

在 ATLAS 双喷注加光子末态和 FASER 探测器上寻找新粒子

(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： 张 刚

指 导 教 师： 陈 新 副教授

联 合 导 师： Shih-Chieh Hsu 副教授

二〇二一年八月

**Search for New Particles
in Di-jet + γ Final State in ATLAS
and with the FASER Detector**

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

in

Physics

by

Zhang Gang

Dissertation Supervisor: Associate Professor Chen Xin

Co-supervisor: Associate Professor Shih-Chieh Hsu

August, 2021

摘 要

自古以来，人类就在不断追问世界的本源，并往往认为宇宙更深层的奥秘就隐藏于更微小的尺度。标准模型以前所未有的精度描述了已知最基本的粒子的物理规律，但它的一些明显的不足促使粒子物理学不断寻求超越标准模型。本文呈现了对寻找新物理的一些努力。

首先，本文呈现了在 ATLAS 实验双喷注加光子末态的双喷注不变质量谱上寻找新共振峰的分析，这种信号道可以最一般化地在低质量区间寻找新粒子，分析利用了 ATLAS 在处于 Run-2 阶段的 2015 年至 2017 年收集的 79.8 fb^{-1} 积分亮度的数据。该分析在低质量区间使用了单光子触发，而高质量区间利用了联合触发，同时考虑双喷注均被标记为 b 喷注以及对喷注没有味道要求的情形，总共分为 4 个信号道。在 4 个信号道中，观测到的双喷注不变质量谱都能够被光滑函数很好地拟合，即和标准模型符合。故用数据对轴矢量 Z' 暗物质传播子和高斯型信号在 225 GeV - 1100 GeV 质量区间设置了 95% 置信上限，填补了 ATLAS 对轴矢量 Z' 在 250 GeV - 450 GeV 质量区间上限设置的缺失。

其次，对即将开启的 LHC Run-3 阶段，本文专注于作者作为创始成员参与的全新小型实验——FASER。FASER 实验致力于寻找和标准模型弱耦合的 $\sim \text{MeV}$ 长寿命新粒子，是对 LHC 已有实验的有力补充。一些新物理模型预言这些长寿命粒子会沿对撞束流集中产生，于是 FASER 探测器被放置于距 ATLAS 对撞点沿束流切线方向的 480 米处。径迹重建对判定新粒子信号十分重要，FASER 的径迹重建利用了 ACTS 程序包，径迹拟合目前采用了 ACTS 的卡尔曼滤波拟合算法。本文描述了 FASER 径迹重建软件的发展和对初步的径迹重建流程的验证。

最后，未来将采集不少于 3000 fb^{-1} 数据的高亮度 LHC 给新物理带来更大的可能性。应对更高的亮度需要对 ATLAS 和 CMS 径迹探测器进行升级，采用 65 nm CMOS 技术的新一代像素探测器模块 RD53A 已被全方位测试。其中至关重要的空间分辨率由 SLAC 的 11 GeV 电子束流测定。电子的径迹由 EUTelescope 根据参考探测平面 Mimosas26 上的击中点重建，通过将重建的径迹外推到 RD53A 模块并与测量的击中点比较来提取出空间分辨率。SLAC 束流测试测量了 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 和 $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ 两种设计的 RD53A， $50 \mu\text{m}$ 方向和 $25 \mu\text{m}$ 方向在无倾斜（倾斜 13° ）时测得的固有空分分辨率分别是 $14.6 \mu\text{m}$ ($10.9 \mu\text{m}$) 和 $7.9 \mu\text{m}$ ($6.8 \mu\text{m}$)。

关键词：ATLAS；FASER；超标准模型；双喷注；径迹重建

Abstract

Since ancient times, human beings have been constantly questioning the origin of the world, and often believe that the deeper mysteries of the universe are hidden on a smaller scale. The Standard Model describes the physics of known elementary particles with unprecedented precision, but it has some obvious shortcomings, which promotes physicists pursue the theory beyond Standard Model. Some efforts to search for new physics are presented in this thesis.

