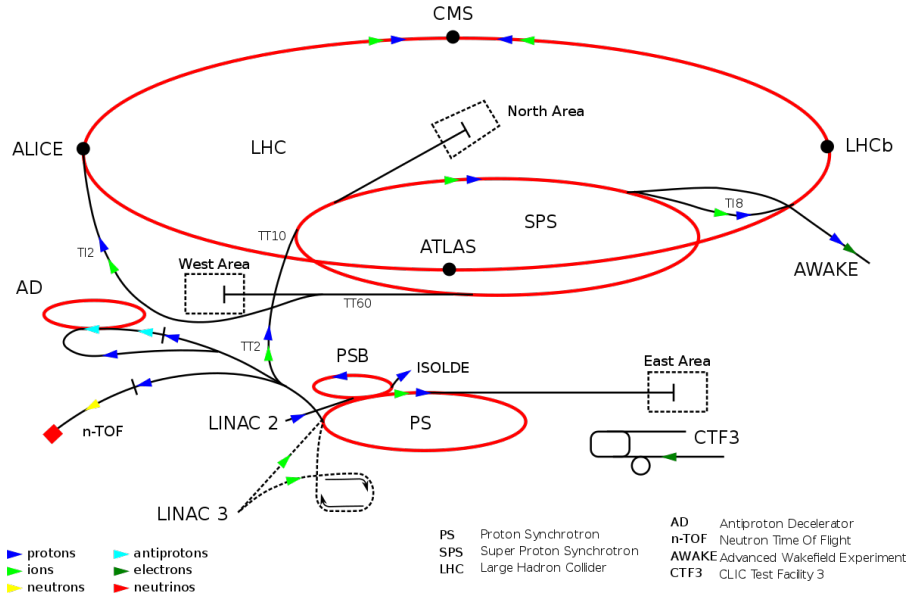


图 3.1: LHC 加速器的基本结构

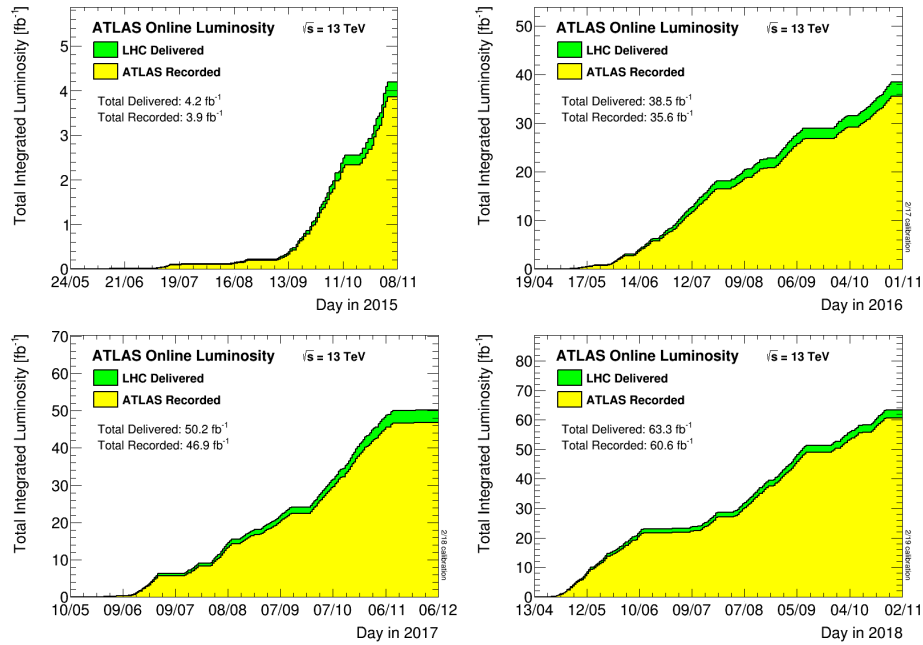


图 3.2: 2015-2018 年每年的取数进程和积分亮度。

3.2 ATLAS 探测器 [6]

ATLAS 探测器是一个前后对称的圆柱形探测器。它由磁铁、内部径迹探测器、电磁量能器、强子量能器和缪子探测器组成。其设计的目标参数如表3.1。图3.3展示了 ATLAS 探测器的结构。

3.2.1 径迹探测器

ATLAS 内部径迹探测器对带电径迹提供了很好的动量分辨和初级顶点次级顶点的测量。它也能对满足动量和赝快度的电子提供粒子鉴别。内部径迹探测器的平面结构如图3.4所示，立体结构如图3.5所示。内部径迹探测器放在一个长度为 7024mm 半径为 1150mm 的圆柱里。磁场强度为 2T。内部径迹探测器由三个独立并且互补的自探测器组成。它们的尺寸在表3.2中列出。内部的硅像素和硅微条探测器可以提供很好的动量分辨。外部的穿越辐射探测器的体积很大，可以包含更多的击中点。平均一个径迹由 36 个击中点组成，这 36 个击中点可以提供很好的动量分辨，并且与电磁量能器一起提供电子鉴别。

3.2.2 量能器

ATLAS 量能器是由一系列平面对称并且全覆盖的取样量能器组成，其包含一个桶部探测器和两个端盖测量器组成。桶部是一个电磁量能器，同时每个端盖也包含一个电磁量能器 (EMEC)。端盖包括一个强子量能器 (HEC) 和一个前向量能器 (FCal)。结构如图??所示。电磁量能器是由液氩 (LAr) 搭建而成。强子量能器由闪烁体砖块构成。其具体参数如表??

3.2.3 缪子探测器

缪子探测器的结构如图3.7 3.8，具体参数如表3.4所示。缪子探测器是基于缪子径迹在大型空心超导线圈中的电磁沉积和高精度的径迹室。在桶部，径迹是由三

detector component	required resolution	η coverage	
		measurement	trigger
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Hadronic calorimetry			
barrel and end-cap	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
forward	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$\pm 3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Muon spectrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV	$\pm 2 : 7$	± 2.4

表 3.1: ATLAS 探测器的目标参数

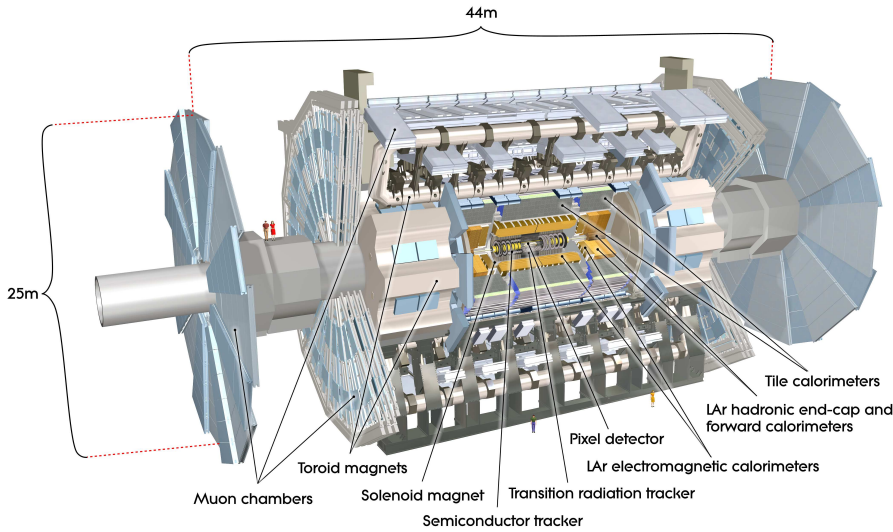


图 3.3: ATLAS 探测器结构示意图

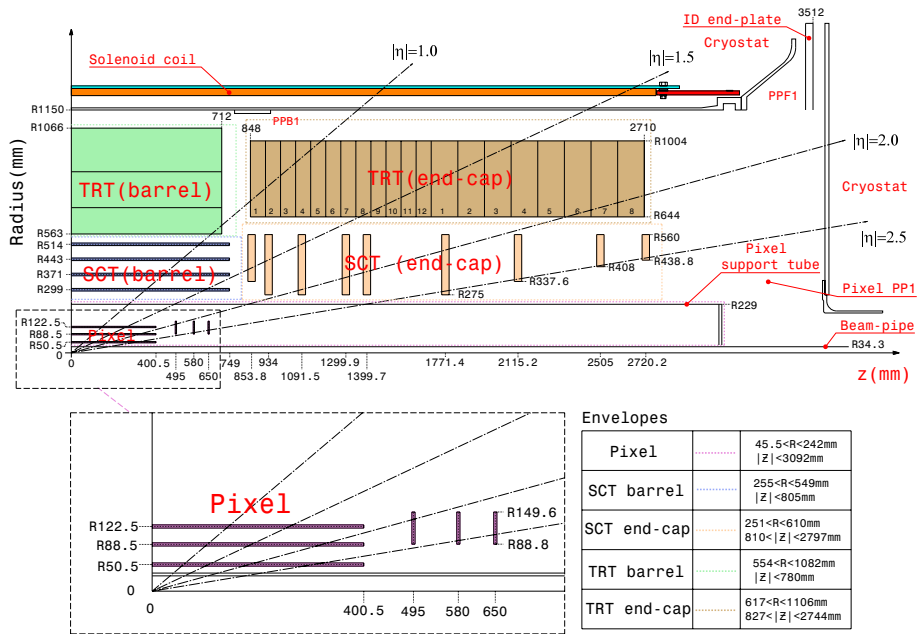


图 3.4: ATLAS 内部径迹探测器截面图。

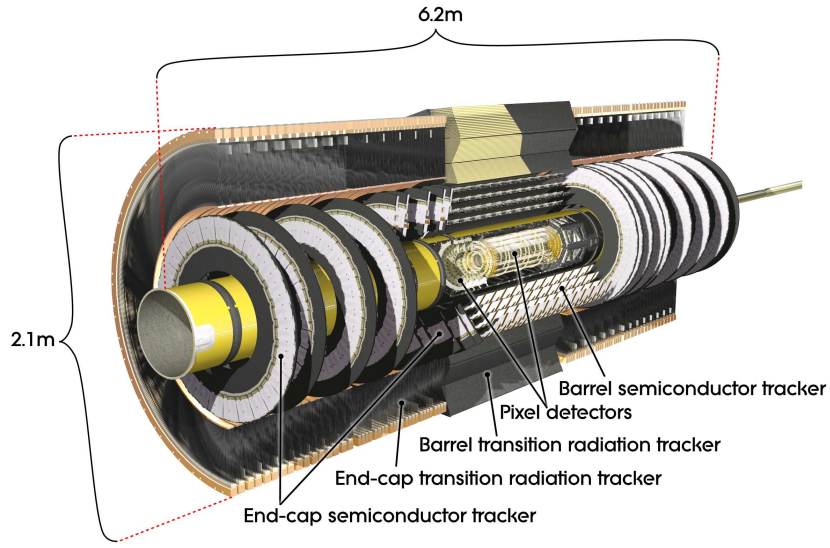


图 3.5: ATLAS 内部径迹探测器立体结构图

Item		Radial extension(mm)	Length(mm)
Overall ID envelope		$0 < R < 1150$	$0 < Z < 3512$
Beam pipe		$29 < R < 36$	
Pixel	Overall envelope	$45.5 < R < 242$	$0 < Z < 3092$
	sensitive barrel	$50.5 < R < 122.5$	$0 < Z < 40.5$
	sensitive end-cap	$88.8 < R < 149.6$	$495 < Z < 650$
SCT	overall envelope	$255 < R < 549(barrel)$	$0 < Z < 805$
		$251 < R < 610(end - cap)$	$810 < Z < 2797$
	sensitive barrel	$299 < R < 514$	$0 < Z < 749$
TRT	sensitive end-cap	$275 < R < 560$	$839 < Z < 2735$
	overall envelope	$554 < R < 1082(barrel)$	$0 < Z < 749$
		$617 < R < 1106(end - cap)$	$827 < Z < 2744$
	sensitive barrel	$536 < R < 1066$	$0 < Z < 712$
	sensitive end-cap	$644 < R < 1044$	$848 < Z < 2710$

表 3.2: 内部探测器系统的主要参数

		Barrel	End-cap	
EM calorimeter				
Presampler Calorimeter	1	$ \eta < 1.52$	1	$1.52 < \eta < 1.8$
	3	$ \eta < 1.35$	2	$1.35 < \eta < 1.5$
	2	$1.35 < \eta < 1.475$	3	$1.5 < \eta < 2.5$
			2	$2.5 < \eta < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ versus $ \eta $				
Presampler Calorimeter 1st layer	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
	0.025/8×0.1	$ \eta < 1.4$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
Calorimeter 2nd layer			0.025/8×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
			0.025/6×0.1	$1.8 < \eta < 2.0$
			0.025/4×0.1	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
	0.025×0.025	$ \eta < 1 : 40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
Calorimeter 3rd layer	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
	0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$		
	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.35 < \eta < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536(both sides)	
Calorimter	101760		62208(both sides)	
LAr hadronic end-cap				
η coverage			$3.1 < \eta < 4.9$	
number of layers			4	
Granularity of $\Delta\eta \times \Delta\Phi$			0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
			0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
readout			5632	
LAr forward calorimeter				
η coverage			$3.1 < \eta < 4.9$	
Number of layers			3	
Granularity	FCal1 : 3.0×2.6		$3.15 < \eta < 4.30$	
			FCal1 : four times finer	$3.10 < \eta < 3.15$
				$4.30 < \eta < 4.83$
			FCal2 : 3.3×4.2	$3.24 < \eta < 4 : 50$
			FCal2 : four times finer	$3.20 < \eta < 3.24$
				$3.50 < \eta < 4.81$
			FCal3 : 5.4×4.7	$3.32 < \eta < 4.60$
			FCal3 : four times finer	$3.20 < \eta < 4.32$
			$4.60 < \eta < 4.70$	
Readout channels				
Scintillator tile calorimeter				
η coverage Number of layers Granularity Last layer Readout channels	barrel		end-cap	
	$ \eta < 1$		$0.8 < \eta < 1 : 7$	
	3		3	
	0.1×0.1		0.1×0.1	
	0.2×0.1		0.2×0.1	
5760		4092		

表 3.3: 量能器的基本参数

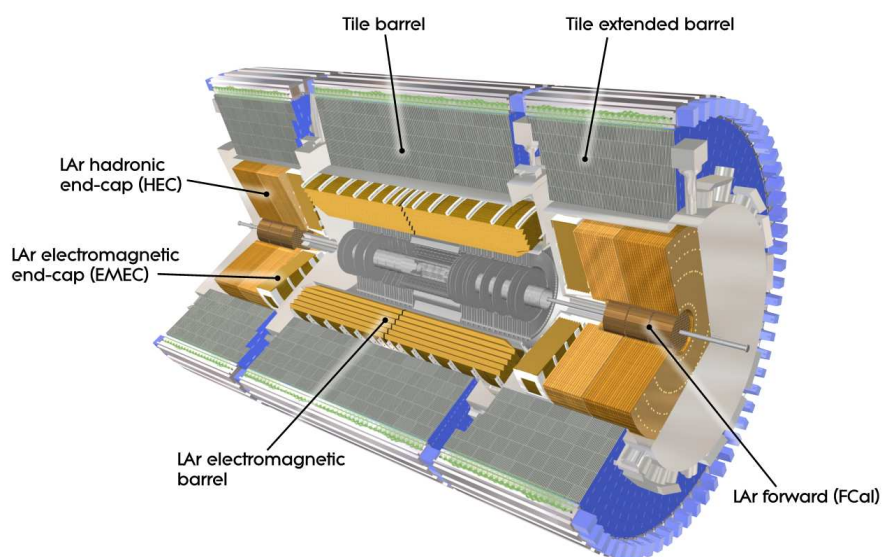


图 3.6: ATLAS 探测器量能器结构示意图。

层圆柱形的径迹室测量，在过度区域和端盖区域，径迹是由垂直于束流的三层径迹室测量。缪子探测器的结构包括监测漂移管、阻性板室、阴极条室和窄气隙室。

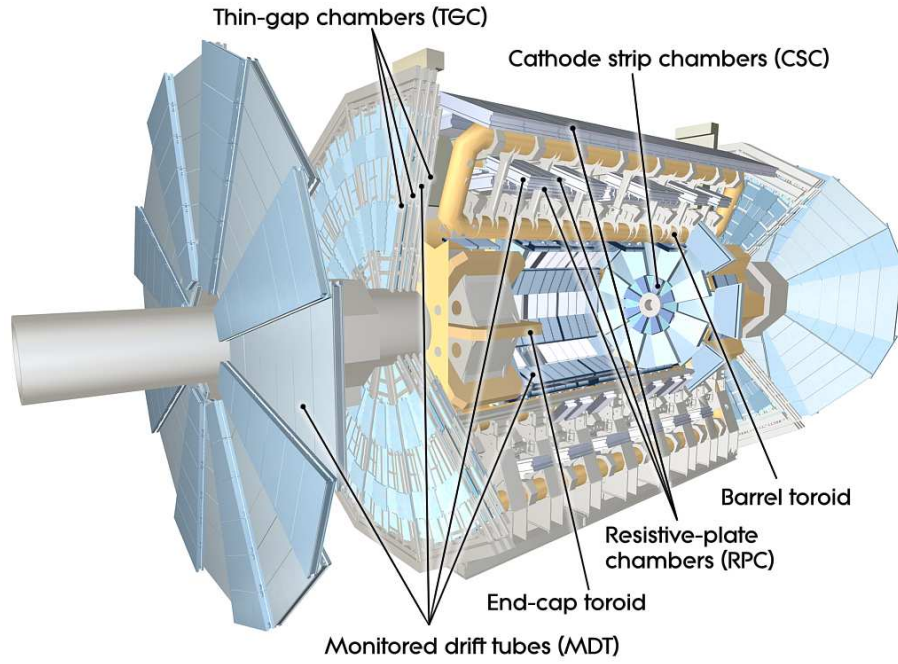


图 3.7: ATLAS 探测器缪子探测器结构示意图

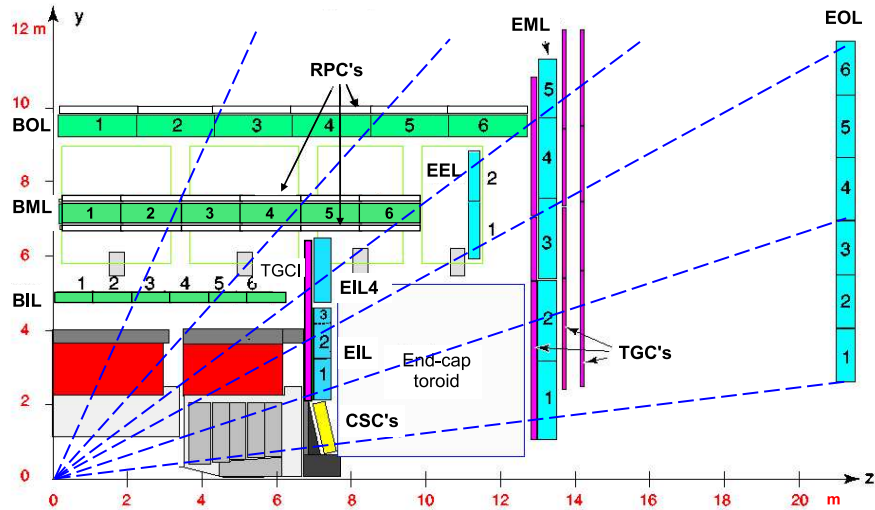


图 3.8: ATLAS 探测器缪子探测器平面示意图

Monitored drift tubes	MDT
-Converage	$ \eta < 2.7$, innermost layer $ \eta < 2.0$
-Number of chambers	1088(1150)
-Number of channels	339000(354000)
-Function	Precision tracking
Cathodic strip chamber	CSC
-Converage	$2.0 < \eta < 2.7$
-Number of chambers	32
-Number of channels	31000
-Function	Precision tracking
Resistive plate chambers	PRC
-Converage	$ \eta < 1 : 05$
-Number of chambers	544(606)
-Number of channels	359000(373000)
-Function	Triggering, second coordinate
Thin gap chambers	TGC
-Converage	$1.05 < \eta < 2.7(2.4 \text{ for triggering})$
-Number of chambers	3588
-Number of channels	318000
-Function	Triggering, second coordinate

表 3.4: 缪子探测器的参数

第 4 章 数据和模拟样本

4.1 对撞数据

本研究采用 ATLAS 从 2015 年运行到 2017 年的收即到的 13TeV 质子质子对撞的数据。经过数据质量的筛选，确保所有所有探测器正常工作之后，一共收集到 80 fb^{-1} 。在 2015 和 2016 年的数据中，每次束流对撞的平均对撞顶点数为 24，到 2017 年其增长为 38。筛选后的事例必须通过两光子的触发，领头光子的横动量大于 35 GeV，次领头的光子横动量大于 25 GeV。

4.2 蒙特卡洛模拟

4.2.1 信号样本

主要的标准模型希格斯玻色子的产生模式都用蒙特卡罗模拟进行估计。质量和宽度设置为 $m_H = 125 \text{ GeV}$ 和 $\Gamma_H = 4.07 \text{ MeV}$ 。样本归一到最近的标准模型理论计算。胶子胶子融合产生的希格斯玻色子是由 POWHEG NNLOPS 程序在 NNLO 精度下产生的。由 POWHEG NNLO 产生的部分子级别的事例通过 PYTHIA 进行部分子簇射和强子化过程。样本被归一到 N3LO 的 QCD 计算。矢量玻色子融合产生的希格斯粒子是由 POWHEG BOX 程序在 NLO 精度下产生的。由 POWHEG BOX 产生的部分子级别的事例通过 PYTHIA 进行部分子簇射和强子化过程。样本被归一到 NNLO 的 QCD 计算。VH 产生的希格斯粒子是由 POWHEG BOX 程序在 NLO 精度下产生的。由 POWHEG BOX 产生的部分子级别的事例通过 PYTHIA 进行部分子簇射和强子化过程。样本被归一到 NLO 的 QCD 计算。ttH 产生的希格斯粒子是由 MG5_aMC@NLO 程序在 NLO 精度下产生的。部分子级别的事例通过 PYTHIA 进行部分子簇射和强子化过程。样本被归一到 NLO 的 QCD 计算。

4.2.2 背景样本

双光子的连续本底由 Sherpa 在领头阶进行模拟，模拟的过程最多伴随三个额外的部分子。分析过程中的背景建模需要大统计量的背景样本，这个样本是通过参数化的探测器的快速模拟获得的。表 3.1 总结了所有用到的信号和背景的蒙特卡洛模拟样本。

Process	Generator	Showering	PDF set	$\frac{\sigma[pb]}{\sqrt{s}=13\ TeV}$	Order of calculation
ggH	POWHEG NNLOPS	PYTHIA8	PDF4LHC15	48.52	N3LO(QCD)+NLO(EW)
VBF	POWHEG BOX	PYTHIA8	PDF4LHC15	3.78	NNLO(QCD)+NLO(EW)
WH	POWHEG BOX	PYTHIA8	PDF4LHC15	1.37	NNLO(QCD)+NLO(EW)
$q\bar{q}' \rightarrow ZH$	POWHEG BOX	PYTHIA8	PDF4LHC15	0.76	NNLO(QCD)+NLO(EW)
$gg \rightarrow ZH$	POWHEG BOX	PYTHIA8	PDF4LHC15	0.12	NLO+NLL(QCD)
$t\bar{t}H$	<i>MG_aMC@NLO</i>	PYTHIA8	NNPDF3.0	0.51	NLO(QCD)+NLO(EW)
$b\bar{b}H$	<i>MG_aMC@NLO</i>	PYTHIA8	CT10	0.49	5FS(NNLO)+4FS(NLO)
tH	<i>MG_aMC@NLO</i>	PYTHIA8	CT10	0.07	4FS(LO)
tWH	<i>MG_aMC@NLO</i>	HERWIG++	CT10	0.02	5FS(NLO)
$\gamma\gamma$	SHERPA	SHERPA	CT10		
$V\gamma\gamma$	SHERPA	SHERPA	CT10		

表 4.1: 不同物理过程的事例产生器信息。

第 5 章 粒子重建、鉴别和刻度

5.1 光子 [7–10]

5.1.1 重建

光子和电子在 ATLAS 探测器上的行为非常相似，都会在电磁量能器中产生电磁簇射，因此它们的重建是同时进行的。由于光子会在电磁量能器之前有一定几率转化为正负电子对，转换光子会产生一到两条带电径迹，因此光子的重建分为转换光子的重建和非转换光子的重建。重建的方法上和 Run1 的策略一致，具体描述如下：

- 首先，在电磁量能器上以 $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.025 \times 0.0245$ 为单位的 3×5 的窗口，作为寻找电磁簇射团的种子，要求这一簇射团的能量大于 2.5 GeV。模拟样本中，对于横能量大于 20 GeV 的光子，簇射团寻找的效率大于 99%。
- 然后，内部径迹探测器重建得到的径迹与电磁量能器的种子簇射团相匹配。用强子量能器中的能量泄漏和电磁量能器中 η 方向的分布作为初步筛选条件对种子簇射团进行筛选，通过筛选的簇射团定义为感兴趣的区域（Region of Interest, ROI）。将一条径迹与此簇射团匹配，如果匹配不成功，则采用卡曼滤波和高斯和滤波的方法对能量损失进行修正，然后重新匹配。
- 和簇射团初步匹配的径迹作为转换顶点重建的输入。硅径迹和 TRT 径迹都被用来重建转换顶点。如果有两条候选径迹，那么它们可以重建一个转换顶点。如果只有一条候选径迹，则最靠近束流的击中点作为转换顶点。为了提高转换光子的纯度，所有的径迹都要经过筛选，确保候选径迹来自电子，尤其是对于 TRT 径迹。如果有多个重建顶点与簇射团匹配，则选择最靠近束流的定点。
- 根据径迹和转换顶点的性质，这一对象被判别光子或者电子。

对于横能量大于 20 GeV 的光子，一个真正的转换光子的重建效率大于 70%。在 $\mu = 0$ 时，效率大于 75%，在 $\mu = 60$ ，效率降到大约 65%。真实的非转换光子被误判为转换光子的比例大约在 1% 和 9% 之间。

5.1.2 鉴别

在 ATLAS 上，光子的鉴别依赖于量能器簇射团的形状变量的矩形截断，这些变量可以很好的区分真正的光子和来自于中性强子衰变或者 QCD 喷注的误判。这

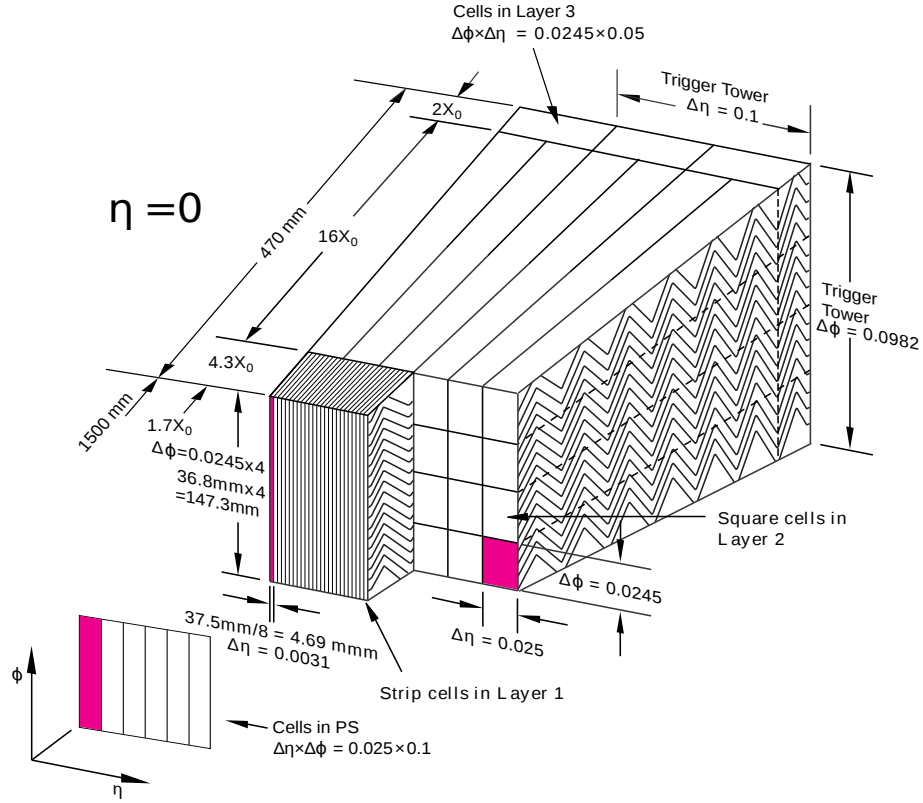


图 5.1: ATLAS 探测器电磁量能器第一层的颗粒度示意图

些变量的定义总结在表5.1和图5.3中。这些变量描述了电磁量能器中簇射团的横向和纵向分布以及强子量能器的能量泄漏。这些变量的分布如图 4.4-4.13 所示。真实的光子具有很窄的簇射团并且在强子量能器中有比较小的能量泄漏。从 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

衰变产生的背景会在电磁量能器第一层产生两个局部最大值。如图5.1所示，量能器第一层有很好的颗粒度，可以分辨出 π^0 衰变出的两个光子。图5.2所示， π^0 的电磁簇射团在电磁量能器第一层有两个峰，而真实的光子只有一个峰。两套筛选条件“宽松的”和“严格的”被用来对光子进行鉴别。两套筛选条件的区别是所用变量数量的不同和每一个变量的截断值不同。

5.1.3 能量刻度

ATLAS 的量能器是取样型量能器，量能器中只沉积了部分能量，并且在电磁量能器之前有一定能量丢失，在强子量能器中有一定能量泄漏，所以光子的能量需要刻度。ATLAS 中光子能量刻度的一般流程如图 4.14 所示。具体流程简述如下：

- 根据量能器中簇射团的性质，包括横向纵向的能量分布和强子量能器中的能量泄漏，在蒙特卡洛模拟的样本中利用多变量回归技术，将重建级别的能量修正到真实的能量。这一个优化过程对电子、转换光子和非转换光子分别执行。

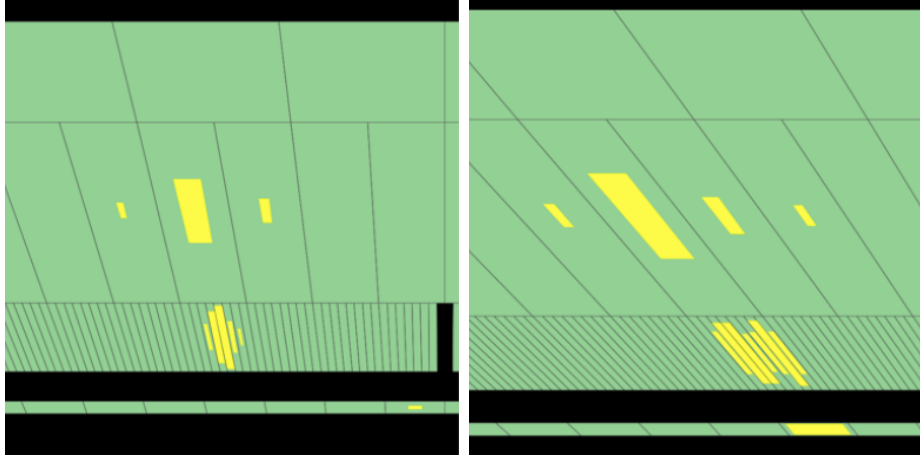


图 5.2: 光子 (左) 和 π^0 介子 (右) 在电磁量能器中的簇射团形状。从图中可以看出, 由于 π^0 介子会衰变成两个光子, 所以在电磁量能器第一层会看到两个峰。

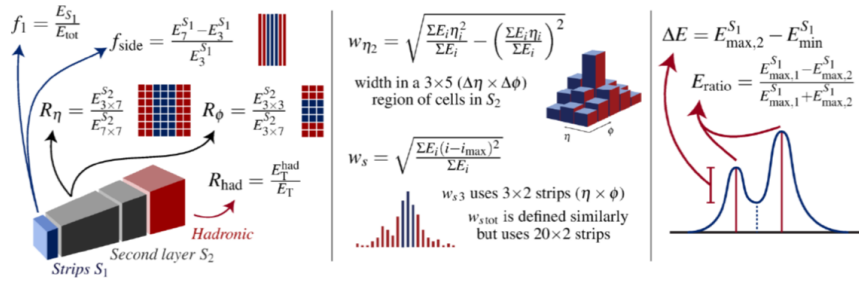


图 5.3: 用来描述光子簇射团形状的变量的示意图

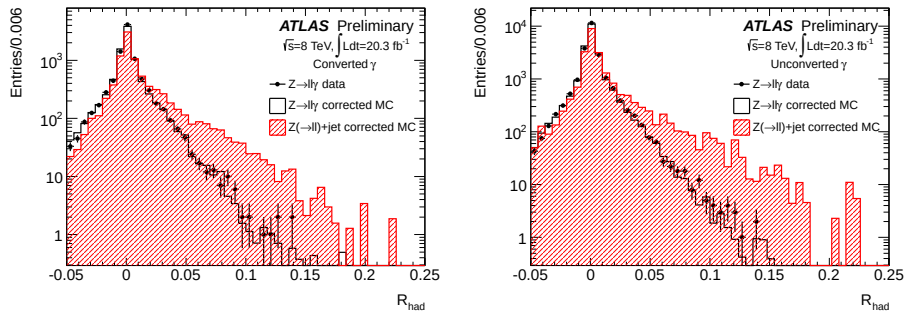


图 5.4: 转换光子和非转换光子的 R_{had} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 $>$ 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll + \text{jet}$ 事例中的假光子

category	description		name	loose	tight
acceptance	$ \eta < 2.37$ with $1.37 < \eta < 1.52$ excluded		-	✓	✓
Hadronic leakage	Ratio of E_T in the first sampling layer of the hadronic calorimeter to the E_T of the EM calorimeter (used over the range $ \eta < 0.8$ or $ \eta > 1.52$) Ratio of E_T in the hadronic calorimeter to the E_T of the EM calorimeter (used over the range $0.8 < \eta < 1.37$)		R_{had1} R_{had}	✓ ✓	✓ ✓
EM middle layer	Ratio of the energy in 3×7 cells over the energy of 7×7 cells centered around the photon cluster position $\text{Ratio} = \frac{E_i}{\sum E_i} \frac{(\sum E_i)^2}{(\sum E_i^2)}$ where E_i is the energy and i is the pseudo-rapidity in cell i and the sum is calculated within the window of 3×5 cells		R_p	✓	✓
EM strip layer	Lateral shower width, $\sqrt{(\sum E_i x_i^2)/(\sum E_i)}$, where x_i is the index of the highest energy strip calculated from the three strips around the strip with highest energy deposit		w_{p2}	✓	✓
	Lateral shower width, $\sqrt{(\sum E_i (t - i_{max})^2)/(\sum E_i)}$, where i runs over all strips in a window of $3 \times 2 \eta \times \phi$ strips, i_{max} is the index of the highest energy strip in the layer		R_p	✓	✓
	Total lateral shower width, $\sqrt{(\sum E_i (t - i_{max})^2)/(\sum E_i)}$, where i runs over all strips in a window of $20 \times 2 \eta \times \phi$ strips, i_{max} is the index of the highest energy strip in the layer		w_{s3}	✓	✓
	Energy outside the core of the three central strips but within seven strips divided by energy within the three central strips		f_{side}	✓	✓
	Ratio of the energy difference between the maximum energy deposit and the energy deposit in the secondary maximum in the cluster to the sum of these energies Ratio of the energy in the first layer to the total energy of the EM cluster		E_{ratio} f_1	✓ ✓	✓ ✓

表 5.1: 用来定义“宽松的”和“严格的”光子鉴别条件的甄别变量

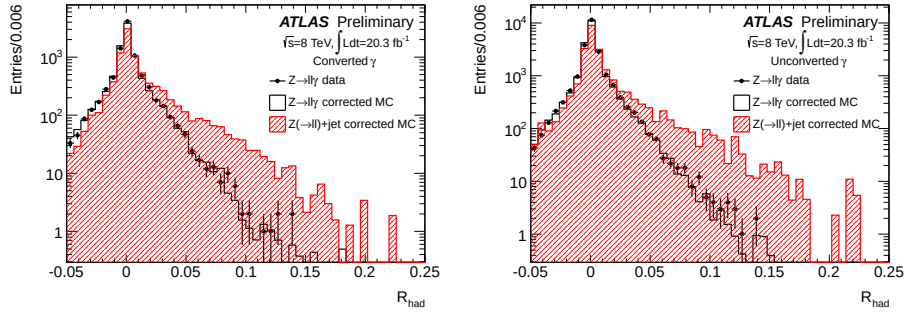


图 5.5: 转换光子和非转换光子的 R_{had} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

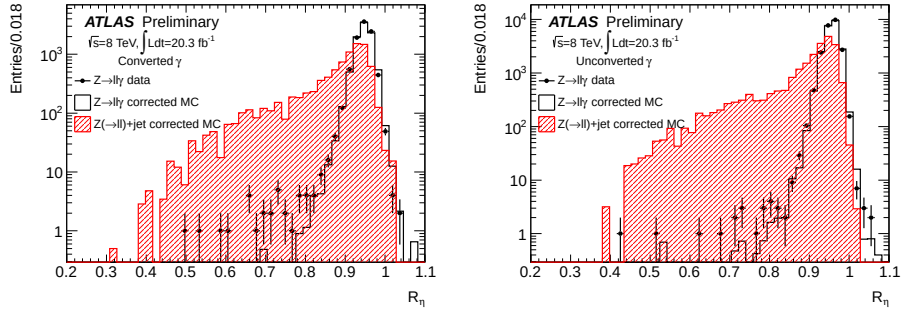


图 5.6: 转换光子和非转换光子的 R_η 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

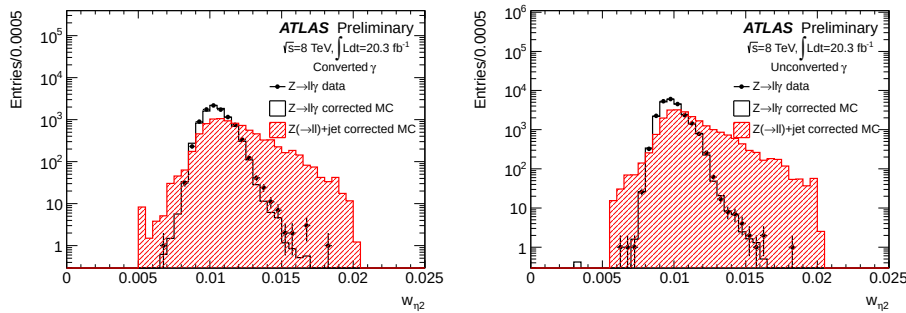


图 5.7: 转换光子和非转换光子的 w_{η^2} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

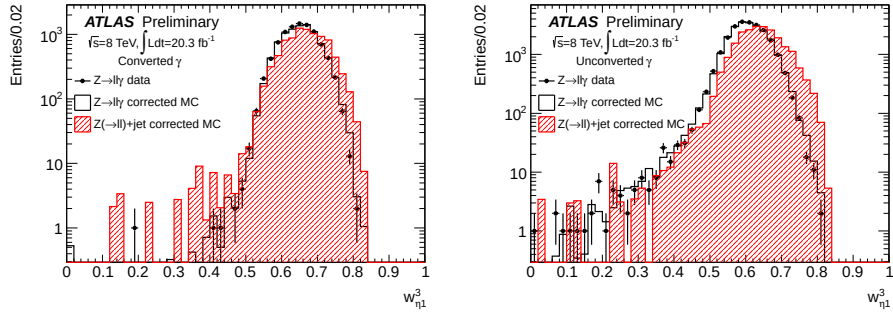


图 5.8: 转换光子和非转换光子的 w_1 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

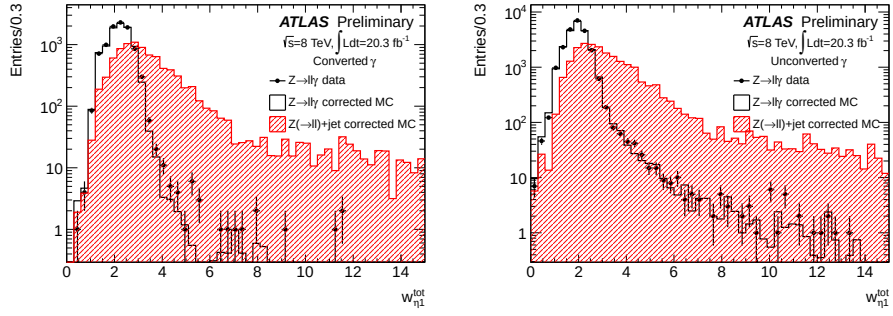


图 5.9: 转换光子和非转换光子的 $w_{s,tot}$ 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

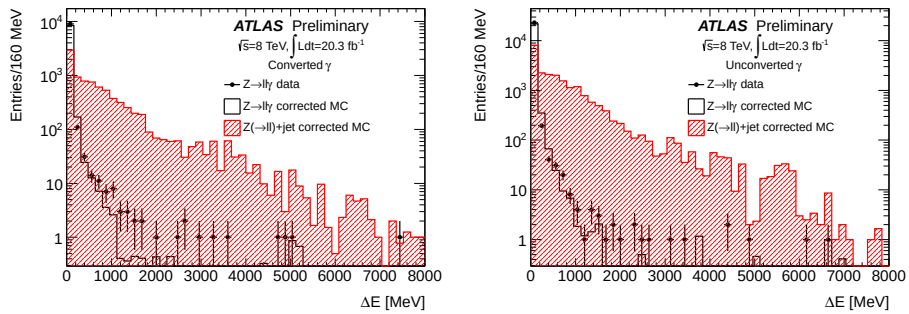


图 5.10: 转换光子和非转换光子的 ΔE 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

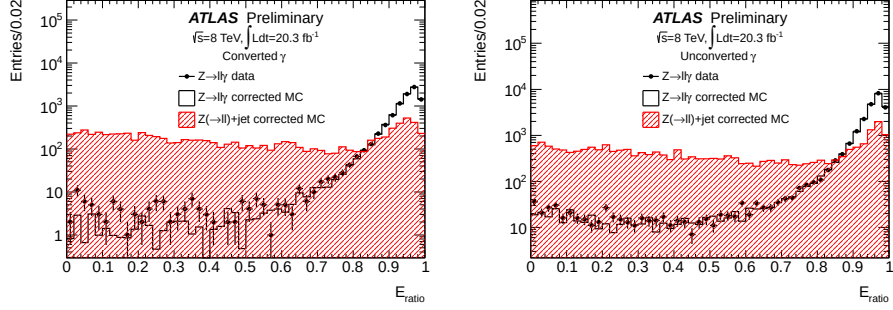


图 5.11: 转换光子和非转换光子的 E_{ratio} 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

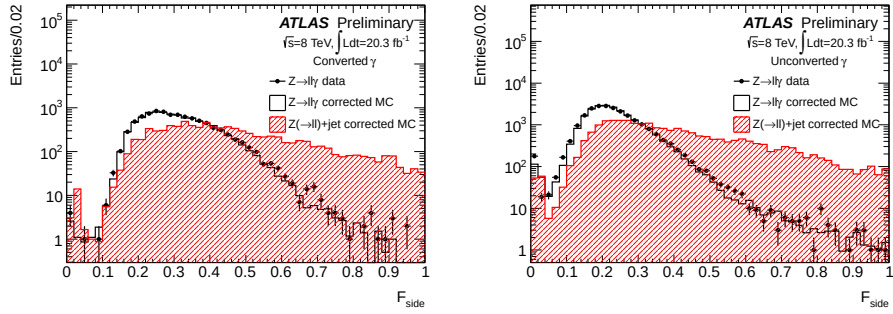


图 5.12: 转换光子和非转换光子的 f_1 分布。光子的运动学要求是 $E_T > 20 \text{ GeV}$; $|\eta| < 2.37$ (exclude $1.37 < |\eta| < 1.52$)。黑色的点 > 是 2012 年数据样本中的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例。黑色的直方图是来自于模拟的 $Z \rightarrow ll\gamma$ 事例中的真实光子。红色的直方图是模拟的 $Z \rightarrow ll+\text{jet}$ 事例中的假光子

criteria	calo ISO	track ISO
loose	$E_T^{ISO} _{\Delta R < 0.2} < 0.065 E_T$	$p_T^{ISO} _{\Delta R < 0.2} < 0.05 p_T$
tight	$E_T^{ISO} _{\Delta R < 0.4} < 0.022 E_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{ISO} _{\Delta R < 0.2} < 0.05 p_T$
calo-only	$E_T^{ISO} _{\Delta R < 0.4} < 0.022 E_T + 2.45 \text{ GeV}$	

表 5.2: 光子孤立化条件

- 对于数据中每一层的能量分布进行修正，确保蒙特卡洛模拟的纵向能量分布和修正的数据中的纵向分布相一致，这也是多变量回归在数据中有效的前提。
- 将从蒙特卡洛中训练出来的多变量回归应用到修正的数据中，得到修正的能量值。
- 为了抵消一些探测器无法模拟的效应，诸如未优化的高压区域和几何效应等等，通过一系列和依赖的函数对响应进行修正，以保证响应的均一性。
- 利用 $Z \rightarrow ee$ 事例或者 $Z \rightarrow ee\gamma$ 事例，通过数据和蒙特卡洛的比较，推导出一个全局的光子能标的修正
- 利用 $J/\psi \rightarrow ee\gamma$ 事例对光子能标进行验证，并且给出系统误差。

5.1.4 孤立化

与光子鉴别相似，光子的孤立化条件也是用来排除来自于 QCD 喷注的误判本底。喷注的簇射团比较大，所以在候选光子的簇射团周围还会有一定的能量沉积，用这个条件可以减少 QCD 喷注的本底。在 ATLAS 上，光子孤立化能量的定义是在光子候选周围 ΔR 距离的椎体内的能量沉积。它分为量能器孤立化和径迹孤立化两部分。量能器孤立化 E_T^{Iso} 是电磁量能器上，光子候选周围除去光子能量沉积之外的能量沉积之和。径迹孤立化 p_T^{Iso} 是指光子周围除去转换光子径迹的其他径迹的横动量之和。ATLAS 实验中产用的光子孤立化条件总结在表5.2。

5.2 电子 [11, 12]

5.2.1 重建

在中心区域 $|\eta| < 2.5$ ，利用径迹与电磁量能器簇射团匹配来重建电子。具体步骤如下：

- 簇射团重建：如 4.1.1 所述，以 $E_T > 2.5 \text{ GeV}$ 的能量沉积为种子，利用 sliding-window 的方法寻找一个 3×5 的簇射团。

- 径迹与簇射团匹配： $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ 的径迹利用最后一个测量点延拓到电磁量能器第二层。延拓点的 $\eta - \phi$ 与簇射团种子的位置相比较，如果一个径迹的延拓点与电磁量能器簇射团的重心满足 $|\Delta\eta| < 0.05$ ，那么径迹与簇射团被认为是成功匹配了。如果不止一条径迹与簇射团匹配，则优先考虑在硅微条探测器和硅像素探测器上有击中的径迹。如果没有径迹与簇射团匹配，则认为这个对象是光子。如果有临近的两条径迹与簇射团匹配被认为是转换光子。转换光子和电子的区分依赖于转换顶点和径迹的第一个击中点的位置。
- 电子候选的重建：径迹和簇射团匹配之后，根据簇射团的位置重新对簇射团的大小进行优化。对于桶部区域，簇射团的大小扩大为 3×7 ，端盖区域簇射团的大小扩大为 5×5 。