First of all, this thesis presents an analysis to search for new resonance on the invariant mass spectrum of the dijet associated with a high transverse energy photon in the final state with ATLAS detector. Such final state can be used to search for new particles in the low-mass range generally. The data used in this analysis was LHC proton–proton collisions collected by the ATLAS experiment at a centre-of-mass energy of 13 TeV from 2015 to 2017, corresponding to an integrated luminosity up to 79.8 fb^{-1} . The single-photon trigger is used in low-mass range, and combined trigger used in high-mass range. Two variants are presented: one which makes no jet flavour requirements and one which requires both jets to be tagged as b -jets. In total 4 channels, the observed mass distributions are all consistent with multi-jet processes in the Standard Model. Thus, the data are used to set upper limits on the production cross section for a benchmark Z' model and, separately, on generic Gaussian-shape contributions to the mass distributions, extending the current ATLAS constraints on dijet resonances to the mass range between 225 and 1100 GeV.

Secondly, for the upcoming LHC Run-3, this thesis introduces the FASER experiment dedicated to searching for new long-lived particles with a mass of $\sim \text{MeV}$ that are weakly coupled to the standard model. This new small experiment is complementary to the existing experiment on the LHC. Some new BSM predict these long-lived particles are produced abundantly along the beam axis, so FASER detector is located 480 m downstream of the ATLAS IP in the unused service tunnel TI12. Track reconstruction is quite important for identifying the signal of new particles. FASER uses ACTS in track reconstruction where tracks are fit by Kalman filter algorithm. The development and preliminary validation of FASER offline track reconstruction software will be presented in this thesis.

Finally, HL-LHC that will collect more than 3000 fb^{-1} data in the future will bring greater possibilities to new physics. To cope with higher luminosity, the track detectors in ATLAS and CMS need to be upgraded. The new generation pixel detector module RD53A, which uses the 65 nm CMOS technology, has been tested comprehensively. The vital spatial resolution of RD53A module is measured by SLAC test beam (11 GeV electron) in November, 2018. Tracks of electrons are reconstructed from hits on telescope planes using the EUTelescope package. The spatial resolution is extracted by comparing the extrapolated track and the hit position on the RD53A modules, correcting for the tracking resolution. Two design RD53A modules with pitch $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ and $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ are measured. $14.6 \mu\text{m}$ ($10.9 \mu\text{m}$) and $7.9 \mu\text{m}$ ($6.8 \mu\text{m}$) spatial resolution can be achieved for the 50 and 25 μm directions, respectively, with non-tilt (13 degree tilt).

Keywords: ATLAS; FASER; Beyond Standard Model; Dijet; Track Reconstruction

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	II
目 录.....	IV
插图和附表清单.....	VII
符号和缩略语说明.....	XII
第 1 章 引言	1
第 2 章 粒子物理标准模型和新物理	3
2.1 粒子物理标准模型	3
2.1.1 粒子的分类.....	3
2.1.2 量子场.....	6
2.1.3 标准模型.....	7
2.1.4 可观测物理量.....	11
2.1.5 重整化.....	14
2.2 迈向新物理	15
2.2.1 标准模型的困难.....	15
2.2.2 几种新物理模型.....	19
2.3 蒙特卡洛产生子	22
第 3 章 大型强子对撞机和探测器	23
3.1 大型强子对撞机 LHC	23
3.2 ATLAS 探测器	25
3.2.1 内部探测器.....	26
3.2.2 量能器.....	29
3.2.3 μ 子谱仪	30
3.2.4 磁铁系统.....	32
3.2.5 触发和数据处理系统.....	32
3.3 FASER 探测器	35
3.3.1 钨/乳胶探测器.....	36
3.3.2 闪烁体探测器.....	36