对于前向区域 ($2.5 < |\eta| < 4.9$)，由于没有径迹探测器，电子的重建依赖前向区域的电磁量能器。由于没有径迹信息，无法区分光子与电子。要求电子 $E_T > 20 \text{ GeV}$ ，在此情况下电子重建效率大于 99%。在这里使用拓扑簇射团 (topological cluster) 的方法重建簇射团。

5.2.2 鉴别

电子的鉴别依赖于径迹信息、量能器信息和径迹与量能器的匹配情况。一系列连续的截断作用在这些变量上。这些信息有助于区分真电子和来自于强子的假电子。电子的鉴别条件分为三组，“宽松的”、“中等的”和“严格的”。不同的鉴别条件有不同的排除背景的能力和真实电子的鉴别效率。更严格的鉴别条件会增加更多的筛选变量并且对原来的变量应用更严格的截断条件。具体描述如下：

- “宽松的”：“宽松的”的筛选条件使用了电磁量能器第一层和第二层的簇射团形状变量，和强子量能器中能量泄漏的信息。额外的径迹和簇射团的匹配条件可以使背景降低到五分之一，同时维持较高的信号效率。
- “中等的”：“中等的”筛选条件在“宽松的”的基础上添加了关于硅像素探测器最里层的击中的信息（为了排除转换光子）。在横向碰撞参数 $|d_0|$ 上加上一个筛选条件，并且判别 TRT 中的跃迁辐射（排除来自于强子的电子）。“宽松的”筛选条件里面用的变量的筛选条件也都变得更加严格。
- “严格的”：“严格的”筛选条件在“中等的”筛选条件基础上使每个变量的截断值更加严格。同时，对径迹质量（TRT 中的击中点）、电子量能器的能量沉积与径迹动量之比和转换光子否决方面有更严格的要求。这使得相比于“中等的”条件，排除背景的能力提高了一倍。

5.2.3 能量刻度

电子的能量刻度与光子的能量刻度相同。见 4.1.3。

5.3 缪子 [13, 14]

5.3.1 重建和鉴别

联合的 ID-MS 缪子重建是根据 ID 和 MS 的信息来进行的。根据子探测器的信息，缪子被分为四类进行重建：

- Combined muon: 在 ID 和 MS 各自独立地进行缪子重建，并且在 ID-MS 的联合拟合中重新拟合出一条径迹。大多数缪子使用 outside-in 的方法，从 MS 内推出一条径迹与 ID 中的径迹匹配。还有小部分用 inside-out 的方法，从 ID 径迹外推与 MS 径迹相匹配。
- Segment-tagged(ST) muon: 如果 ID 中的一条径迹经过外推可以与 MS 中的一个击中匹配，那么这条径迹被认为是一个缪子。当缪子能量 $>$ 比较低或者落在探测器接受度比较低的区域，就只会穿过 MS 的一层，它就被重建为 ST muon。
- Calorimeter-tagged(CT) muon: 如果一条 ID 径迹与量能器中的最小电离粒子的簇射团匹配，这条径迹被认为是一个缪子。这一类型缪子的纯度最低，但是有助于提高缪子的筛选效率。CT 缪子的筛选条件是为 $|\eta| < 0.1, 15 < p_T < 100 \text{ GeV}$ 优化的。
- Extrapolated(ME) muons: 缪子轨迹只用 MS 重建，并且宽松地要求其 IP 匹配。ME 缪子是为了提高在 $2.5 < |\eta| < 2.7$ (ID 没有覆盖的区域) 的接受度。缪子鉴别是为了排除来自于 π 和 K 介子的衰变。在 ID 衰变的带点强子产生的缪子候选者经常会在经济上显示出一个拐角，因此径迹的拟合优度会变差并且 ID 的径迹与 MS 径迹不匹配。

以下与缪子径迹相关的变量被用来进行 CB 缪子鉴别：

- q/p significance, 从 ID 和 MS 测量得到电荷动量比的差除以相应的误差。
- ρ' , 从 ID 和 MS 测量得到的横动量之差必上联合径迹的横动量。
- χ^2 , 联合径迹的拟合优度。缪子的鉴别一共分为四类, Medium, loose, tight, high-pT。根据探测器中击中点的信息和上面提到的三个变量的不同，每一类缪子的筛选条件被各自定义。

5.3.2 能量刻度

缪子的能量刻度分为两步，首先，利用模拟样本将重建级别的动量修正到产生子级别的动量，第二步利用 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的数据样本，进行数据模拟的修正。

5.4 喷注 [15–17]

5.4.1 重建

在 ATLAS 上，喷注的重建算法为 anti-kt 算法 [29]。我们可以定义两个径迹的距离：

$$(5.1)$$

其中 $\Delta_{ij} = \sqrt{(y_i - y_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2}$, k_t , y , Φ 为径迹的横动量，快度和方位角。 R 是预先设定的喷注的半径，当 $p=-1$ 时，即是 anti-kt 算法。根据这一距离定义，一个硬的成分会和周边附近一个锥体内的软的成分组成一个喷注。如果两个硬成分的距离小于预设的半径 R ，则两个硬成分会合并组成一个喷注。如果两个硬成分的距离大于一倍半径小于两倍半径，那么形成两个相互重叠的喷注，边界与两个硬成分的动量有关。喷注重建的输入可以使模拟中真实的粒子信息（重建为真实的喷注），径迹信息（重建为径迹喷注）和量能器信息（重建为量能器喷注）。物理分析中用的是量能器喷注。

5.4.2 能量刻度

喷注刻度的一般流程如图5.13所示。具体描述如下：

- 堆积修正：由于堆积喷注（pile-up jet）的存在，量能器中的能量沉积存在偏移。这一修正是在不同的喷注动量和赝快度区间中与顶点数目和平均对撞数目相关的修正。
- 原点修正：将喷注的四动量修正到初级对撞顶点，而不是探测器的中心。
- 基于模拟的能量刻度：将喷注的能量修正到与之匹配的真实粒子的能量，修正的形式是乘以一个与赝快度相关的函数。
- 残余修正：使模拟与数据一致。

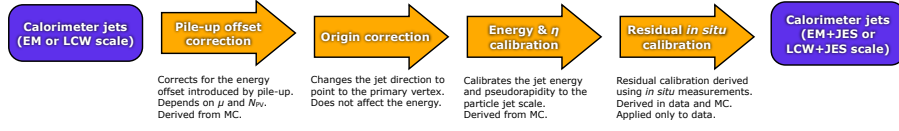


图 5.13: 喷注能量刻度的一般流程

5.5 丢失横能量 [18, 19]

丢失横动量主要来源于中微子，也可能来源于超出标准模型的粒子，例如暗物质。丢失横动量的重建分为硬成分和软成分。根据 x - y 平面内的动量守恒，用下面的公式定义丢失横能量。

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss},e} + E_{x(y)}^{\text{miss},\gamma} + E_{x(y)}^{\text{miss},\tau} + E_{x(y)}^{\text{miss},\mu} + E_{x(y)}^{\text{miss},jets} + E_{x(y)}^{\text{miss},soft} \quad (5.2)$$

每一个对象的丢失横能量为其动量的负的矢量和。对于那些不属于任何粒子的径迹和簇射团，称之为软成分，由最后一项表示。软成分的重建方法采用 TST (Track Soft Term)。这一算法完全基于那些过了初级筛选条件却又不属于任何物理对象的径迹。TST 的覆盖范围是内部径迹探测器的范围 ($|\eta| < 2.5$)，并没有任何量能器信息被使用。这一方法的优点是具有很好的顶点匹配，但是却没有把中性成分考虑进来。

第 6 章 事例筛选

本节 [30, 31] 包括了单举的双光子衰变道的实力筛选条件和对矢量玻色子融合产生道敏感的子类的筛选条件的优化。为了提高矢量玻色子融合过程的显著度和纯度，我们研究了不同的优化方法互相对比，其中包括矩形筛选条件优化和增长决策树优化。

6.1 单举双光子事例的筛选

下面的筛选条件用来筛选单举的希格斯粒子衰变到双光子事例，在 ATLAS Run1 中被应用，并且在 Run2 被重新验证优化。

- GRL(Good Run List) : 这一要求确保所选取的数据都是在探测器运行良好状态下的取数。
- 触发: 事例要求通过双光子触发，并且要求领头光子 $E_T > 35 \text{ GeV}$ 和次领头光子 $E_T > 25 \text{ GeV}$
- 双光子顶点: 利用光子的动量、赝快度和孤立化信息对两光子顶点进行重建，找到最匹配的重建顶点。
- 初级筛选: 在初级筛选中，要求两个光子都满足“宽松的”筛选条件。
- 光子鉴别和孤立化条件: 在进一步筛选过程中，要求两个光子都满足“严格的”筛选条件和“宽松的”孤立化条件。那些通过“宽松的”光子筛选条件却没有通过“严格的”筛选条件或者孤立化条件的事例，在研究背景时，被当做 $\gamma - \text{jet}$ 和 jet-jet 样本。
- 相对横动量: 要求 $p_{T\gamma 1}/m_{\gamma\gamma} > 0.35, p_{T\gamma 2}/m_{\gamma\gamma} > 0.25$
- 两光子不变质量窗口: 要求 $105 < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}$

6.2 子类优化

单举筛选条件可以筛选出具有希格斯粒子双光子衰变末态特征的事例。但是不同的产生模式有不同的运动学特征、信号背景比例和两光子不变质量谱的宽度，所以单举筛选条件并不是最优的选择（这会损失信号显著度）。所以，根据不同产

	定义	seperation power
m_{jj}	两喷注的不变质量	0.256
$\Delta\eta_{jj}$	两喷注赝快度之差	0.130
p_{Tt}	两个横动量和在与两光子横动量之差垂直的方向上的投影	0.235
$\Delta\Phi_{\gamma\gamma,jj}$	两光子对和两喷注对的方位角之差	0.199
$\Delta R_{\gamma,j}^{min}$	在领头的两个光子和两个喷注中, 光子与喷注最小的 $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$	0.185
$\eta^{Zeppenfeld}$	$ \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{j1} + \eta_{j2}) $	0.126

表 6.1: 六个用来区分 VBF 和其他背景的运动学变量

生模式特征的不同（光子的四动量、额外的轻子和喷注的运动学特征），将所有事例分成互相独立的对产生模式的子类（category）。这样的好处是：

- 提高总的 $H \rightarrow \gamma\gamma$ 的信号显著度。
- 提高每一个产生模式的信号显著度。
- 在每一个子类中，相对应的产生模式所占比例最高，可以减少不同产生模式测量之间的关联。

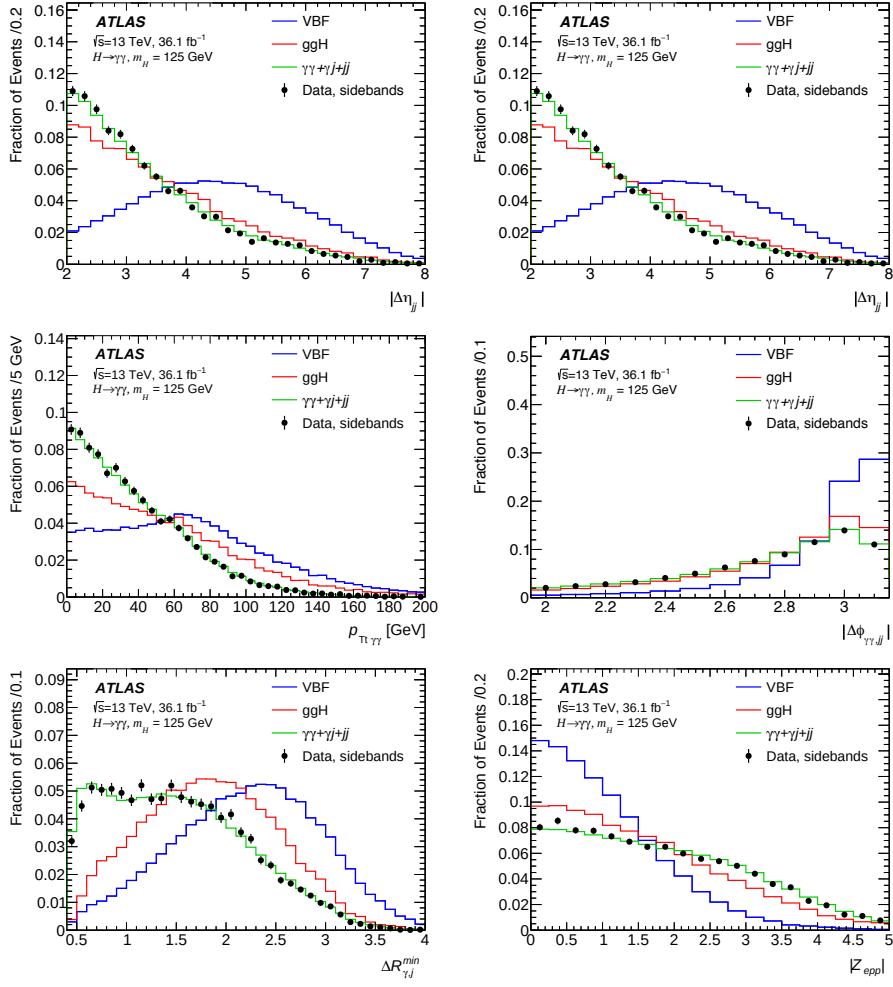
6.2.1 矢量玻色子融合的子类优化 [32]

通过了单举事例筛选条件的事例被进一步分到对矢量玻色子融合敏感的子类中。不同的子类对不同的产生模式敏感。整体的分类是为了提高不同产生模式的显著度。本节只讨论矢量玻色子融合部分。如前 1.2 所述, 矢量玻色子融合的末态中含有两个高动量的前向喷注, 因此这两个喷注的不变质量和赝快度分离都比较大。同时, 希格斯粒子衰变的两个光子在探测器桶部的中心区域。利用这种运动学特征, 我们可以把矢量玻色子融合与其他物理过程区分开。表?? 中列出基本的用来区分信号和背景六个运动学变量。图 5.1 为六个运动学变量的分布。筛选条件的优化具体过程如下。用蒙特卡洛的矢量玻色子融合作为信号, 胶子胶子融合作为共振本底, 两光子事例作为连续本底, 真实数据中没有通过光子鉴别或者光子孤立化条件的事例作为误判本底。利用从数据中得到的背景组分的比例将连续本底和误判本地混合起来。改变筛选条件, 用公式?? 计算预期的信号显著度, 将最大的信号显著度对应的筛选条件作为优化后的筛选条件。

$$\sigma_{VBF} = \sqrt{2 \times ((N_{VBF} + N_{ggH} + N_{bkg}) \times \log(1 + \frac{N_{VBF}}{N_{ggH} + N_{bkg}}) - N_{VBF})} \quad (6.1)$$

6.2.1.1 矩形筛选条件的优化

举行筛选条件是指对每个变量进行一次截断, 将更趋近于背景的那部分样本扔掉。一次对每个变量完成这样一个过程, 通过所有截断条件的样本作为信号的



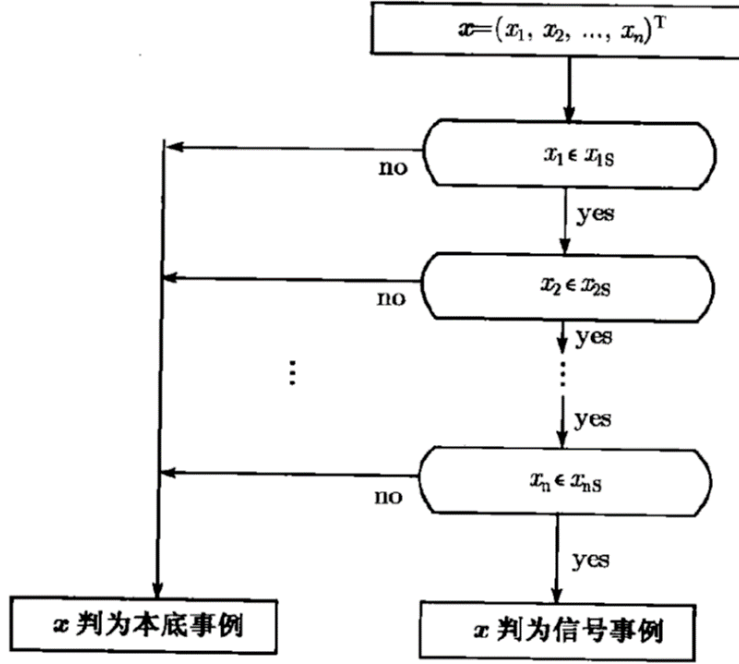


图 6.1: 矩形筛选条件策略的示意图

	m_{jj}	$\Delta\eta_{jj}$	$\Delta\Phi_{\gamma\gamma,jj}$	$\Delta R_{\gamma,j}^{min}$	$\eta^{Zeppenfeld}$	significance
tight	$> 500 \text{ GeV}$	> 3.9	> 3	> 1.4	> 2.4	0.72
loose	$> 350 \text{ GeV}$	> 2.5	> 2.7	-	-	0.29

候选样本。其中每个变量的截断值和应用筛选条件的顺序由阈值扫描和最优的信号显著度决定。图 5.2 展示了矩形筛选条件的基本策略。矩形筛选条件的优点是操作和原理简单，缺点是信号效率比较低、无法处理不同变量之间的关联。表 5.2 展示了各个变量的阈值和预期的信号显著度。

6.2.1.2 增长决策树的优化

增长决策树 (Boosted Decision Tree, BDT) 是基于决策树发展而来的一种事例分类的多变量分析方法。决策树构建的基本思路如下。初始样本为一个根节点，利用某一个变量的截断值将样本分成两个子节点，每个子节点在根据同样的策略分成更多的节点，直到达到制定的子节点数目或者每个子节点的样本容量达到指定要求。最后的子节点作为信号和样本的候选样本。图 5.3 为一个决策树的例子。每个节点的甄别变量和截断阈值用如下方法决定。将每个备选的甄别变量分成指定的区间数，将每个区间的中心值作为阈值的备选扫描所有备选变量的备选阈值，计算两个子节点的信号显著度，信号显著度最大的策略，即为此节点决策树在一颗决策树的基础上迭代而来。对于第一棵树误判的事例，提高它们的通常会迭代几百

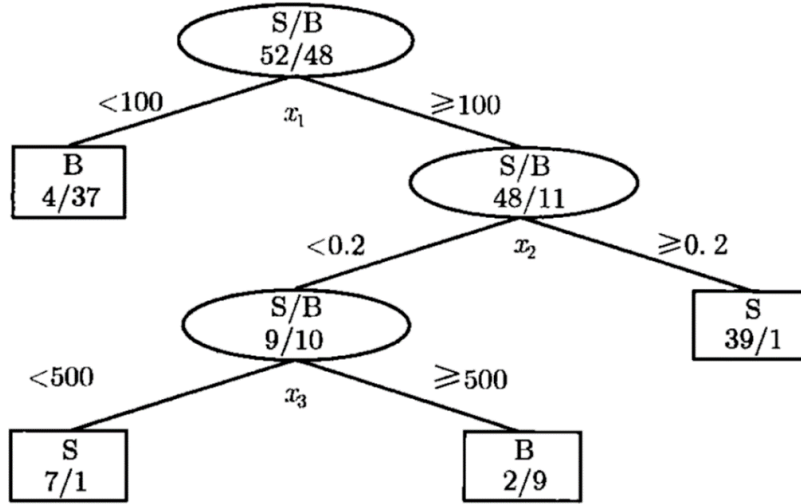


图 6.2: 决策树的基本策略示意图

到上千次，将几百上千次判别的结果进行算术平均，作为最终的判别结果。当样本的统计量不足，或者叶节点数目过多，或者决策树数量过多会造成过度训练，即误判率反而会增大。为了避免这种现象，需要确保样本的统计量足够大，叶节点数量不能过多。

一棵决策树构建的具体流程描述如下：

- 初始状态下，有信号样本 $x_{s,i}^n, y_{s,i}$ 和背景样本 $x_{b,i}^n, y_{b,i}$ 。 x^n 代表预先选定的 n 个甄别变量， y 代表预期的分类指标，信号用 +1 表示，背景用 -1 表示。每个变量在其取值范围内根据预先给定的 n_{cuts} 分成 n_{cuts} 个区间，每个区间的中心值作为子节点分割的候选值。
- 我们以信号显著度 $\sigma = n_s / \sqrt{n_s + n_b}$ 作为标准来决定子节点分割所选择的变量和阈值。扫描所有甄别变量的阈值候选值，计算两个子节点的信号显著度的增量 $\Delta I = I_{int} - (\frac{n_1}{n_{int}} I_1 + \frac{n_2}{n_{int}} I_2)$ ，最大的增量所对应的变量 + 阈值的组合决定节点的分割方式。得到的两个子节点中，显著大的作为信号候选事例，显著度小的作为背景候选事例。
- 下列条件可以作为决策树的终止条件：子节点达到给定数目，显著的增量小于给定数目，某子节点的事例数小于给定数目。
- 当决策树的结构确定之后，在信号候选节点的事例作为信号事例，背景节点的事例作为背景事例。
- 如果样本的统计量不够，则会对决策树的判别结果造成偏差，这一现象称为过度训练（over training）。为了避免过度训练，可以采取如下方法。第一，增大样本的统计量。第二，减少子节点数目。

增长决策树的方法是在决策树的接触上发展而来，具体描述 (AdaBoost, 这样的方法叫做 BDTA) 如下：

- 当完成第 K 棵树的构建之后，每个事例的权重为 $w_K(i)$ ，考虑其判别结果与样本的真实信息的关系，定义 $t_K(x_i)$

$$\begin{aligned} t_K(x_i) &= 0, \text{ if } x_i \text{ is correctly classified} \\ t_K(x_i) &= 1, \text{ if } x_i \text{ is incorrectly classified} \end{aligned}$$

误判率为

$$\epsilon_K = \sum_{i=1}^N w_K(i) t_K(i) / \sum w_K(i) \quad (6.2)$$

- 对于每个重新赋予权重

$$w_{K+1}^*(i) = w_K(i) \alpha_K(i) \quad (6.3)$$

其中 $\alpha_K(i)$ 定义如下

$$\begin{aligned} \alpha_K(i) &= \frac{1 - \epsilon_K}{\epsilon_K}, \text{ if event } i \text{ is wrongly classified} \\ \alpha_K(i) &= 1, \text{ if event } i \text{ is correctly classified} \end{aligned}$$

再将 $w_{K+1}^*(i)$ 的和归一到总事例数 N ，得到 $w_{K+1}(i)$ ，构建第 $K+1$ 棵树

- 重复上述过程直到完成所有决策树的构建，每一个事例最终的判别结果为简单平均 $y(i) = \sum y_K(i) / K$
- 为了避免过度训练，常用的决策树总数为 1000-2000。

除了 AdaBoost 方法之外，增长决策树还有另外一种常见 Gradient (BDTG) 方法，描述如下：

- 第一棵决策树的构建如前所述，对于每一个事例输出值为 $F_0(x_i)$
- 当第 m 棵树构建完成后，以 $y_i - F_m(x_i)$ 为目标值，构建第 $m+1$ 棵树，其输出值为 $h_{m+1}(x + i)$
- 选取合适的 λ_{m+1} ，使得残差平方和 $\sum_i (y_i - F_m(x_i) - \lambda_{m+1} h_{m+1}(x_i))^2$ 最小
- 完成所有 M 棵决策树的构建，最终的输出值为 $F_M(x_i) = F_0(x_i) + \sum_m \lambda_m h_m(x_i)$

	cut-based tight	cut-based loose	MVA tight	MVA loose
VBF	2.22	2.57	1.64	2.17
ggF	0.83	3.51	0.51	1.90
background	8.06	74.74	2.42	17.71
VBF purity	0.73	0.42	0.76	0.53
significance	0.72	0.29	0.88	0.47
combined significance	0.78		1.00	

表 6.2: 此表总结了矩形筛选和增长决策树两种方法。适量玻色子融合和胶子胶子融合的预期事例数从模拟中估计而来，归一到 $4fb^{-1}$ ，只考虑两光子不变质量在 $[122, 128]$ 区间中的事例。在此区间中的背景事例从数据的边带拟合中得到。适量玻色子融合纯度是适量玻色子融合除以适量玻色子融合与胶子胶子融合之和。与预期相符，增长决策树方法由于矩形筛选。

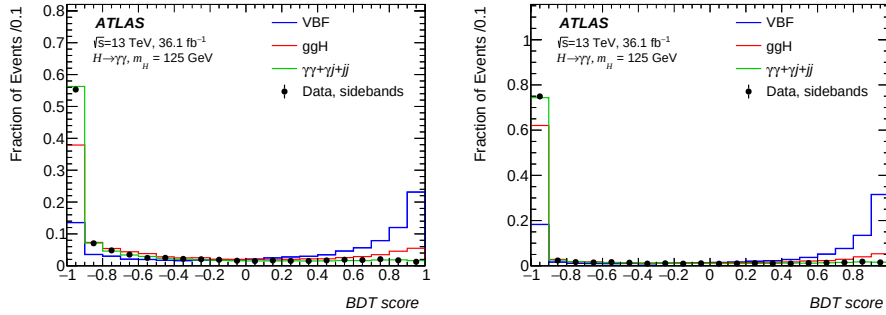
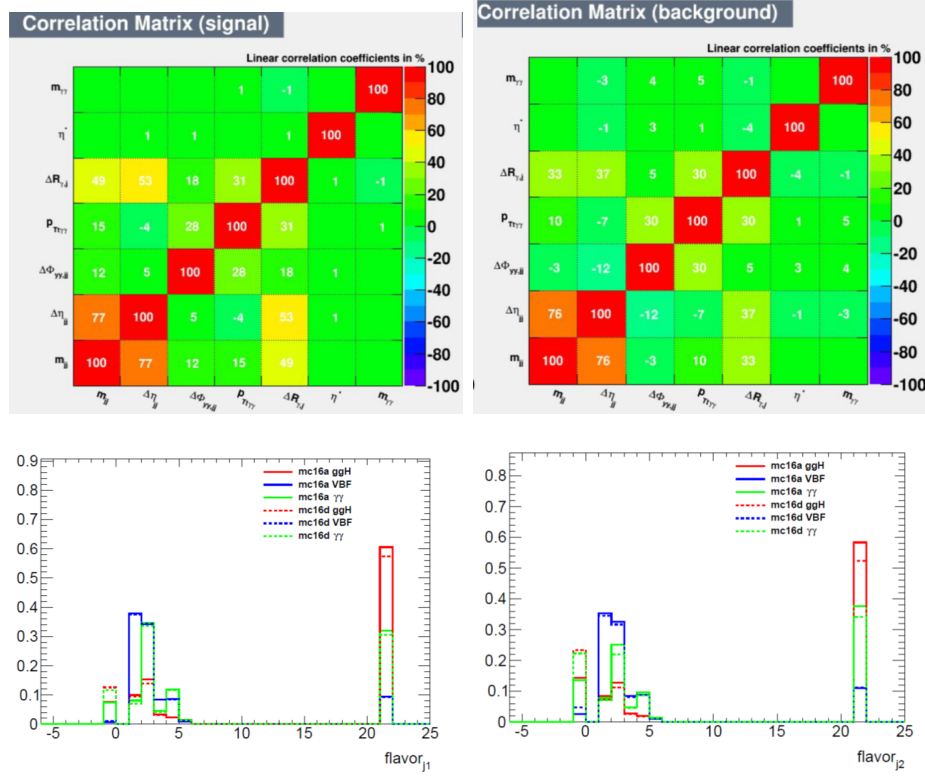


图 6.3

BDTG 方法的思想是通过迭代使得残差平方和梯度下降，逐渐趋近真实值。下文所说的 BDT 均指 BDTG。

在执行训练之前，采用一个初步筛选条件 $\Delta\eta_{jj} > 2, \eta^{Zeppenfeld} < 5$ 来压低背景。利用适量玻色子融合的样本作为信号，强相互作用的两光子样本作为背景，六个运动学变量作为鉴别变量，执行增长决策树的训练。基于输出的信号和背景样本和真实数据的增长决策树输出值，进行每一个子类的优化。用模拟样本估计经过筛选的信号产额，用数据的边带估计背景的产额，计算不同增长决策树截断值下的预期信号显著度。表6.2总结了矩形筛选和增长决策树筛选的预期信号背景产额和预期信号显著度。

为了研究简化模板截面 (Simplified Template Cross Section, STXS)，重新设计了子类分割的方式。在 STXS 中，矢量玻色子融合被分为 “ $p_{THjj} > 25 \text{ GeV}$ ” 和 “ $p_{THjj} < 25 \text{ GeV}$ ” 两个区间，在每个区间中利用同样的方法定义一个 BDT 输出值，用一个 BDT 定义两个子类，所以一共定义四个子类。两个 BDT 的分布如图 5.4 所示。



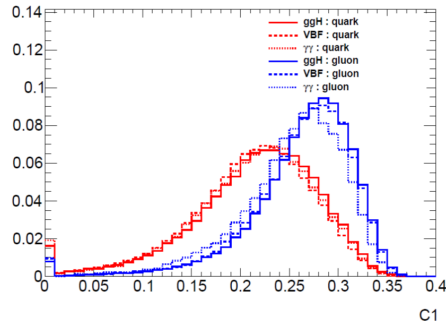
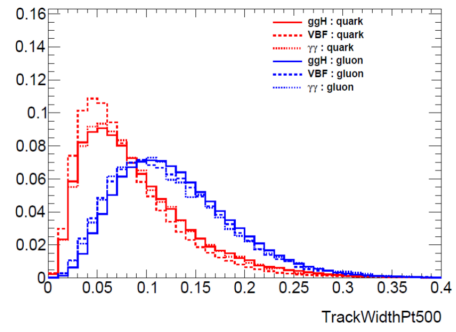
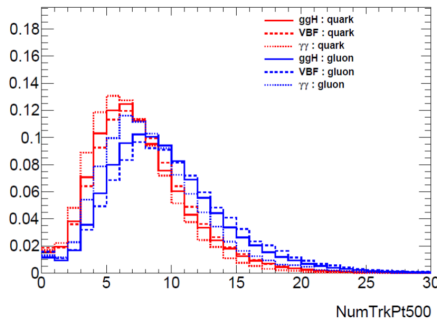
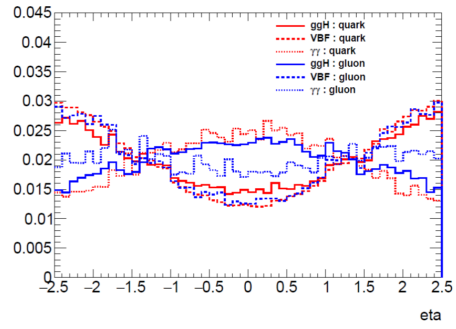
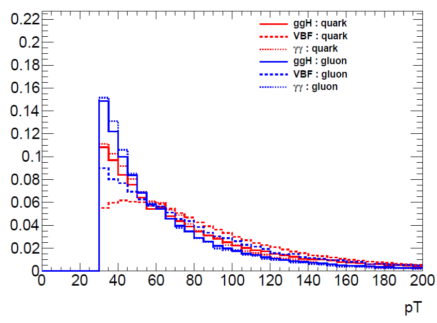
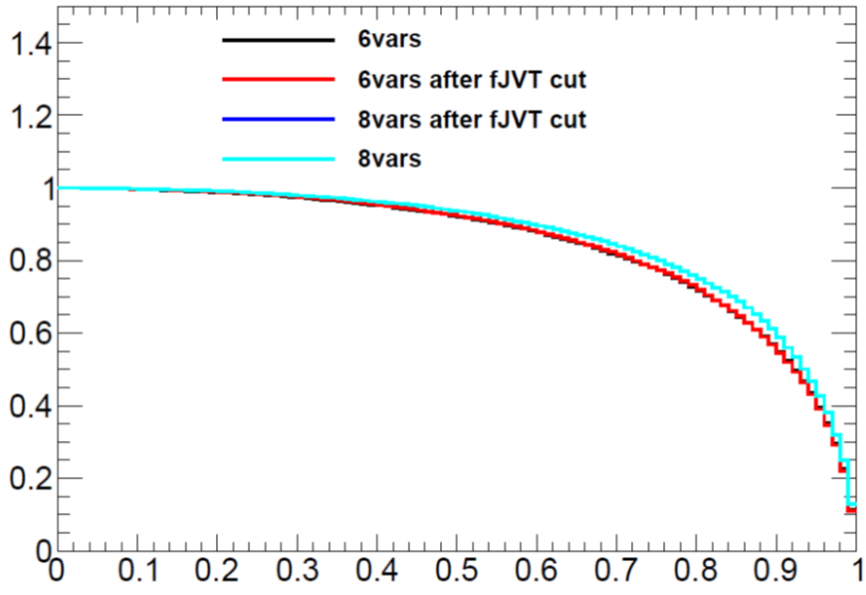
6.2.1.3 其他可能的提高方法

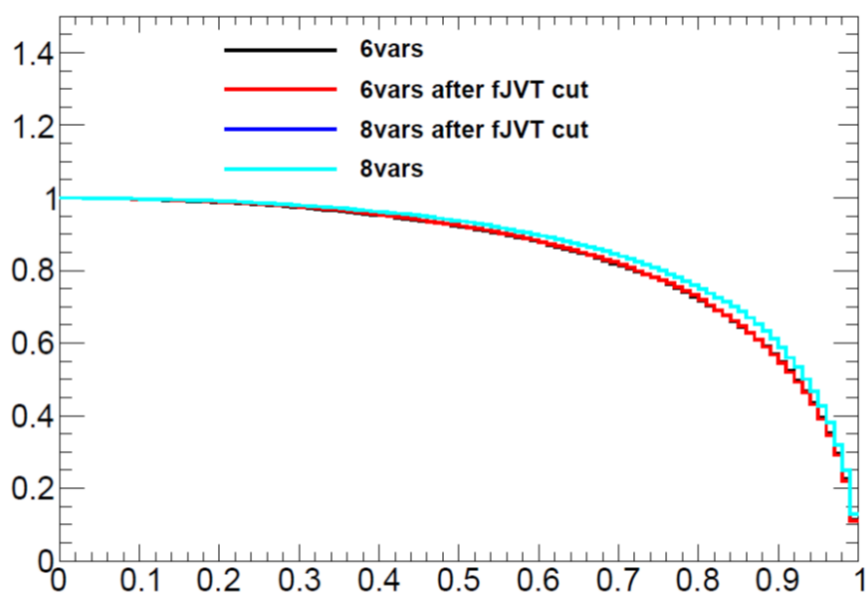
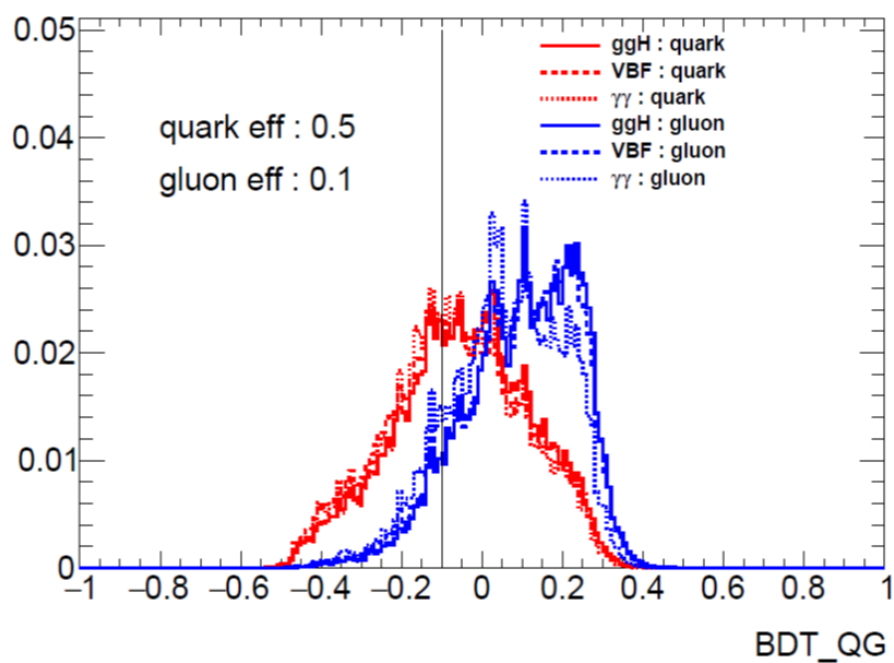
在未来，目标是减少矢量玻色子融合子类中胶子胶子融合的产额，这样可以减少适量玻色子融合和胶子胶子融合的测量之间的关联，减少胶子胶子融合的不确定度对于适量玻色子融合测量的影响，减少适量玻色子融合测量的不确定度。

首先，从物理上看，胶子胶子融合中的喷注主要是胶子喷注，矢量玻色子融合中的喷注主要是夸克喷注。根据强相互作用理论，胶子比夸克更容易产生强相互作用辐射，因此在重建的喷注中，胶子喷注的径迹多重度更高，并且径迹的分布会更宽。根据这种性质，可以发展出一套标记胶子/夸克喷注的方法。当前在 ATLAS 实验中可以提供的标记技术情况下，矢量玻色子融合的信号显著度只能提高不到 5%。主要有两个原因，第一，矢量玻色子融合中并不是百分之百的夸克，胶子胶子融合中也不是百分之百的胶子喷注。第二，也受到标记效率的影响，当前的工作点是当夸克标记的效率为 50% 时，胶子喷注的排除率为 90%，标记效率有待进一步提高。

其次，从取数环境上来看，随着瞬时亮度的增大，平均对撞点越来越大，前向区域的 pile-up 喷注会越来越多，这一区域也是矢量玻色子融合的喷注活跃的区域。能通过筛选的胶子胶子融合加上 pile-up 喷注事例可能会越来越多。更优化的 pile-up 喷注排除的算法有助于更加精确的测量矢量玻色子融合的信号强度。

最后，本分析的筛选条件完全依赖于增长决策树的多变量分析方法。有更多效率更高能力更强的分类器，比如神经网络等等可以用到我们的分析中来。





Category	Selection
tH lep 0fwd	$N_{lep} = 1, N_{jets}^{cen} \leq 3, N_{b-tag} \geq 1, N_{jets}^{fwd} = 0 (p_T^{jet} > 25 \text{ GeV})$
tH lep 1fwd	$N_{lep} = 1, N_{jets}^{cen} \leq 4, N_{b-tag} \geq 1, N_{jets}^{fwd} \geq 1 (p_T^{jet} > 25 \text{ GeV})$
ttH lep	$N_{lep} \geq 1, N_{jets}^{cen} \geq 2, N_{b-tag} \geq 1, Z_{\ell\ell} \text{ veto } (p_T^{jet} > 25 \text{ GeV})$
ttH had BDT1	$N_{lep} = 0, N_{jets} \geq 3, N_{b-tag} \geq 1, BDT_{ttH} > 0.92$
ttH had BDT2	$N_{lep} = 0, N_{jets} \geq 3, N_{b-tag} \geq 1, 0.83 < BDT_{ttH} < 0.92$
ttH had BDT3	$N_{lep} = 0, N_{jets} \geq 3, N_{b-tag} \geq 1, 0.79 < BDT_{ttH} < 0.83$
ttH had BDT4	$N_{lep} = 0, N_{jets} \geq 3, N_{b-tag} \geq 1, 0.52 < BDT_{ttH} < 0.79$
tH had 4j1b	$N_{lep} = 0, N_{jets}^{cen} = 4, N_{b-tag} = 1 (p_T^{jet} > 25 \text{ GeV})$
tH had 4j2b	$N_{lep} = 0, N_{jets}^{cen} = 4, N_{b-tag} \geq 2 (p_T^{jet} > 25 \text{ GeV})$
VH dilep	$N_{lep} \geq 2, 70 \text{ GeV} \leq m_{\ell\ell} \leq 110 \text{ GeV}$
VH lep High	$N_{lep} = 1, m_{e\gamma} - 89 \text{ GeV} > 5 \text{ GeV}, p_T^{\ell+E_T^{miss}} > 150 \text{ GeV}$
VH lep Low	$N_{lep} = 1, m_{e\gamma} - 89 \text{ GeV} > 5 \text{ GeV}, p_T^{\ell+E_T^{miss}} < 150 \text{ GeV}, E_T^{miss} \text{ significance} > 1$
VH MET High	$150 \text{ GeV} < E_T^{miss} < 250 \text{ GeV}, E_T^{miss} \text{ significance} > 9 \text{ or } E_T^{miss} > 250 \text{ GeV}$
VH MET Low	$80 \text{ GeV} < E_T^{miss} < 150 \text{ GeV}, E_T^{miss} \text{ significance} > 8$
jet BSM	$p_{T,j1} > 200 \text{ GeV}$
VH had tight	$60 \text{ GeV} < m_{jj} < 120 \text{ GeV}, BDT_{VH} > 0.78$
VH had loose	$60 \text{ GeV} < m_{jj} < 120 \text{ GeV}, 0.35 < BDT_{VH} < 0.78$
VBF tight, high p_T^{Hjj}	$ \Delta\eta_{jj} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{j1} + \eta_{j2}) < 5, p_T^{Hjj} > 25 \text{ GeV}, BDT_{VBF} > 0.47$
VBF loose, high p_T^{Hjj}	$ \Delta\eta_{jj} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{j1} + \eta_{j2}) < 5, p_T^{Hjj} > 25 \text{ GeV}, -0.32 < BDT_{VBF} < 0.47$
VBF tight, low p_T^{Hjj}	$ \Delta\eta_{jj} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{j1} + \eta_{j2}) < 5, p_T^{Hjj} < 25 \text{ GeV}, BDT_{VBF} > 0.87$
VBF loose, low p_T^{Hjj}	$ \Delta\eta_{jj} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{j1} + \eta_{j2}) < 5, p_T^{Hjj} < 25 \text{ GeV}, 0.26 < BDT_{VBF} < 0.87$
ggH 2J BSM	$\geq 2 \text{ jets}, p_T^{\gamma} \geq 200 \text{ GeV}$
ggH 2J High	$\geq 2 \text{ jets}, p_T^{\gamma} \in [120, 200] \text{ GeV}$
ggH 2J Med	$\geq 2 \text{ jets}, p_T^{\gamma} \in [60, 120] \text{ GeV}$
ggH 2J Low	$\geq 2 \text{ jets}, p_T^{\gamma} \in [0, 60] \text{ GeV}$
ggH 1J BSM	$= 1 \text{ jet}, p_T^{\gamma} \geq 200 \text{ GeV}$
ggH 1J High	$= 1 \text{ jet}, p_T^{\gamma} \in [120, 200] \text{ GeV}$
ggH 1J Med	$= 1 \text{ jet}, p_T^{\gamma} \in [60, 120] \text{ GeV}$
ggH 1J Low	$= 1 \text{ jet}, p_T^{\gamma} \in [0, 60] \text{ GeV}$
ggH 0J Fwd	$= 0 \text{ jets, one photon with } \eta > 0.95$
ggH 0J Cen	$= 0 \text{ jets, two photons with } \eta \leq 0.95$

图 6.4: 此表总结了 $36.1 fb^{-1}$ 数据中 31 个子类的分割方法。不同的子类对不同的产生敏感。

6.2.2 所有子类的总结

图6.4总结了所有子类的分类条件。这一标准用于 2015-2016 年 $36.1 fb^{-1}$ 数据的发表文章。胶子胶子融合主要是根据 STXS-stage1 的要求，根据喷注的数目和两光子的横动量和，分成不同的子类。VHhadronic 子类的优化是根据增长决策树的输出，增长决策树的输入变量为 m_{jj} , $eta^{Zeppenfeld}$, $p_{Tt\gamma\gamma}$ 和 $cos\theta_{\gamma\gamma,jj}^*$ 。VHleptonic 子类的优化是基于玻色子衰变的末态信息，包括末态中的轻子数和矢量玻色子的横动量。ttH 和 tH 子类优化主要依赖于末态轻子数、总的喷注数、中心区域和前向区域的喷注数、源自底夸克的喷注数。ttH 子类还依赖一个五变量的增长决策树，五个变量包括 HT（所有喷注的横动量的标量和）、所有喷注的不变质量、所有喷注、中心区域喷注和底夸克喷注的数目。图6.5总结了 ICHEP2018 会议文章中的各个子类的定义。唯一的区别是 ttH 子类的定义。BDT 采用新的 XGBoost 方法，输入的变量是两个光子和喷注的四动量和喷注的 b 标记信息。

Category label	Selection
ttH lep BDT1	$N_{\text{lep}} \geq 1, N_{b\text{-jet}} \geq 1, \text{BDT}_{\text{ttHlep}} > 0.987$
ttH lep BDT2	$N_{\text{lep}} \geq 1, N_{b\text{-jet}} \geq 1, 0.942 < \text{BDT}_{\text{ttHlep}} < 0.987$
ttH lep BDT3	$N_{\text{lep}} \geq 1, N_{b\text{-jet}} \geq 1, 0.705 < \text{BDT}_{\text{ttHlep}} < 0.942$
ttH had BDT1	$N_{\text{lep}} = 0, N_{\text{jets}} \geq 3, N_{b\text{-jet}} \geq 1, \text{BDT}_{\text{ttHhad}} > 0.996$
ttH had BDT2	$N_{\text{lep}} = 0, N_{\text{jets}} \geq 3, N_{b\text{-jet}} \geq 1, 0.991 < \text{BDT}_{\text{ttHhad}} < 0.996$
ttH had BDT3	$N_{\text{lep}} = 0, N_{\text{jets}} \geq 3, N_{b\text{-jet}} \geq 1, 0.971 < \text{BDT}_{\text{ttHhad}} < 0.991$
ttH had BDT4	$N_{\text{lep}} = 0, N_{\text{jets}} \geq 3, N_{b\text{-jet}} \geq 1, 0.911 < \text{BDT}_{\text{ttHhad}} < 0.971$
VH dilep	$N_{\text{lep}} \geq 2, 70 \text{ GeV} \leq m_{\ell\ell} \leq 110 \text{ GeV}$
VH lep High	$N_{\text{lep}} = 1, m_{e\gamma} - 89 \text{ GeV} > 5 \text{ GeV}, p_{\text{T}}^{\ell+E_{\text{T}}^{\text{miss}}} > 150 \text{ GeV}$
VH lep Low	$N_{\text{lep}} = 1, m_{e\gamma} - 89 \text{ GeV} > 5 \text{ GeV}, p_{\text{T}}^{\ell+E_{\text{T}}^{\text{miss}}} < 150 \text{ GeV}, E_{\text{T}}^{\text{miss}} \text{ significance} > 1$
VH MET High	$150 \text{ GeV} < E_{\text{T}}^{\text{miss}} < 250 \text{ GeV}, E_{\text{T}}^{\text{miss}} \text{ significance} > 9 \text{ or } E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 250 \text{ GeV}$
VH MET Low	$80 \text{ GeV} < E_{\text{T}}^{\text{miss}} < 150 \text{ GeV}, E_{\text{T}}^{\text{miss}} \text{ significance} > 8$
qqH BSM	$N_{\text{jets}} \geq 2, p_{\text{T,j1}} > 200 \text{ GeV}$
VH had BDT tight	$60 \text{ GeV} < m_{\text{jj}} < 120 \text{ GeV}, \text{BDT}_{\text{VH}} > 0.78$
VH had BDT loose	$60 \text{ GeV} < m_{\text{jj}} < 120 \text{ GeV}, 0.35 < \text{BDT}_{\text{VH}} < 0.78$
VBF high- $p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}}$ BDT tight	$ \Delta\eta_{\text{jj}} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{\text{j1}} + \eta_{\text{j2}}) < 5, p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}} > 25 \text{ GeV}, \text{BDT}_{\text{VBF}}^{\text{high}} > 0.47$
VBF high- $p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}}$ BDT loose	$ \Delta\eta_{\text{jj}} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{\text{j1}} + \eta_{\text{j2}}) < 5, p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}} > 25 \text{ GeV}, -0.32 < \text{BDT}_{\text{VBF}}^{\text{high}} < 0.47$
VBF low- $p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}}$ BDT tight	$ \Delta\eta_{\text{jj}} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{\text{j1}} + \eta_{\text{j2}}) < 5, p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}} < 25 \text{ GeV}, \text{BDT}_{\text{VBF}}^{\text{low}} > 0.87$
VBF low- $p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}}$ BDT loose	$ \Delta\eta_{\text{jj}} > 2, \eta_{\gamma\gamma} - 0.5(\eta_{\text{j1}} + \eta_{\text{j2}}) < 5, p_{\text{T}}^{H_{\text{jj}}} < 25 \text{ GeV}, 0.26 < \text{BDT}_{\text{VBF}}^{\text{low}} < 0.87$
ggF 2J BSM	$N_{\text{jets}} \geq 2, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \geq 200 \text{ GeV}$
ggF 2J High	$N_{\text{jets}} \geq 2, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \in [120, 200] \text{ GeV}$
ggF 2J Med	$N_{\text{jets}} \geq 2, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \in [60, 120] \text{ GeV}$
ggF 2J Low	$N_{\text{jets}} \geq 2, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \in [0, 60] \text{ GeV}$
ggF 1J BSM	$N_{\text{jets}} = 1, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \geq 200 \text{ GeV}$
ggF 1J High	$N_{\text{jets}} = 1, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \in [120, 200] \text{ GeV}$
ggF 1J Med	$N_{\text{jets}} = 1, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \in [60, 120] \text{ GeV}$
ggF 1J Low	$N_{\text{jets}} = 1, p_{\text{T}}^{\gamma\gamma} \in [0, 60] \text{ GeV}$
ggF 0J Fwd	$N_{\text{jets}} = 0, \text{one photon with } \eta > 0.95$
ggF 0J Cen	$N_{\text{jets}} = 0, \text{two photons with } \eta \leq 0.95$