3.3.3	径迹探测器.....	37
3.3.4	电磁量能器.....	37
3.3.5	永磁铁.....	38
第 4 章	ATLAS 实验物理对象的重建与鉴别	39
4.1	光子的重建与鉴别	39
4.1.1	光子的重建.....	39
4.1.2	光子的鉴别与孤立性.....	40
4.2	喷注的重建、刻度和标定	42
4.2.1	喷注的重建.....	42
4.2.2	喷注的刻度.....	44
4.2.3	b -jet 的标定.....	50
第 5 章	在 ATLAS 实验的双喷注加光子末态寻找新共振峰	54
5.1	数据集和 MC 样本.....	54
5.2	事例筛选.....	55
5.2.1	物理对象定义.....	55
5.2.2	触发条件.....	56
5.2.3	事例筛选条件.....	58
5.2.4	数据和 MC 的比较.....	60
5.3	b -标定.....	62
5.3.1	b -标定工作点的选择	62
5.3.2	b -标定对不变质量谱拟合的影响	64
5.4	本底估计	67
5.4.1	统计基础.....	68
5.4.2	滑动窗口拟合.....	73
5.4.3	ABCD 方法估计 b -标定不变质量谱.....	74
5.4.4	信号注入测试.....	76
5.4.5	揭盲程序.....	78
5.5	搜寻阶段的结果	78
5.6	系统误差.....	80
5.6.1	本底估计的系统误差	80
5.6.2	MC 信号的系统误差	81
5.6.3	系统误差总结.....	89

5.7 上限设置	89
5.7.1 设置上限的方法	89
5.7.2 轴矢量 Z' 的上限	90
5.7.3 模型无关的上限	92
第 6 章 FASER 实验上的径迹重建	93
6.1 FASER 实验的信号与本底	93
6.2 径迹重建的流程	96
6.3 全局 χ^2 拟合	97
6.4 ACTS 程序包	99
6.5 卡尔曼滤波拟合	101
6.6 离线重建软件 Calypso	104
第 7 章 利用测试束流测量 RD53A 的空间分辨率	109
7.1 SLAC 束流测试	109
7.2 束流测试数据的分析	110
第 8 章 总结与展望	118
参考文献	120
致 谢	128

插图和附表清单

图 2.1	各种实验在不同能量尺度 Q 下测量到的 α_s ^[20]	16
图 2.2	标准模型计算的各种散射过程截面和 ATLAS 实验结果的比较 ^[21]	17
图 2.3	标准模型计算的各种散射过程截面和 CMS 实验结果的比较 ^[22]	17
图 3.1	大型强子对撞机和各级加速器结构图 ^[50]	24
图 3.2	LHC 运行计划 ^[53]	25
图 3.3	ATLAS 探测器剖面图 ^[54]	26
图 3.4	ATLAS 内部探测器剖面图 ^[54]	27
图 3.5	ATLAS 内部探测器桶部 3 个子系统的尺寸和具体结构 ^[54]	28
图 3.6	ATLAS 内部探测器端盖部分 3 个子系统的尺寸和具体结构 ^[54]	28
图 3.7	ATLAS 量能器剖面图 ^[54]	30
图 3.8	ATLAS 电磁量能器桶部 $\eta = 0$ 处结构图 ^[54]	31
图 3.9	ATLAS μ 子谱仪结构图 ^[54]	32
图 3.10	ATLAS 超导磁铁结构, 橘色部分是磁铁, 其他颜色的是量能器。螺线管 磁铁在量能器内侧, 圆环型磁铁在量能器外侧 ^[54]	33
图 3.11	ATLAS 触发和数据处理系统 ^[59]	34
图 3.12	FASER 探测器在 LHC 中的位置	35
图 3.13	FASER 探测器的结构	36
图 3.14	FASER 径迹探测器 ^[62]	37
图 3.15	FASER 永磁铁 ^[62]	38
图 4.1	宽松的和严格的光子鉴别所用到的变量含义示意图 ^[64]	42
图 4.2	ATLAS 粒子流算法流程图 ^[66]	43
图 4.3	不同喷注重建算法以模拟粒子为重组合对象的结果比较, SIScone 算法是 一种圆锥算法 ^[69]	45
图 4.4	ATLAS 喷注刻度的流程图, 每一步都是对喷注的四动量进行修正 ^[70]	45
图 4.5	喷注的横动量对 pile-up 的依赖与 $ \eta $ 的关系 ($p_T^{\text{true}} = 25 \text{ GeV}$) ^[70]	46
图 4.6	喷注的平均能量响应 ^[70]	47
图 4.7	GSC 每一步修正对于 JER 的优化, 所有味道的喷注都已包括进来, 上方纵 轴的 σ/R 是分数 JER, 下方纵轴的 σ 是没有经过任何 GSC 修正的 JER, σ' 分别是每一步 GSC 修正后的 JER ^[70]	47