 图 6.5: 此表总结了 $80fb^{-1}$ 数据中 29 个子类的分割方法。

第 7 章 信号建模

预期的信号事例数从蒙特卡洛模拟的样本中估计出。信号的形状从蒙特卡洛模拟的样本中估计出。信号的形状由解析函数双边的水晶球分布 (Double-Sided Crystal Ball, DSCB)[33] 描述。水晶球的分布如下所示

$$f_{CB}(x) = N \begin{cases} \exp(-\frac{(x-\mu_{CB})^2}{2\sigma_{CB}^2}) & \text{if } x > \mu - \alpha\sigma_{CB} \\ A(B - \frac{x-\mu_{CB}}{\sigma_{CB}})^n & \text{if } x < \mu_{CB} - \alpha\sigma_{CB} \end{cases}$$

在公式 6.1, N 是一个归一化常数, A 和 B 是由函数连续性决定的并且依赖于四个水晶球分布的参数: μ_{CB} , σ_{CB} , α 和 n . 在每一个子类中, 所有信号过程的形状参数是一致的。双边水晶球分布如下式所示

$$f_{DSCB}(m_{\gamma\gamma}) = N \times \begin{cases} e^{-t^2} & \text{if } -\alpha_{low} < t < \alpha_{high} \\ \frac{e^{-\frac{1}{2}\alpha_{low}^2}}{[\frac{1}{R_{low}}(R_{low}-\alpha_{low}-t)]^{n_{low}}} & \text{if } t < -\alpha_{low} \\ \frac{e^{-\frac{1}{2}\alpha_{high}^2}}{[\frac{1}{R_{high}}(R_{high}-\alpha_{high}+t)]^{n_{high}}} & \text{if } t > \alpha_{high} \end{cases}$$

上式中, $t = (m_{\gamma\gamma} - \mu_{CB})/\sigma_{CB}$, $R_{low} = n_{low}/\alpha_{low}$, 并且 $R_{high} = n_{high}/\alpha_{high}$. 在这些公式中, N 是一个归一化常数, μ_{CB} 代表高斯分布的峰的位置, α_{CB} 是高斯分布的宽度, α_{low} 和 α_{high} 中心区域的高斯分布到两边的指数分布尾巴的过渡位置, 并且 n_{low} 和 n_{high} 在两边的指数分布的幂。在每一个子类中, 所有产生过程的形状用同样的形状参数来描述。图7.1展示了 DSCB 函数拟合信号样本中两光子不变质量的拟合结果。红色的线是对“ggF 0J CEN”子类的拟合, 蓝色的线是对 ggF 0J FWD 子类的拟合。其中, “ggF 0J CEN”是质量分辨率最好的子类, $\sigma_{68} = 1.7 \text{ GeV}$, “ggF 0J FWD”是分辨率最差的子类, $\sigma_{68} = 2.1 \text{ GeV}$ 。 σ_{68} 是指包含 68% 的信号实例的质量区间的最小值。

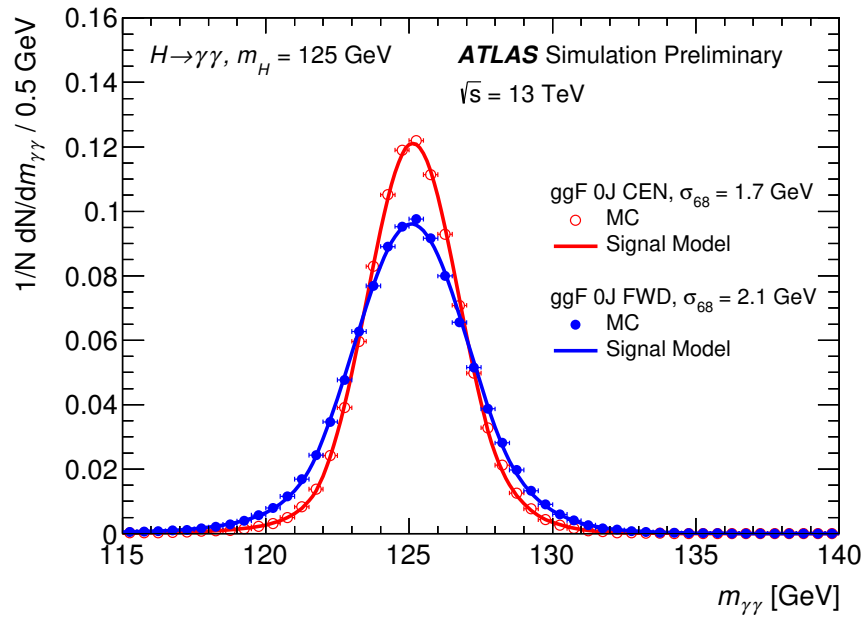


图 7.1: 信号样本的两光子不变质量谱在两个子类中的分布。“ggF 0J CEN” 为分辨率最高的子类, ”ggF 0J FWD” 为分辨率最差的子类。

第 8 章 背景建模

8.1 背景分解 [20]

双光子道的背景主要由光子-光子，光子-喷注和喷注-喷注组成。虽然光子-喷注和喷注-喷注的截面更大，但是由于喷注被误判为光子的概率比较小，背景中光子-光子的比例是最大的。估计背景中不同组分的比例有助于更好地了解背景的构成，进而正确地估计背景的形状。喷注被误判为光子的概率很小，所以很难从蒙特卡洛模拟中估计光子-喷注和喷注-喷注的大小，而光子-光子的产生截面也有很大的不确定度，所以背景分解的方法是数据驱动的方法 (data-driven method)。根据光子鉴别和孤立化信息，将光子分为四类，tight - isolated(A), tight - nonisolated(B), loose-not-tight - isolated(C), loose-not-tight - non-isolated(D)。两个光子则对应 AA、AB DD 一共十六种组合，其中包括 1 个信号区域和 15 个控制区域。构建如下公式描述每个区域的预期的事例数，以 AA 区域为例

$$\begin{aligned}
 N_{AA} = & \epsilon_{ID}^1 \epsilon_{ISO}^1 \epsilon_{ID}^2 \epsilon_{ISO}^2 \times N_{\gamma\gamma} \\
 & + \epsilon_{ID}^1 \epsilon_{ISO}^1 f_{ID}^2 f_{ISO}^2 \times N_{\gamma j} \\
 & + f_{ID}^1 f_{ISO}^1 \epsilon_{ID}^2 \epsilon_{ISO}^2 \times N_{j\gamma} \\
 & + f_{ID}^{1'} f_{ISO}^{1'} f_{ID}^{2'} f_{ISO}^{2'} \xi_{ISO}^{jj} \times N_{jj}
 \end{aligned}$$

具体参数解释如下：

- N_{AA} : AA 区域的预期事例数
- $N_{\gamma\gamma}, N_{\gamma j}, N_{j\gamma}, N_{jj}$ 分别为经过宽松的光子筛选条件的 $\gamma\gamma, \gamma j, j\gamma, jj$ 事例数，为待拟合参数，从数据中拟合出来。
- $\epsilon_{ID}^1, \epsilon_{ID}^2$ 为领头光子和次领头光子的严格的筛选条件的效率，从两光子模拟中得到。
- $\epsilon_{ISO}^1, \epsilon_{ISO}^2$ 为领头光子和次领头光子的孤立化条件的效率，从两光子模拟中得到。
- f_{ID}^1, f_{ID}^2 为 $\gamma - jet$ 或 $jet - \gamma$ 事例中喷注被误判为“严格的”光子的比例，从数据中拟合得到。
- f_{ISO}^1, f_{ISO}^2 为 $\gamma - jet$ 或 $jet - \gamma$ 事例中喷注被误判为孤立的光子的比例，从数据中拟合得到。

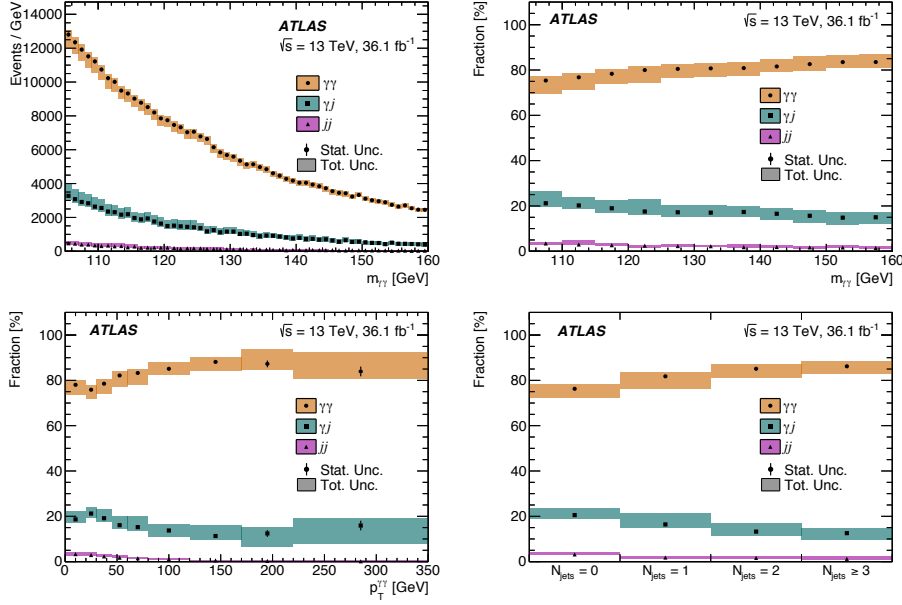


图 8.1: 背景分解的结果。左上: 不同背景成分的两光子不变质量分布, 每一个背景成分归一到预期的事例数。右上: 在每一个不变质量区间里不同背景成分的比例。左下: 在每一个两光子横动量区间中的不同背景成分的比例。右下: 在每一个喷注数区间中的不同背景成分的比例。

- $f_{ID}^{1'}$, $f_{ID}^{2'}$ 为 jet-jet 事例中喷注被误判为“严格的”光子的比例, 从数据中拟合得到。
- $f_{ISO}^{1'}$, $f_{ISO}^{2'}$ 为 jet-jet 事例中喷注被误判为孤立的光子的比例, 从数据中拟合得到。
- ξ_{ISO}^{jj} 为 jet-jet 事例中两个喷注孤立化条件的关联因子, 从数据中拟合得到。

以此公式为例, 可以构建 16 个方程来描述 16 个区域的预期事例数, 一共有 13 个未知数, 通过最小二乘法可以得到这些参数最佳拟合值, 即可知道 AA 区域内不同背景的比例。此方法的系统误差来自于对于“严格的”筛选条件和孤立化效率的误差, 通过与不同的光子筛选条件和事例产生器的对比, 可以得到系统误差。图8.1展示了背景分解的结果。这是进行背景形状研究的前提。

8.2 背景形状

在最终的拟合中, 我们采取用信号加背景的概率密度函数来拟合数据得出信号强度和观测的信号数, 所以用来描述背景的函数形式至关重要。我们采用一种叫做赝信号 (spurious signal) 的方法对背景的函数形式进行筛选并且估计其偏差。具体流程如下。用一个信号加背景的概率密度函数去拟合一个大统计量的背景模拟

样本。这个样本由高统计量的蒙特卡洛模拟的光子-光子样本和从数据中控制区域得到光子-喷注和喷注-喷注样本按照前面估计背景组成比例混合到一起得到。拟合得到的信号数就是赝信号，这是由函数不能完全描述样本从而造成的偏差产生的。改变信号的不变质量重新拟合，不同质量点对应着不同的赝信号，在信号区域中最大的赝信号作为这一函数形式的赝信号。根据经验要求，某一函数的赝信号必须小于预期信号的 10% 或者背景统计涨落的 20%。若多个函数能够同时满足赝信号的条件，则选择自由度最少的函数作为描述背景形状的候选函数。函数中参数的具体数值由数据决定，从拟合中得出。

第 9 章 系统误差

此分析的结果需要考虑系统误差的影响。系统误差被分为三组，第一项为理论误差，包括 QCD scale，部分子分布函数和部分子簇射等等，第二项为实验误差，包括触发效率、光子重建、鉴别和刻度、其他粒子的重建、鉴别和刻度等等。第三项是信号和背景建模的误差。表?? 总结了所有的系统误差来源。

9.1 理论误差

理论误差由 QCD scale，部分子分布函数 (Parton Distribution Function, PDF)，部分子簇射 (Parton Shower, PS) 组成。理论预期的产生截面的不确定度会影响信号强度 (测量的截面与预期截面之比) 的测量，而不影响绝对的产生截面的测量。能够改变运动学分布的模型参数，比如两光子的横动量和喷注多重度，它们的不确定度会同时影响两者的测量。每一个产生模式在每一个子类的接受度的理论不确定度会影响信号强度和产生截面的测量。部分子分布函数和 α_S 的不确定度由参数化的 PDF4LHC15 估计。使用 CT10 的样本被重新加权到 PDF4LHC15 的分布，然后把它们之间的区别作为不确定度。对于胶子胶子融合过程，产生截面的计算精确到 N3LO，由 QCD scale 产生的不确定度为 3.9%。在某些运动学空间中，微扰不确定度变得重要。具体描述如下：

- 将由高阶修正产生的喷注多重度不确定度分为 4 项：两项用来描述信号产额的不确定度 (最大为 8.9%)，两项为不同 jet bin 之间的迁移误差 (最大为 18%)。
- 三项系统误差用来描述希格斯横动量的误差：前两项用来描述在中等横动量和高横动量区域之间的迁移误差，第三项用来描述顶夸克质量对于高阶计算的影响。
- 两项用来描述由于 QCD 高阶计算产生的胶子胶子融合在适量玻色子融合子类中的接受度的误差。这一误差用 MCFM 产生子中变动重整化和因子化常数来估计。这两项描述了 $H+2\text{ jet}$ 和 $H+\geq 3\text{ jet}$ 的胶子胶子融合实例在适量玻色子融合敏感的运动学区域的归一化的不确定的。部分子簇射和强子化的不确定度影响所有的信号强度和产生截面的测量。比较 PYTHIA8 和 HERWIG 中不同的簇射模型，可以得到这一不确定度对于信号产额和接受度的不确定度。

9.2 实验误差

实验误差分为两类，一类是对全局的信号产额的影响，一类是一类是不同子类之间事例的迁移误差。影响全局信号产额的系统误差来源如下所示：

- ATLAS 实验接收到的亮度的误差。2015+2016 数据的亮度不确定度为 3.2%。
- 两光子触发效率的不确定度，其不确定度为 0.4%
- 光子鉴别效率，其误差为 0.8%
- 光子径迹孤立化效率，其不确定度 0.8% 55 在 ATLAS 实验上利用双光子末态寻找标准模型希格斯粒子的 VBF 产生机制
- 光子量能器孤立化效率，其不确定度为 0.1% 与光子、轻子和喷注刻度相关的不确定度会使事例从一个子类迁移到另一个子类。他们包括：
- 模拟中堆积事例的建模，这一不确定是由模拟和数据的不同估计得到。在不同的子类中，这一误差为 1.4% 到 5.6%.
- 光子能量标度和分辨率。这个系统误差会使事例从一类迁移到另一类并且影响预期事例数。绝对能标是从 $Z \rightarrow e e$ 样本中推导出来。这一误差 0.2% 到 1.9%。
- 喷注能量刻度和能量分辨的误差，这一误差大小为 2.8% 到 15%.
- 喷注顶点标记的不确定度，这一误差小于 0.3%.
- 底夸克喷注标记算法的不确定度，这一误差在 3%.
- 电子和缪子重建、鉴别和孤立化的效率误差，这一误差对于电子是 0.6%，对于缪子是 0.5%.
- 电子和缪子能动量标度和分辨的不确定度，这一影响对所有的测量是可以忽略的。
- 丢失横能量的误差，这一误差的范围从 4.0% 到 4.8%.

9.3 信号和背景建模的误差

与信号和背景模型相关的不确定度对于所有测量采取同样的处理方式。这些不确定度包括光子能量标度和能量分辨率的不确定度，还有由于背景函数形式的选择带来的不确定度。信号的形状是从蒙特卡洛模拟中得到的。光子的能量标度

会影响信号分布的峰的位置，光子的能量分辨会影响信号分布的宽度。光子能量标度和能量分辨都作为高斯项约束的滋扰参数放进似然函数中。光子的能量分辨也是最主要的系统误差来源。光子能量标度对峰值的影响在 $\pm 0.21 \pm 0.36\%$ 之间，光子能量分辨对信号宽度的影响在 $\pm 6\%$ 和 $\pm 13\%$ 之间。这个不确定度依赖于光子的能量、赝快度和喷注的行为。如 Sec 7.2 中描述，某一函数的赝信号作为这一函数形式对于背景形状描述的偏差。

	Systematic uncertainty source	N_{NP}	Constraint
Theory	ggH QCD	9	$N_s^{ggH} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	missing high order (non-ggH)	6	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
Experimental	BR($H \rightarrow \gamma\gamma$)	1	$N_s^{tot} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	PDF	30	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	α_S	1	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	UE/PS	5	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Heavy flavor content	1	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Luminosity	1	$N_s^{tot} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Trigger	1	$N_s^{tot} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Photon ID	1	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Photon Isolation	2	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Flavor tagging	14	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Jet	20	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Jet flavor composition	7	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Jet flavor response	7	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Electron	3	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Muon	11	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	MET	3	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Pileup	1	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Photon energy scale	40	$N_s^p F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Mass ATLAS-CMS mH	1	$\mu_{CB} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Photon energy scale	40	$\mu_{CB} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
	Photon energy resolution	9	$\sigma_{CB} F_{LN}(\sigma_i, \theta_i)$
Background	Spurious signal	Varies	$N_{spur} \theta_{spur}$

表 9.1: 此表格列出了所有系统误差的来源, 滋扰参数的数目和约束项的形式。

第 10 章 统计解释

数据的测量结果需要进行统计解释。如前文所述，信号和背景的解析函数用来描述两光子不变质量谱，利用观测到的数据，可以构建一个似然函数。对于每一个子类，构建如下的似然函数 [34, 35]，

$$L_i = \text{Poisson}(n_i | N_i(\theta)) \prod_{j=1}^{n_i} f_o(m_{\gamma\gamma}^j, \theta) G(\theta) \quad (10.1)$$

其中， $n_i(N_i)$ 是观测（预期）的事例数， $f_i(m_{\gamma\gamma}, \theta)$ 是每一个子类中两个字不变质量谱的概率密度分布函数， $m_{\gamma\gamma}^j$ 是一个给定事例的两光子不变质量， θ 是滋扰参数，包括所有的系统误差项和归一化因子， $G(\theta)$ 是系统误差的约束项，为高斯分布或者 log-normal 分布，将一个子类中所有事例的概率相乘，就构成一个子类的似然函数，将所有子类的似然函数相乘，就够成全局的似然函数。预期事例数是预期信号产额，预期背景产额和赝信号的总和。

$$N_i = N_i^S + N_i^B + N_i^{spur} \theta_{spur} \quad (10.2)$$

概率密度 $f_i(m_{\gamma\gamma}, \theta)$ 的表达形式为：

$$f_i(m_{\gamma\gamma}, \theta) = ((N_i^{sig} + N_i^{spur} \theta_{spur}) f_i^{sig}(m_{\gamma\gamma}, \theta) + N_i^{bkg} f_i^{bkg}(m_{\gamma\gamma}, \theta)) / N_i \quad (10.3)$$

系统误差项是通过如下的因子乘以预期事例数、希格斯例子质量和宽度。如果系统误差服从高斯分布，

$$F_G(\sigma, \theta) = (1 + \sigma\theta) \quad (10.4)$$

如果系统误差服从 log-normal 分布，

$$F_{LN}(\sigma, \theta) = e^{\sqrt{\ln(1+\sigma^2)}\theta} \quad (10.5)$$

参数估计是通过似然比检验统计量得到的

$$\lambda(\mu) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (10.6)$$

在此公式中， μ 代表感兴趣的参数（POI, parameter of interest，在此分析中为信号强度，观测的产生截面与预期的产生截面之比）， θ 代表滋扰参数（nuisance parameter, NP），每一个系统误差项对于预期的影响用一个滋扰参数来表示。 $\hat{\mu}$ 和 $\hat{\theta}$ 代表对于给定的一组数据，根据极大似然法得到的最优拟合值。 $\hat{\theta}$ 代表着将 POI 固定在 μ 时， θ 的最佳拟合值。扫描 μ 值就会得到一条似然比的曲线。当 $\lambda(\mu) < 1$ 时， μ 对应的区间即是 68% 的置信区间。将所有系统误差固定到它们的最优拟合值，得到的 POI 的误差就是纯统计误差。将实验误差固定到最优拟合值，得到的 POI 的误差就是统计加理论误差，利用平方相减开根号的方法就可以得到最佳拟合值的统计误差、理论误差和实验误差。

第 11 章 结果

11.1 2015-2016 年 $36.1fb^{-1}$ 数据的结果

11.1.1 观测到的事例

图11.1展示了通过了单举筛选条件的事例的两光子不变质量的分布，它合并了所有产生模式的子类，并且所有的事例根据预期的信号数 n_s 和背景数 n_b 乘以一个权重 $\ln(1 + \frac{n_s}{n_b})$ 。图11.2展示了对于不同产生模式敏感的子类的两光子不变质量分布。每一张图合并了所有对于特定产生模式敏感的子类。

11.1.2 信号强度

通过信号加背景的统计模型对不变质量谱拟合，可以得到信号强度。信号强度为观测的信号事例数与预期的信号事例数的比值。在统计模型中，预期信号事例数表达为 $N_{sig,exp} = \mu \times N_{sig,SM}$ ，其中 $N_{sig,SM} = \mathcal{L} \times \sigma_{signal} \times \epsilon$ ， ϵ 为特定的产生模式在通过某一子类筛选条件的效率。通过一个全局的拟合，可以得到总体的信号强度。

$$\mu = 0.99^{+0.15}_{-0.14} = 0.99 \pm 0.12(stat)^{+0.06}_{-0.05}(exp)^{+0.07}_{-0.05}(theo) \quad (11.1)$$

如果把总体的信号强度 μ 固定，使各自产生模式的信号强度浮动，进行拟合可以得到各产生模式的信号强度。

$$\mu_{ggH} = 0.81^{+0.19}_{-0.18} = 0.81 \pm 0.16(stat)^{+0.07}_{-0.06}(exp)^{+0.07}_{-0.05}(theo)$$

$$\mu_{VBF} = 2.0^{+0.6}_{-0.5} = 2.0 \pm 0.5(stat)^{+0.3}_{-0.2}(exp)^{+0.3}_{-0.2}(theo)$$

$$\mu_{VH} = 0.7^{+0.9}_{-0.8} = 0.7 \pm 0.8(stat)^{+0.2}_{-0.2}(exp)^{+0.2}_{-0.1}(theo)$$

$$\mu_{top} = 0.5^{+0.6}_{-0.6} = 0.5^{+0.6}_{-0.5}(stat)+0.1_{-0.1}(exp)^{+0.1}_{-0.0}(theo)$$

图11.4和11.5总结了 VBF，VH 和 $t\bar{t}H$ 的预期和测量信号显著性。VBF 的信号显著度达到 4.9σ ，这是第一次在单一衰变道观测到接近 5 倍 σ 的 VBF 的信号显著度。

11.1.3 产生模式的截面

预期的事例数可以用不同产生模式的截面表示， $N_{sig,m}^i = \int L dt \times \sigma_{sig,m} \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma) \times \epsilon_m^i$ ，其中 $N_{sig,m}^i$ 表示产生模式 m 在子类 i 中的预期事例数， $\sigma_{sig,m}$ 表示产生模式 m 的截面， ϵ_m^i 表示产生模式 m 在子类 i 中的接受度。 σ_{VH} 包括 WH 和 ZH 产生模式，并且假设它们的比例与标准模型的预期值相同，同时包括了胶子初态和夸克初态。通过信号加背景的联合概率密度函数拟合到每一个子类的观测

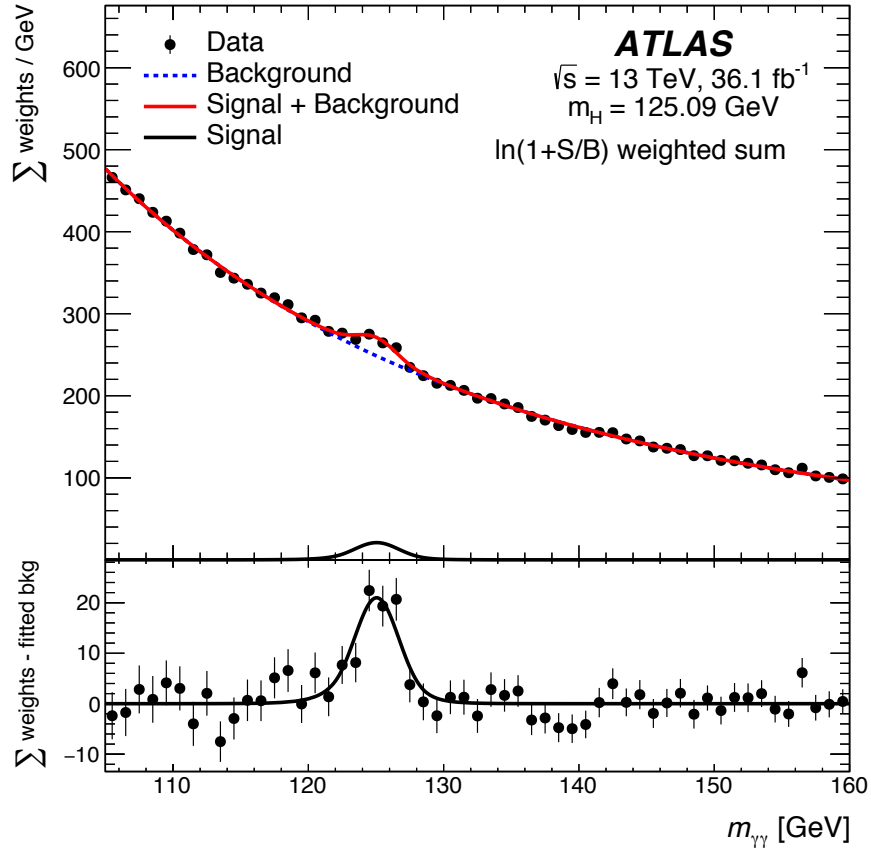


图 11.1: 经过单举筛选条件的事例的两光子不变质量谱。图中的点已经乘上了一个信号和背景数的权重。其中红线为信号加背景的拟合结果, 蓝色线为背景成分, 黑色线为信号成分。

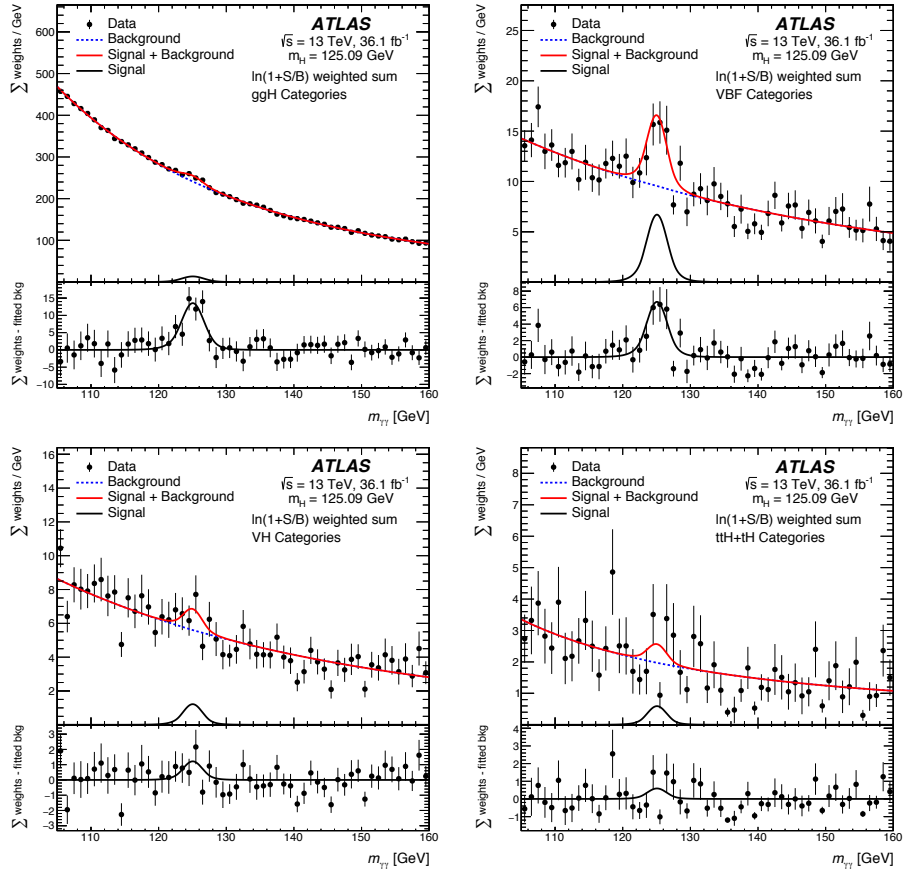


图 11.2: 加权的两光子不变质量谱。每张图合并了对于不同产生模式敏感的子类：胶子胶子融合（左上），矢量玻色子融合（右上），玻色子伴随产生（左下），顶夸克对伴随产生（右下）。图中红色的线为拟合得到的信号加背景的分布，蓝色的线为拟合得到的背景成分，黑色的线为拟合得到的信号分布。

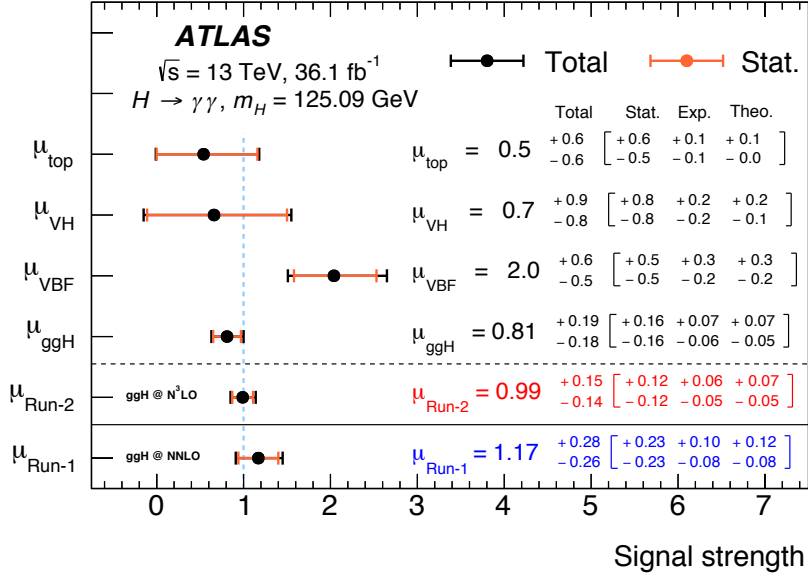


图 11.3: 此图总结了 36fb^{-1} 的 13 TeV 对撞数据中测量得到的不同产生模式的信号强度和总的信号强度。所有的测量结果与标准模型在两倍标准差范围内一致。

Measurement	Exp. Z_0	Obs. Z_0
μ_{VBF}	2.6σ	4.9σ
μ_{VH}	1.4σ	0.8σ
μ_{top}	1.8σ	1.0σ

图 11.4: 表格总结了 VBF, VH 和 $t\bar{t}H$ 产生模式的预期信号显著度和观测的信号显著度。VBF 的观测信号显著度为 4.9σ , 这是第一次在一个单独衰变道观测到接近 5 倍标准差的 VBF 信号显著度。

Measurement	Observed	Exp. Limit ($\mu_i = 1$)	Exp. Limit ($\mu_i = 0$)	+2 σ	+1 σ	-1 σ	-2 σ
μ_{VH}	2.3	2.5	1.5	3.1	2.2	1.1	0.8
μ_{top}	1.7	2.3	1.2	2.6	1.8	0.9	0.6

图 11.5: 此图总结了 VH 和 $t\bar{t}H$ 产生模式的观测和预期的上线, 以及误差带。

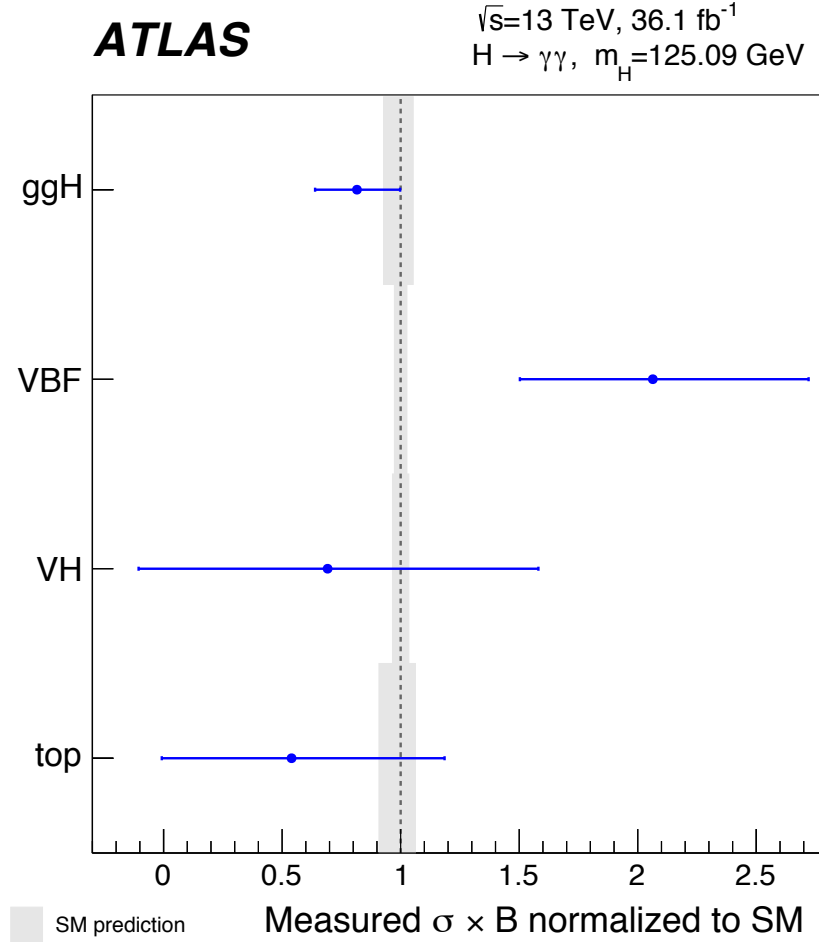


图 11.6: 此图总结了测量得到的希格斯粒子产生模式的截面乘以希格斯粒子到两光子的分支比。蓝色的线使测量包含了统计误差、理论误差和实验误差的测量结果灰色的阴影代表标准模型的预言值和误差。

到的数据中的两光子不变质量谱。

图11.6和图11.7总结了拟合得到的产生模式截面结果。图11.8展示了胶子胶子融合和矢量玻色子融合产生截面乘以分支比的二维图以及 68% 和 95% 置信区间的轮廓。标准模型预期和测量结果在两倍标准差之内一致。为了去除实验中与测量中分支比的偏差造成的影响，不同产生模式的截面与胶子胶子融合的截面之比也可以从拟合中得到，并且与标准模型预言进行比较，结果如下。

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{VBF}/\sigma_{ggH}}{(\sigma_{VBF}/\sigma_{ggH})^{SM}} &= 2.5^{+1.3}_{-0.9} = 2.5^{+1.1}_{-0.8}(stat)^{+0.5}_{-0.3}(exp)^{+0.5}_{-0.3}(theo) \\ \frac{\sigma_{VH}/\sigma_{ggH}}{(\sigma_{VH}/\sigma_{ggH})^{SM}} &= 0.9^{+1.3}_{-1.0} = 0.9^{+1.2}_{-0.9}(stat)^{+0.3}_{-0.3}(exp)^{+0.2}_{-0.1}(theo) \\ \frac{\sigma_{top}/\sigma_{ggH}}{(\sigma_{top}/\sigma_{ggH})^{SM}} &= 0.7^{+0.8}_{-0.7} = 0.7^{+0.8}_{-0.7}(stat)^{+0.2}_{-0.1}(exp)^{+0.2}_{-0.0}(theo) \end{aligned}$$

Process ($ y_H < 2.5$)	Result		Uncertainty [fb]			SM prediction [fb]
	[fb]	Total	Stat.	Exp.	Theo.	
ggH	82	$^{+19}_{-18}$	$\left(\pm 16 \right)$	$^{+7}_{-6}$	$^{+5}_{-4}$	102^{+5}_{-7}
VBF	16	$^{+5}_{-4}$	$\left(\pm 4 \right)$	± 2	$^{+3}_{-2}$	8.0 ± 0.2
VH	3	± 4	$\left(\begin{smallmatrix} +4 \\ -3 \end{smallmatrix} \right)$	± 1	$^{+1}_{-0}$	4.5 ± 0.2
Top	0.7	$^{+0.9}_{-0.7}$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.8 \\ -0.7 \end{smallmatrix} \right)$	$^{+0.2}_{-0.1}$	$^{+0.2}_{-0.0}$	1.3 ± 0.1

图 11.7: 测量得到的产生界面乘以分支比的最佳拟合值和误差, 和标准模型的预言和误差。

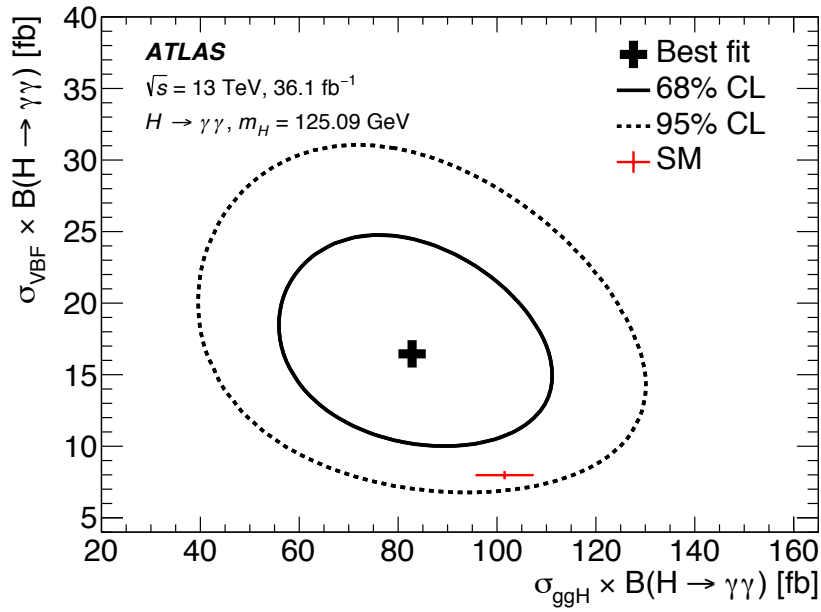


图 11.8: 测量得到的胶子胶子融合和矢量玻色子融合产生界面的二维图, 测量结果与标准模型在误差范围保持一致。

Process ($ y_H < 2.5$)	Result	Uncertainty				SM prediction
		Total	Stat.	Exp.	Theo.	
$\sigma_{\text{VBF}}/\sigma_{\text{ggH}}$	0.20	$^{+0.10}_{-0.07}$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.09 \\ -0.06 \end{smallmatrix} \right)$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.04 \\ -0.02 \end{smallmatrix} \right)$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.04 \\ -0.02 \end{smallmatrix} \right)$	$0.078^{+0.005}_{-0.006}$
$\sigma_{\text{VH}}/\sigma_{\text{ggH}}$	0.04	$^{+0.06}_{-0.05}$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.06 \\ -0.04 \end{smallmatrix} \right)$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{smallmatrix} \right)$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{smallmatrix} \right)$	$0.045^{+0.004}_{-0.005}$
$\sigma_{\text{top}}/\sigma_{\text{ggH}}$	0.009	$^{+0.010}_{-0.009}$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.010 \\ -0.009 \end{smallmatrix} \right)$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.002 \\ -0.001 \end{smallmatrix} \right)$	$\left(\begin{smallmatrix} +0.002 \\ -0.001 \end{smallmatrix} \right)$	$0.012^{+0.001}_{-0.002}$

图 11.9: 归一到标准模型预期的各产生模式截面与 ggH 截面之比和他们的误差, 所有的测量结果与标准模型预期在误差范围内保持一致。

图11.9也列出了归一到标准模型的各产生模式与胶子胶子融合的截面之比和它们的误差。所有的测量结果与标准模型在 12 两倍标准差之内保持一致。

11.1.4 简化模板截面 (STXS)

如前所述, 为了提高不同相空间的信号显著度并且减小模型依赖, 在 “Stage-1” 中将所有的产生模式分成 31 个相空间, 如图??所示, 这种分割方式叫做简化模板截面 (STXS)。在测量过程中, 为了保证测量结果的敏感度, 减小统计误差, 减小关联度, 将 31 个相空间合并为 10 个相空间, 并且测量每个空间的产生截面。图11.10和6.3总结了所有测量得到的产生截面和误差。

11.1.5 耦合强度

κ 框架是用来参数化并且测量希格斯粒子与标准模型耦合强度的。以 $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ 为例

$$(\sigma \times BR)(H \rightarrow \gamma\gamma) = \sigma_{SM}(gg \rightarrow H)BR_{SM}(H \rightarrow \gamma\gamma) \frac{\kappa_g^2 \kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2} \quad (11.2)$$

κ_g 和 κ_γ 代表希格斯粒子与胶子和光子的耦合强度与标准模型预期之比, $\kappa_{g(\gamma)} = 1$ 代表标准模型预期。 κ_g 和 κ_γ 可以是自由的参数, 也可以表达成其他耦合强度的函数。

$$\kappa_g = \frac{\kappa_t^2 \sigma_{ggH}^{tt}(m_H) + \kappa_b^2 \sigma_{ggH}^{bb}(m_H) + \kappa_t \kappa_b \sigma_{ggH}^{tb}(m_H)}{\sigma_{ggH}^{tt}(m_H) + \sigma_{ggH}^{bb}(m_H) + \sigma_{ggH}^{tb}(m_H)}$$

$$\kappa_\gamma = \frac{\kappa_t^2 \Gamma_{\gamma\gamma}^{tt}(m_H) + \kappa_b^2 \Gamma_{\gamma\gamma}^{bb}(m_H) + \kappa_t \kappa_b \Gamma_{\gamma\gamma}^{tb}(m_H)}{\Gamma_{\gamma\gamma}^{tt}(m_H) + \Gamma_{\gamma\gamma}^{bb}(m_H) + \Gamma_{\gamma\gamma}^{tb}(m_H)}$$

其中, κ_t, κ_b 代表希格斯粒子与顶夸克和底夸克的耦合强度。 $\sigma_{ggH}^{tt}(m_H), \sigma_{ggH}^{bb}(m_H), \sigma_{ggH}^{tb}(m_H)$ 代表顶夸克贡献, 底夸克贡献和干涉项。 $\Gamma_{\gamma\gamma}^{tt}(m_H), \Gamma_{\gamma\gamma}^{bb}(m_H), \Gamma_{\gamma\gamma}^{tb}(m_H)$ 代表顶夸克贡献的宽度, 底夸克贡献的宽度和干涉项贡献的宽度。所有预期的信号事例数可以写成耦合强度 κ_i 的函数, 从观测的两光子不变质量谱中可以拟合出耦合强度 κ_i 。在模型中, 假设所有玻色子和希格斯粒子的耦合相同, 所有费米子和希格斯粒子

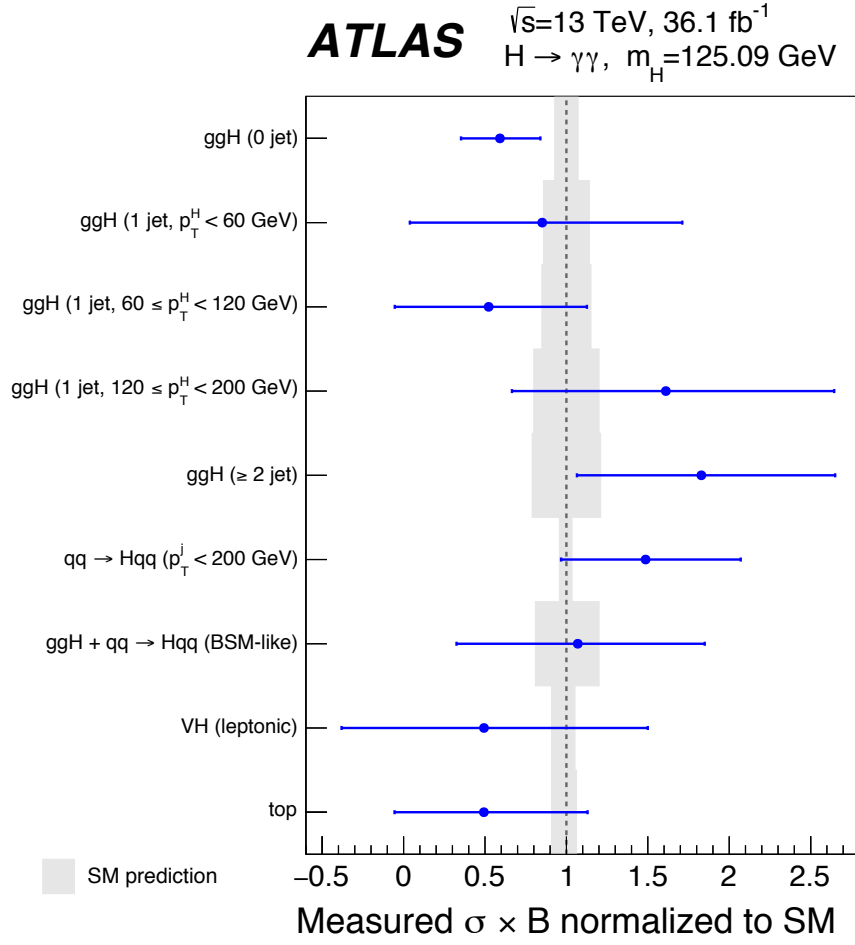


图 11.10: 此图总结了测量得到的十个相空间的产生截面，蓝色的线是测量值和误差，灰色的阴影为标准模型预言值和误差。

Measurement region ($ y_H < 2.5$)	Result	Uncertainty			SM prediction
		Total	Stat.	Syst.	
ggH, 0 jet	37 ⁺¹⁶ ₋₁₅	(± 14	(± 6	fb	63 ± 5 fb
ggH, 1 jet, $p_T^H < 60 \text{ GeV}$	13 ⁺¹³ ₋₁₂	(± 12	(± 5	fb	15 ± 2 fb
ggH, 1 jet, $60 \leq p_T^H < 120 \text{ GeV}$	5 ± 6	(± 6	(± 2	fb	10 ± 2 fb
ggH, 1 jet, $120 \leq p_T^H < 200 \text{ GeV}$	2.8 ^{+1.7} _{-1.6}	(± 1.6	(± 0.7	fb	1.7 ± 0.3 fb
ggH, $\geq 2 \text{ jet}$	20 ⁺⁹ ₋₈	(± 8	(± 4	fb	11 ± 2 fb
$qq \rightarrow Hqq, p_T^j < 200 \text{ GeV}$	15 ⁺⁶ ₋₅	(± 5	(± 3	fb	10 ± 0.5 fb
ggH + qq → Hqq, BSM-like	2.0 ± 1.4	(± 1.3	(± 0.6	fb	1.8 ± 0.4 fb
VH, leptonic	0.7 ^{+1.4} _{-1.3}	(± 1.4	(± 0.4	fb	1.4 ± 0.1 fb
Top	0.7 ^{+0.8} _{-0.7}	(± 0.8	(± 0.2	fb	1.3 ± 0.1 fb

图 11.11: 此图列出了所有测量结果和预期值的具体数字。

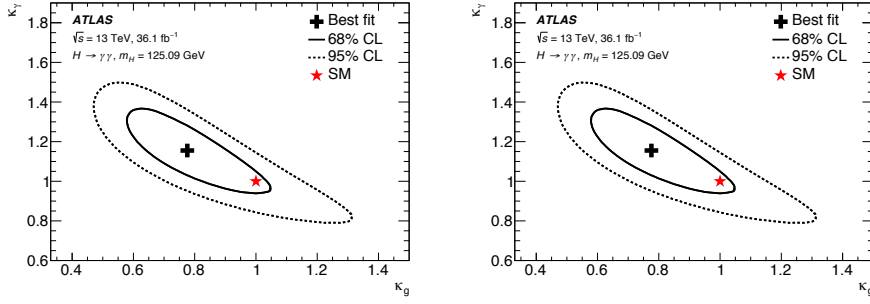


图 11.12: 左: 将其他所有耦合强度固定到标准模型, κ_g 和 κ_γ 当作自由参数。此图展示了观测数据中的最佳拟合结果及其 60% 和 95% 的置信区间。红色十字为标准模型预言。

右: 将 κ_g 和 κ_γ 表达成 κ_V 和 κ_f 的函数, 并且假设 $\kappa_V = \kappa_W = \kappa_Z$ 和 $\kappa_f = \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau = \kappa_\mu$

的耦合相同, 即 $\kappa_V = \kappa_W = \kappa_Z$ 和 $\kappa_f = \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau = \kappa_\mu$ 。图 11.12 总结了 κ_g 和 κ_γ 以及 κ_V 和 κ_f 的二维拟合结果和误差。

11.2 2015-2017 年 80 fb^{-1} 数据的结果

11.2.1 观测到的事例

保持单据筛选条件不变, 重新优化了每个子类的筛选条件, 图 11.13 展示了通过单据筛选条件的事例的两光子不变质量的分布, 每一个事例都加上了一个与信号背景之比相关的权重。

11.14 展示了对于不同产生模式敏感的子类的广策得到的两光子不变质量的分布。每一张图都合并了对于相应产生模式敏感的所有子类, 每一个数据点都加了一个与信号背景比相关的权重。图中红线代表拟合得到的信号加背景的分布, 绿线代表所有的背景, 蓝线代表 QCD 的连续本底。其中, 绿线包括了非相应产生模式的希格斯粒子的贡献。

11.2.2 产生模式的截面

与上文类似, 图 11.15 展示了测量得到的不同产生模式的信号强度及其误差。与标准模型及其理论误差相比, 测量结果在两倍标准差内保持一致。图 11.16 展示了测量得到的不同产生模式的信号强度的关联矩阵。由于胶子胶子融合的事例会进入到 VBF 和 VH 的子类当中, 所以 μ_{ggH} 和 μ_{VBF} 、 μ_{VH} 是负相关的。由于 ggH 和 $t\bar{t}H$ 都是主要有希格斯粒子与顶夸克耦合产生的, 所以二者是正相关的。VBF 和 VH 过程都是通过希格斯粒子与矢量玻色子耦合产生的, 所以二者是正相关。通过减少某一产生模式的子类中其他产生模式的贡献, 可以有效地减少不同产生模式的关联, 同时减小某些理论不确定度对于测量的影响, 比如胶子胶子融合

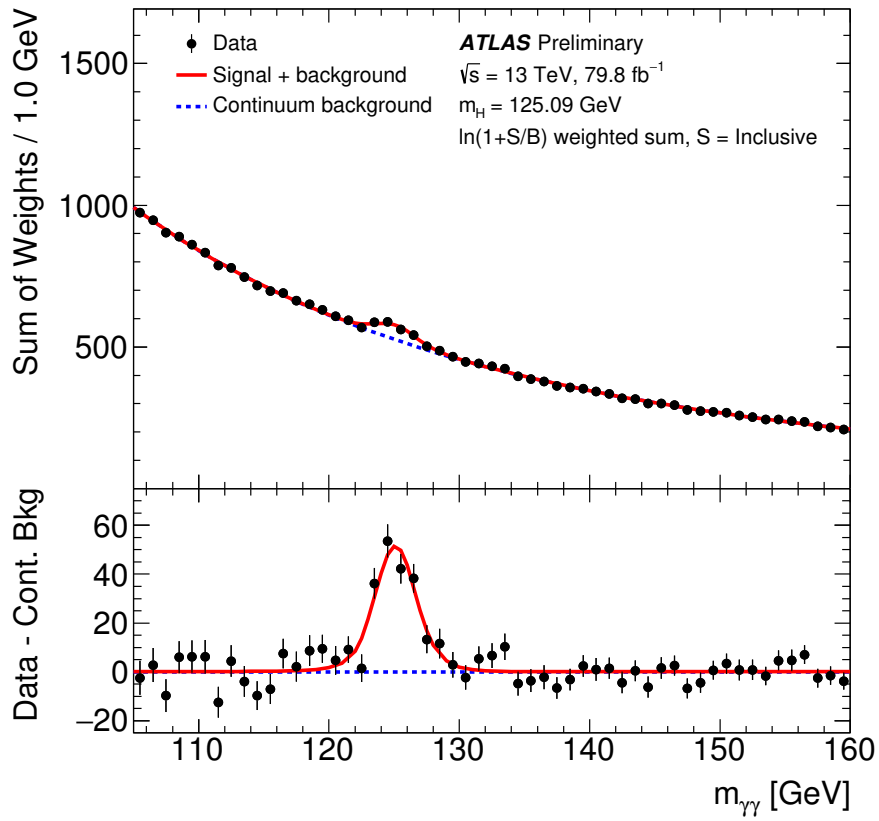


图 11.13: 经过单举筛选条件的事例的两光子不变质量谱，每一个事例都加上了信号背景之比的权重。

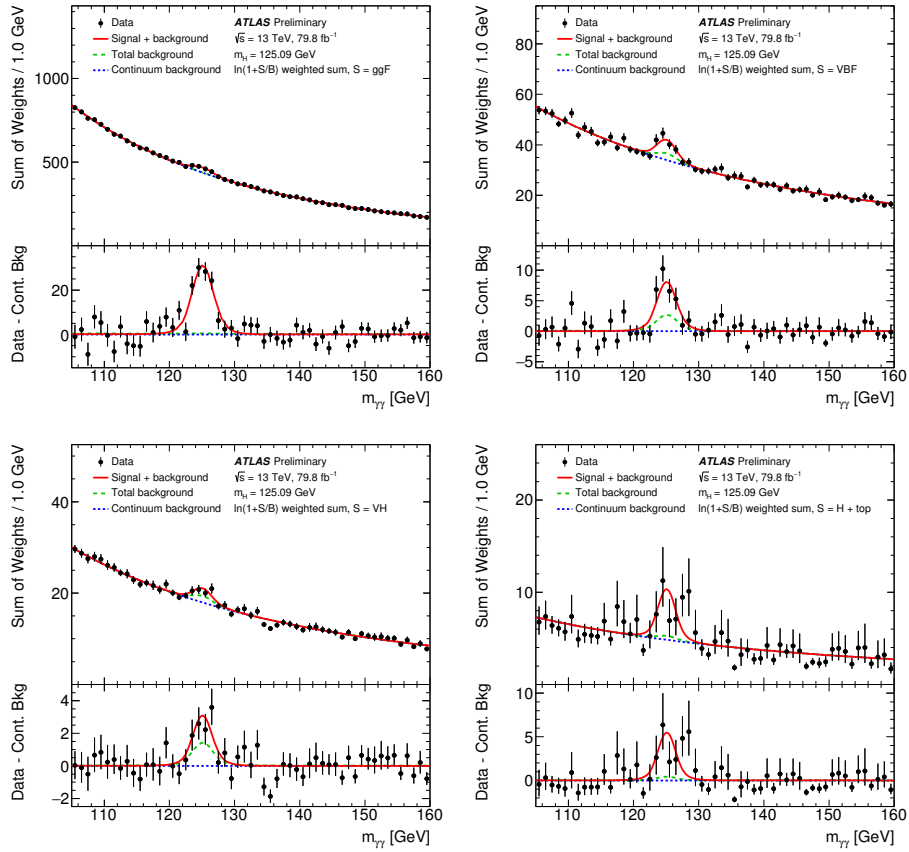


图 11.14: 此图展示了在重建级别, 经过了对不同产生模式敏感的筛选条件, 每张图合并了所有对相应模式敏感的子类: 左上: ggH , 右上: VBF , 左下: VH , 右下: $t\bar{t}H$ 。

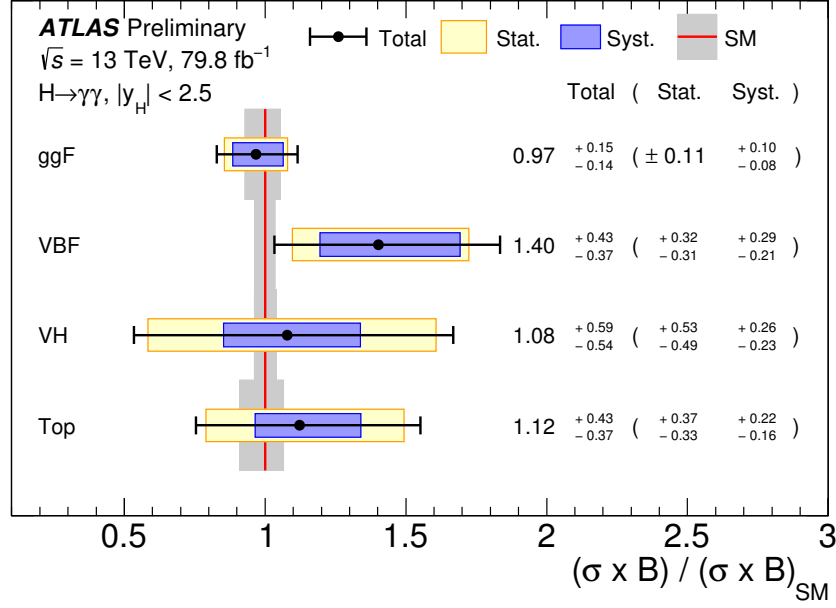


图 11.15: 此图展示了测量得到的不同产生模式的信号强度及其误差。与标准模型及其理论误差相比，测量结果在两倍标准差内保持一致。

产生截面的不确定度对于矢量玻色子融合的测量的影响。

11.2.3 简化模板截面 (STXS)

与前文相似，为了减少统计误差，将 STXS-stage1 中的相空间合并成 10 个，并且这些截面在拟合中得到。11.17 展示了测量得到的 10 个截面的结果，与标准模型在误差范围内保持一致。

图11.18展示了这十个参数的关联矩阵。与产生模式的信号强度的关联矩阵相似，由于有其他产生模式进入某一特定产生模式的子类，两者就会产生负关联，比如 $\sigma_{ggF,0J}$ 和 $\sigma_{ggF,1J,0 < p_T^H < 60 \text{ GeV}}$ ， $\sigma_{ggF,2J}$ 和 $\sigma_{qq \rightarrow Hqq}$ 。

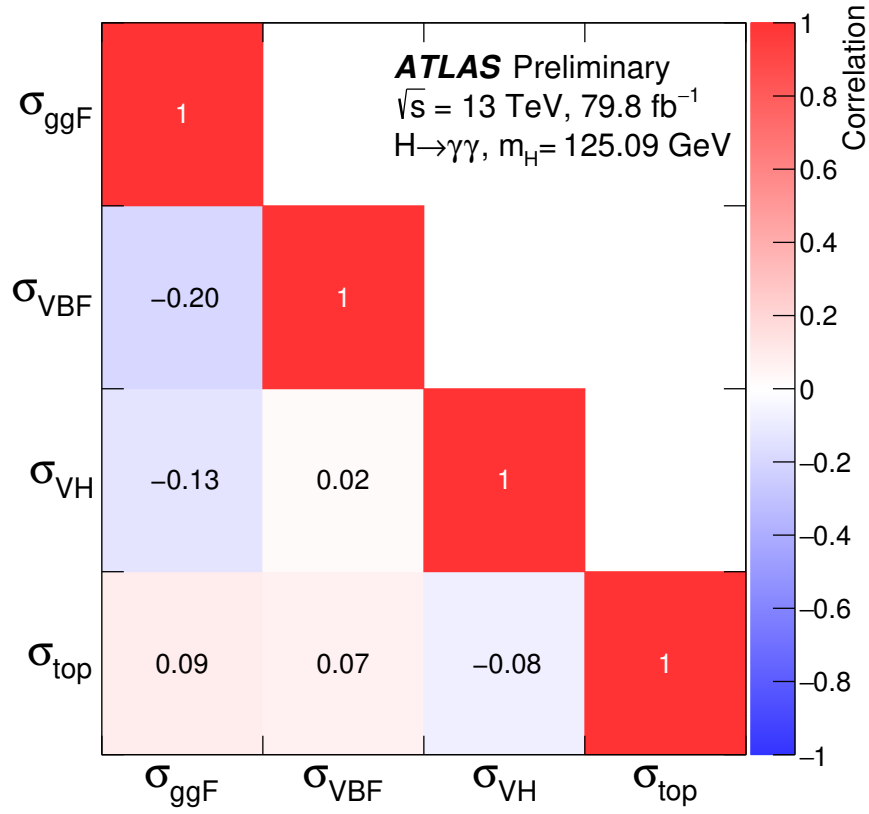


图 11.16: 此图展示了拟合得到的不同产生模式信号强度的关联矩阵。

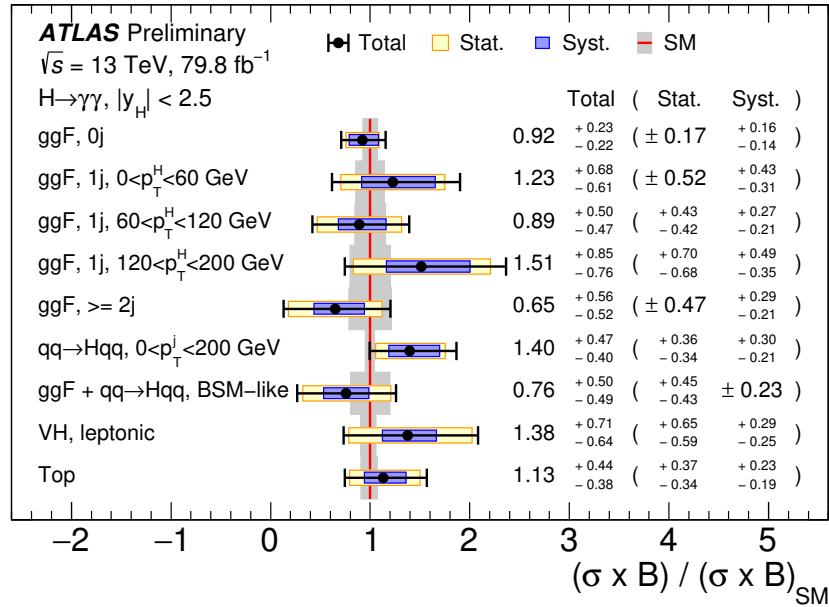


图 11.17: 此图展示了测量得到的简化模板截面的中心值和误差。测量的结果与标准模型预期在两倍标准差之内保持一致。

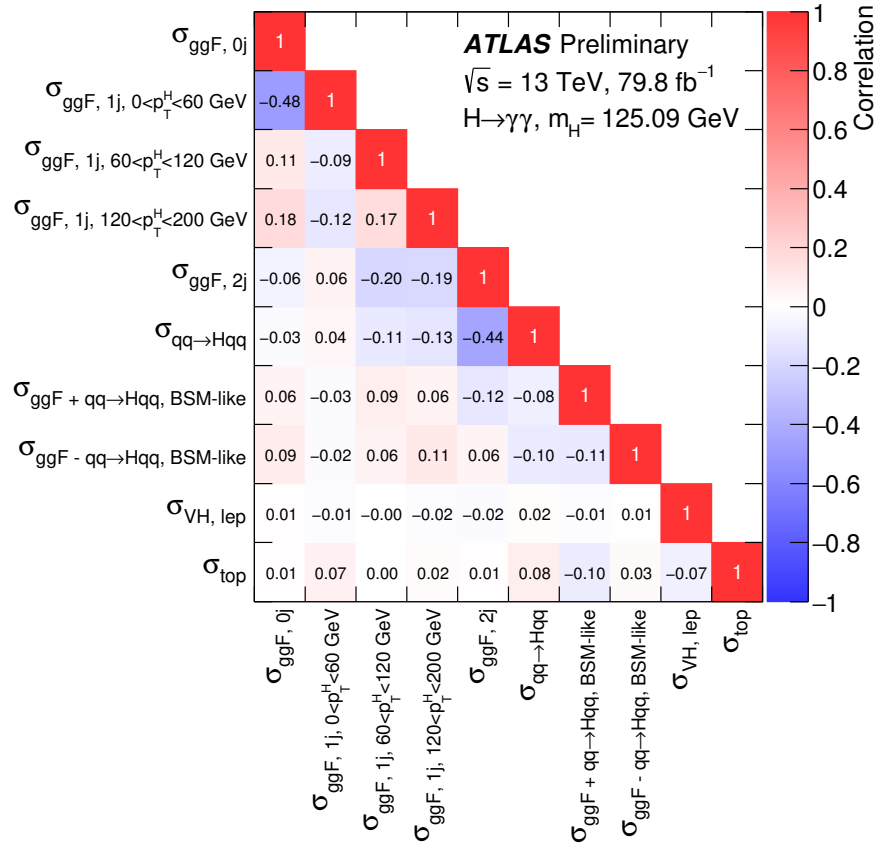


图 11.18: 此图展示了测量得到的简化模板截面的关联矩阵。

第 12 章 总结与展望

在 2015 年, LHC 经过两年的停机重新启动, 并把能量升高到 13 TeV, 计划到 2018 年整个 Run2 取数约 $140fb^{-1}$ 。在希格斯粒子发现之后, 这些数据有利于更加准确地测量希格斯粒子的性质, 比如信号强度、微分截面等等。同时, 这些数据也有助于探索超出标准模型的物理, 寻找新的高质量共振态。

我 2015 年回到研究所开展研究, 首先花了一年时间完成了 ATLAS qualification 的工作, 其内容为 ATLAS 升级中的硅探测器颗粒度模拟, 研究了不同硅探测器设计、不同颗粒度下运动学参数的分辨率。这一任务历时一年, 在 2016 年 8 月获得 ATLAS 合作组的 authorship。

2015 年, Run2 开始取数。作为练习和训练, 我利用蒙特卡罗研究了喷注的重建效率、 $Higgs \rightarrow \gamma\gamma$ 信号的形状和统计分析。利用半年的时间学习矩形筛选条件 (cut-based) 和增长决策树 (BDT) 的优化。利用 2015 年采集的 $3.2fb^{-1}$ 的数据, 对矢量玻色子融合 (VBF) 的筛选条件进行了优化, 在 ATLAS 内部产生了 Run2 第一批 VBF $Higgs \rightarrow \gamma\gamma$ 的结果。

2016 年上半年, 通过对 750 GeV 两光子共振态的交叉检验, 学习了背景分解和背景形状的研究方法。这些技能在之后广泛的应用与两光子相关的分析 $X \rightarrow S(\rightarrow MET)H(\rightarrow \gamma\gamma)$, $HH \rightarrow WW\gamma\gamma$ 。

2016 年夏天, 一共收集了 $13.3fb^{-1}$ 的数据, 利用这些数据对 BDT 进行优化, 在 ICHEP2016 发表了一片 CONF Note, 这是 ATLAS Run2 关于 $Higgs \rightarrow \gamma\gamma$ 衰变道希格斯粒子耦合的研究的第一次公开的结果。

当统计量进一步增大时, 为了测量 STXS 的截面, 将矢量玻色子融合 (VBF) 过程依据 p_{THjj} 分成两个区间, 在每个区间中进行 BDT 优化, 分成两个子类 (category), 一共四个 category。在这一过程中对 BDT 的策略进行了更多的尝试, 包括引入更多的运动学变量和调整 BDT 训练中的参数 (NTrees 和 MaxDepth), 但这些调整对信号显著度都没有明显提高。

2015 和 2016 年一共收集了 $36.1fb^{-1}$ 的数据, 相应数据的结果在 2018 年发表在 PLB 上。观测到的双光子道矢量玻色子融合产生模式的信号显著度达到 4.9 倍标准差。这是第一次单一衰变道观测到接近 5 倍标准差的 VBF 模式。在 2018 年夏天, 2015-2017 年收集到的 $79.8fb^{-1}$ 的数据的结果在 ICHEP2018 发表。矢量玻色子融合的子类的筛选条件没有改变, 由于统计量增高, 信号强度的精度进一步提高。

从结果中我们可以看到, 当前测量的 μ_{ggH} 和 μ_{VBF} 有很强的关联。这是因为在矢量玻色子融合的子类中混入了胶子胶子融合的事例, 这也会导致胶子胶子融合的理论误差会影响矢量玻色子融合的计算, 所以在下一步的分析的目标就是减少

胶子胶子融合的混入。

如前文所述，有三个可能提高测量精度的方向，1) 提高胶子/夸克喷注的鉴别，2) 提高 pile-up 喷注的排除能力，3) 采用更高级的多变量分析方法。此外，矢量玻色子融合过程还可以用来测量希格斯粒子的自旋和 CP。

附录 A.2015-2016 年 $36.1fb^{-1}$ 数据中观测得到两光子不变质量谱

本节展示了 $36.1fb^{-1}$ 数据中每一个子类的两光子不变质量的分布。

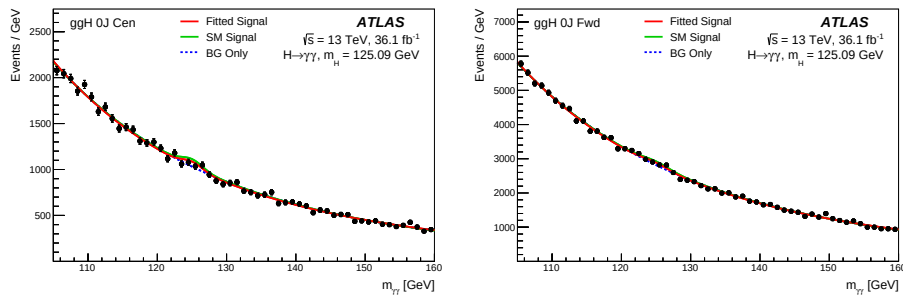


图 A.1: 左: “ggH 0J CEN”, 右: “ggH 0J FWD”。

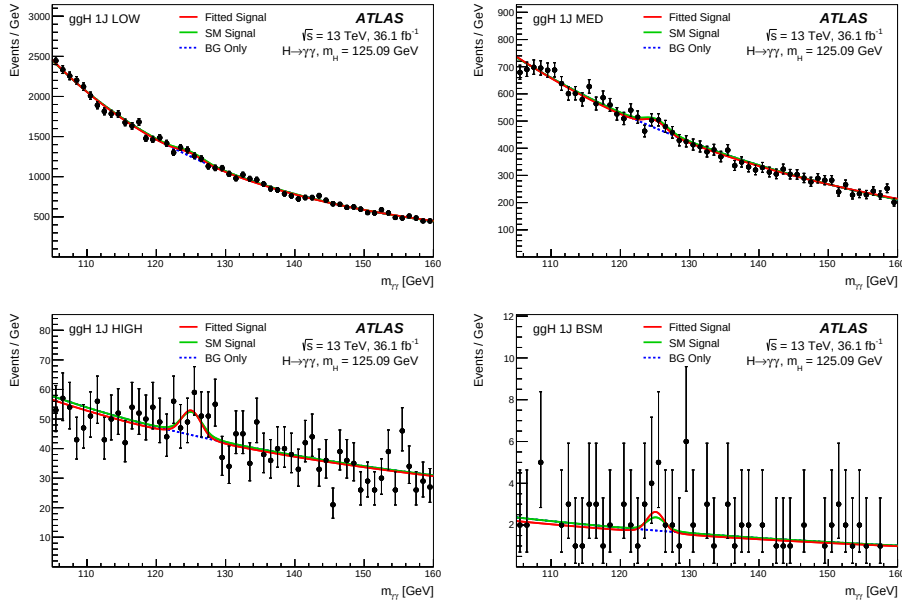


图 A.2: 左上: “ggH 1J LOW”, 右上: “ggH 1J MED”, 左下: “ggH 1J HIGH”, 右下: “ggH 1J BSM”

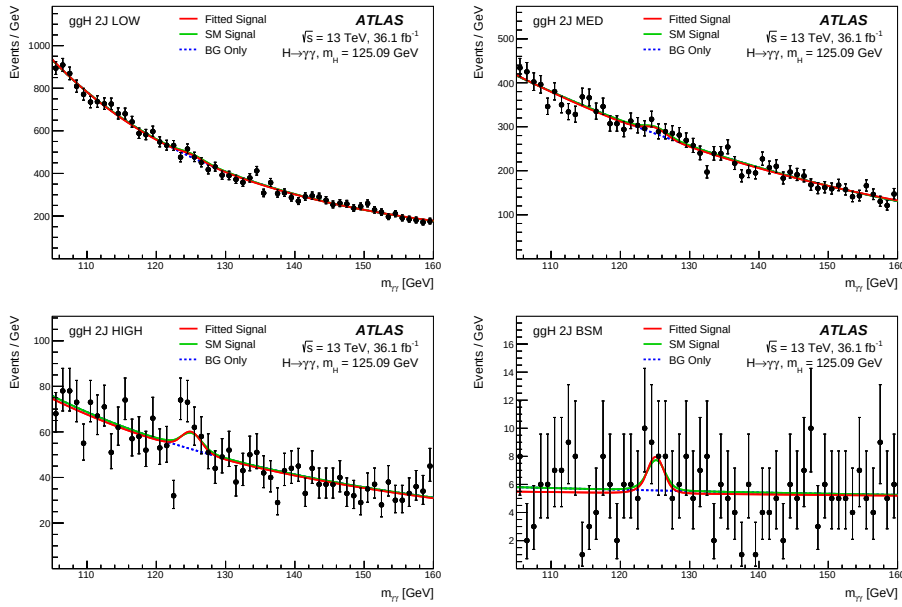


图 A.3: 左上: “ggH 2J LOW”, 右上: “ggH 2J MED”, 左下: “ggH 2J HIGH”, 右下: “ggH 2J BSM”

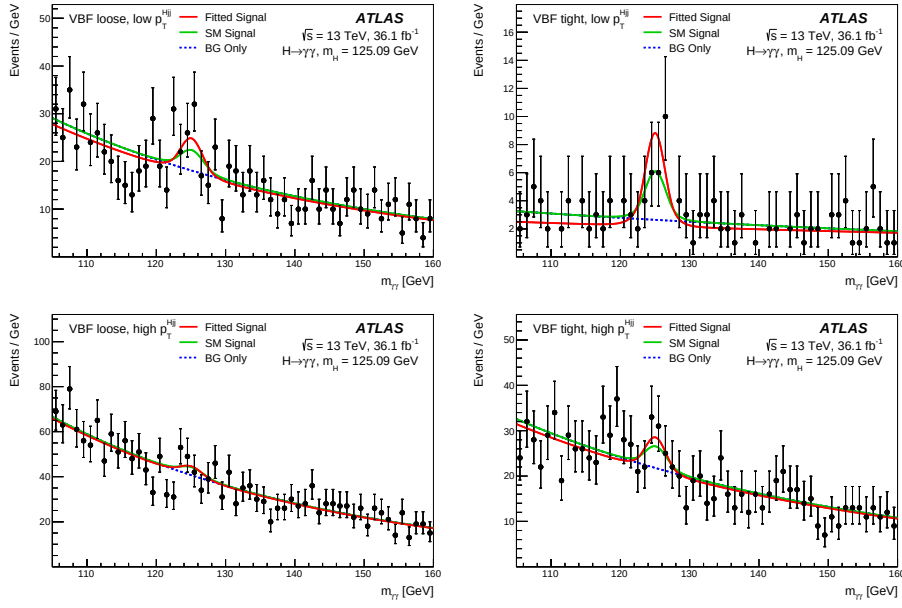


图 A.4: 左上: “VBF PTHJJLOW loose”, 右上: “VBF PTHJJLOW tight”, 左下: “VBF PTHJJHIGH loose”, 右下: “VBF PTHJJHIGH tight”

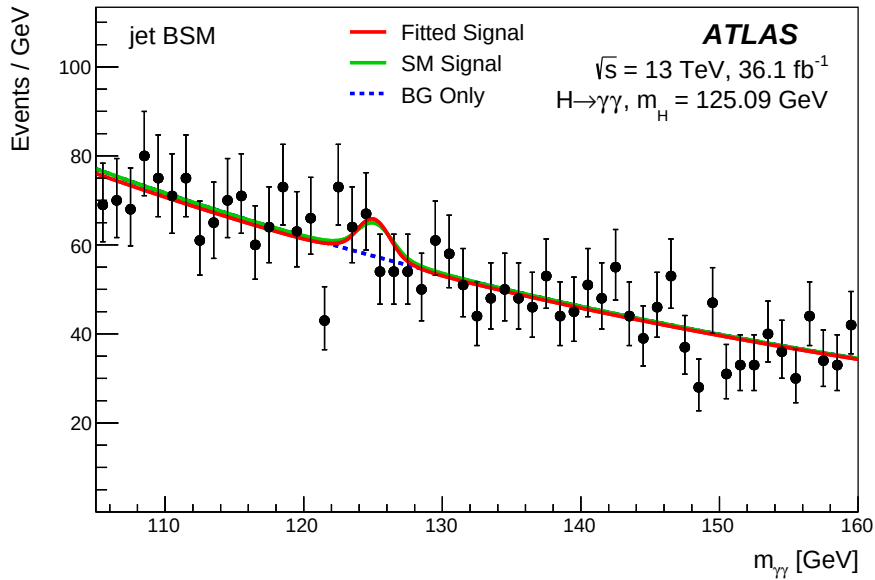
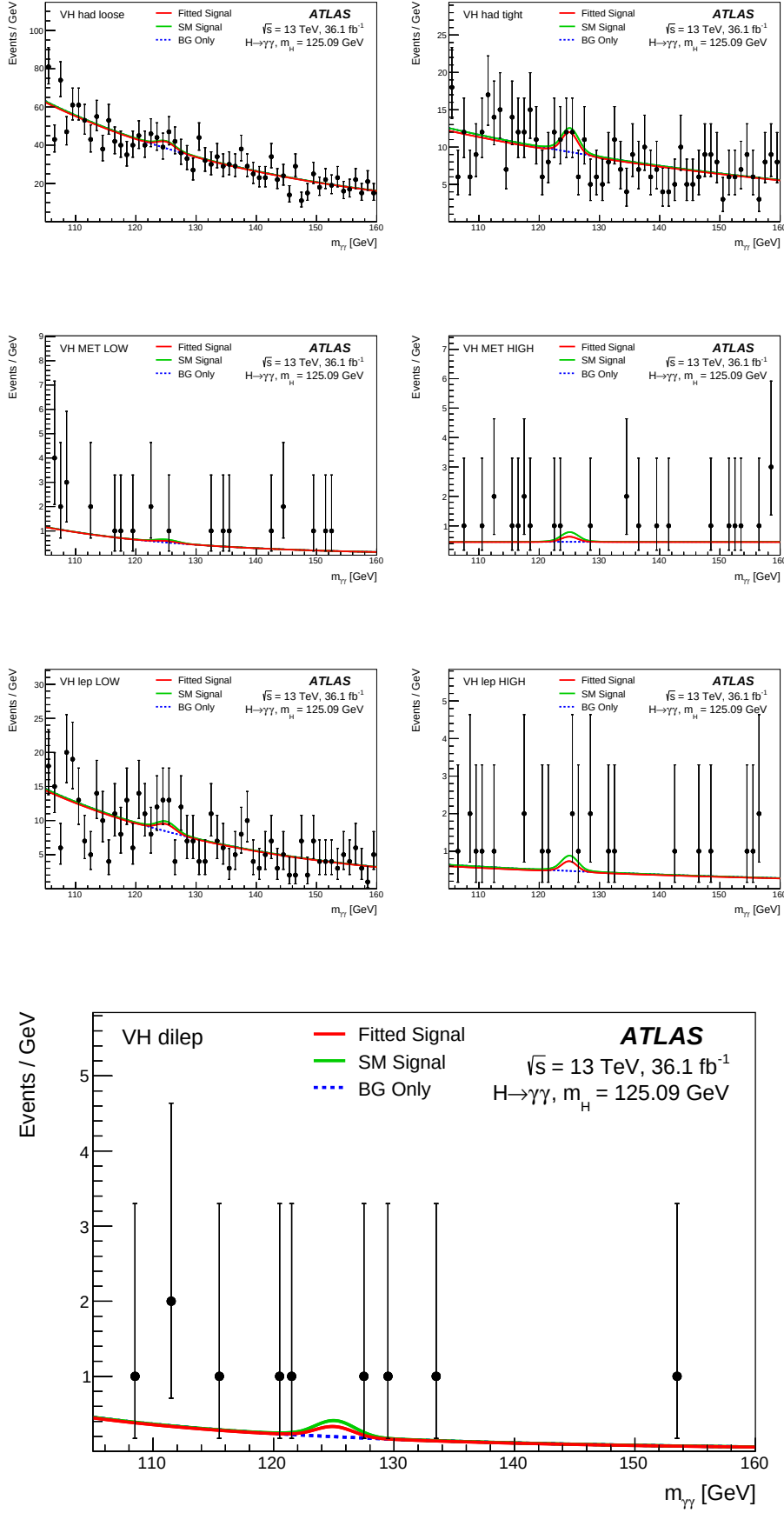
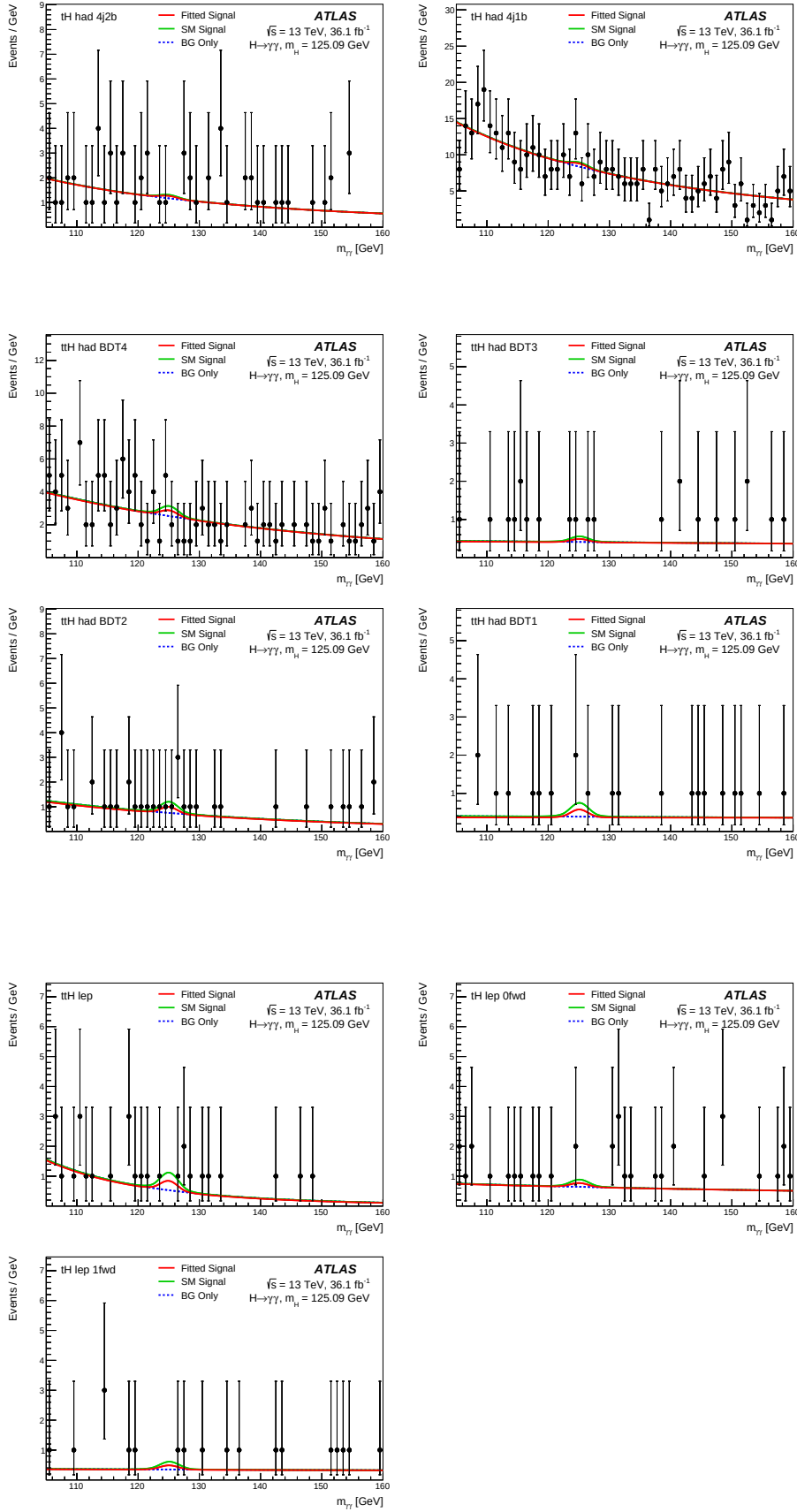


图 A.5: “jet BSM” 子类





参考文献

- [1] 戴元本. 相互作用的规范理论[M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [2] DITTMAIER S, OTHERS. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables[Z]. 2011. DOI: 10.5170/CERN-2011-002.
- [3] DITTMAIER S, OTHERS. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions[Z]. 2012. DOI: 10.5170/CERN-2012-002.
- [4] ANDERSEN J R, OTHERS. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties[Z]. 2013. DOI: 10.5170/CERN-2013-004.
- [5] DE FLORIAN D, OTHERS. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector[Z]. 2016. DOI: 10.23731/CYRM-2017-002.
- [6] AAD G, OTHERS. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider [J]. JINST, 2008, 3: S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [7] AABOUD M, OTHERS. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data[J]. Eur. Phys. J., 2016, C76(12): 666. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4507-9.
- [8] AABOUD M, OTHERS. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016[J]. Eur. Phys. J., 2019, C79(3): 205. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6650-6.
- [9] AAD G, OTHERS. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data[J]. Eur. Phys. J., 2014, C74(10): 3071. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3071-4.
- [10] MORGENSTERN S. Electron and photon energy measurement calibration with the ATLAS detector[J]. PoS, 2019, ICHEP2018: 033. DOI: 10.22323/1.340.0033.
- [11] AAD G, OTHERS. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data[J]. Eur. Phys. J., 2014, C74(7): 2941. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-2941-0.
- [12] AABOUD M, OTHERS. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Eur. Phys. J., 2019, C79(8): 639. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7140-6.
- [13] AAD G, OTHERS. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data[J]. Eur. Phys. J., 2014, C74(11): 3130. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3130-x.
- [14] AAD G, OTHERS. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Eur. Phys. J., 2016, C76(5): 292. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4120-y.
- [15] AABOUD M, OTHERS. Jet energy scale measurements and their systematic un-

- certainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev., 2017, D96(7): 072002. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.072002.
- [16] HAITZ D. Measurement of Jet Energy Scale and Resolution at ATLAS and CMS at $\sqrt{s} = 8$ TeV[J]. Acta Phys. Polon. Supp., 2015, 8: 941–947. DOI: 10.5506/APhysPolBSupp.8.941.
- [17] AAD G, OTHERS. Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector[J]. Eur. Phys. J., 2015, C75: 17. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3190-y.
- [18] AAD G, OTHERS. Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV proton-proton collisions in the ATLAS detector[J]. Eur. Phys. J., 2017, C77(4): 241. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4780-2.
- [19] AABOUD M, OTHERS. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Eur. Phys. J., 2018, C78(11): 903. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-6288-9.
- [20] AAD G, OTHERS. Measurement of the isolated di-photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev., 2012, D85: 012003. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.012003.
- [21] WIKIPEDIA. <https://en.wikipedia.org>[M]. [S.l.]: On-line Resources, 2014.
- [22] HIGGS P W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields[J]. Phys. Lett., 1964, 12: 132–133. DOI: 10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [23] HIGGS P W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons[J]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 508–509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [24] ENGLERT F, BROUT R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons [J]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 321–323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [25] AAD G, OTHERS. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC[J]. Phys. Lett., 2012, B716: 1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [26] CHATRCHYAN S, OTHERS. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC[J]. Phys. Lett., 2012, B716: 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [27] BERGER N, OTHERS. Simplified Template Cross Sections - Stage 1.1[Z]. [S.l.: s.n.], 2019.
- [28] BENEDIKT M, OTHERS. Performance of the LHC pre-injectors[C/OL]// Proceedings, 18th International Conference on High-Energy Accelerators, HEACC 2001: Tsukuba, Japan, March 26-30, 2001. 2001: MO-09. <http://weblib.cern.ch/abstract?CERN-PS-2001-011-DR>.
- [29] CACCIARI M, SALAM G P, SOYEZ G. The anti- k_t jet clustering algorithm[J]. JHEP, 2008, 04: 063. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063.

-
- [30] COLLABORATION T A. Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel using 80 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[Z]. [S.l.: s.n.], 2018.
- [31] AABOUD M, OTHERS. Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with 36 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev., 2018, D98: 052005. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.052005.
- [32] 朱永生. 实验数据多元统计分析[M]. 北京: 科学出版社, 2009.
- [33] GAISER J E. Charmonium Spectroscopy From Radiative Decays of the J/ψ and ψ' [D/OL]. SLAC, 1982. <http://www-public.slac.stanford.edu/sciDoc/docMeta.aspx?slacPubNumber=slac-r-255.html>.
- [34] AAD G, OTHERS. Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev., 2012, D86: 032003. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.032003.
- [35] COWAN G, CRANMER K, GROSS E, et al. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics[J]. Eur. Phys. J., 2011, C71: 1554. DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0, 10.1140/epjc/s10052-013-2501-z.

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历

casthesis 作者

章宇，男，吉林省吉林市人，1991 年出生，中国科学院高能物理研究所博士研究生。

已发表 (或正式接受) 的学术论文:

- [1] Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with $36fb^{-1}$ of pp collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector
- [2] Search for Higgs boson pair production in the $\gamma\gamma WW^*$ channel using pp collision data recorded at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector
- [3] Search for Higgs boson pair production in the WW^*WW^* decay channel using ATLAS data recorded at $\sqrt{s}=13$ TeV

致 谢

本题目的完成离不开各位老师、同学及亲朋好友的知道、帮助和照顾。

首先要感谢国际合作的同事。Marc Escalier 和 Nick Styles。他们在 Run2 早期作为 HGam coupling 分析的联系人，给出了很多基础性的技术指导，对于分析技术给予了很多有益的建议，也悉心指导了文献的写作。Chris Meyer、Ruggero Turra, Giovanni Marchiori 和 Haichen Wang 等各位 HGam 组的召集人，他们长期从事基础性的工作和会议召集。没有他们的组织工作，所有的发表工作不可能顺利进行。感谢 Jared Vasquez，在工作过程中和他讨论了很多具体的问题，并提供了很多功能强大的软件。

然后要感谢高能所各位老师的教导。感谢娄辛丑老师的细心的教导，虽然老师很忙，但是每次和老师的谈话都受益匪浅，从英语的口语表达和报告的书写到沟通能力、专业技能的培养和职业发展的方向，开拓了我的视野和格局。感谢方亚泉老师的对于具体题目的指导，老师教会了研究的具体方法技术，规划我的具体工作事项，一路的科研过程都是在老师的督促下完成的。当我情绪低落缺少工作积极性的时候，也是方老师鼓励我开解我，让我找回科研的热情，继续投入工作。也要一并感谢高能所的其他老师，黄燕萍老师、梁志均老师、阮曼奇老师、朱宏博老师和庄胥爱老师，日常的每一次讨论都是对我的帮助。

还要感谢学习和工作中的同学。感谢孙小虎师兄，让我打下了牢固的统计知识的基础，可以从容应对各种统计工作。感谢王锦师兄，他毫无保留地传授我他的工作经验，我的工作就是在他的基础上完成的。感谢张慧君和李奇师兄，没有他们的合作，很多成果不会顺利的发表。感谢陈列建和周茂森同学，闲暇时候的讨论是我对问题有了更加深入认真的思考，对建立个人知识体系有很重要的作用。感谢张凯栗师弟，我在国外交流期间的一些事务性工作全赖他的帮忙。最后要感谢我的家人。感谢我的父母，博士期间无暇顾及父母，感谢他们对我的关心和包容，包容我这样一个不愿和他们联系的儿子。感谢他们的理解。感谢我的妻子苏虹宇，在论文完成的最后阶段，她一直陪伴我，鼓励我，支持我。没有她的鼓励和开导，这篇论文不可能按时完成。博士学习工作的五年里，我深深意识到科研工作者的不容易。曾经有过低谷，灰心丧气，倍感压力，想要放弃。幸运的是，在周围老师和同学的帮助下，克服了困难，顺利地完成了研究工作。回首这五年，科研的道路只能说刚刚起步，没有取得过什么突出的成绩，但也有所收获，慢慢地开始有自己的见解和判断，找到自己的兴趣点，这也是一件幸运的事。今后的路上定要更加努力创造更多的成绩。