图 4.8	4 种分析和联合测量（黑色实线）给出的 in situ 刻度因子随喷注横动量的变化 ^[70]	48
图 4.9	JES 的系统误差，总的误差是图中各项误差的平方和的平方根 ^[70]	49
图 4.10	JER 及其误差随 p_T^{jet} 的变化，噪声项 N 是通过随机圆锥的方法另外测量的，并在 JER 的拟合中被固定 ^[70]	50
图 4.11	IP3D、SV1、JetFitter、MV2 和 DL1 算法的拒绝率随 b -jet 标定效率的变化，DL1 的 $f_c = 8\%$ ，样本为 MC 模拟的 $t\bar{t}$ 事例 ^[74]	51
图 4.12	MV2 算法在 $\epsilon_b = 70\%$ 工作点对数据和 MC 的标定效率 ^[74]	52
图 4.13	$\epsilon_b = 60\%, 70\%, 77\%, 85\%$ 工作点的刻度因子随 p_T 的变化 ^[74]	52
图 4.14	$\epsilon_b = 70\%$ 工作点经过平滑化和外推的刻度因子随 p_T 的变化 ^[74]	53
图 5.1	存在初态辐射光子的双喷注过程费曼图， Y 代表可能的新共振峰	55
图 5.2	2015 年至 2017 年数据和 MC 对 HLT_g140_loose 触发的开启曲线，红色曲线是修改误差函数对数据触发效率的拟合	58
图 5.3	2017 数据和 MC 对联合触发的开启曲线，红色曲线是修改误差函数对数据触发效率的拟合，所用事例通过所有分析的筛选条件，领头光子 $p_T > 91 \text{ GeV}$ 时联合触发效率大于 99%	59
图 5.4	单光子触发和联合触发收集的 MC 本底事例的 m_{jj} 分布，已要求不同触发条件相应的动量筛选条件	59
图 5.5	本底和 550 GeV, $g_q = 0.2$ 的 Z' 信号 MC 事例的 $ y^* $ 分布，只包括了 $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 600 \text{ GeV}$ 的事例，黑色实线表示 $S/\sqrt{B}$ 随 $ y^* $ 筛选条件阈值的变化， S 是信号 $ y^* $ 小于阈值的累计事例数， B 是本底 $ y^* $ 小于阈值的累计事例数	60
图 5.6	数据和 MC 模拟的领头光子 E_T 比较	63
图 5.7	数据和 MC 模拟的领头喷注 p_T 比较	64
图 5.8	数据和 MC 模拟的次领头喷注 p_T 比较	65
图 5.9	MV2c10 不同混合工作点的信号显著度	66
图 5.10	DL1 不同固定工作点的信号显著度	67
图 5.11	6 种标定算法在固定 77% 工作点的信号显著度	68
图 5.12	6 种标定算法在混合 77% 工作点的信号显著度	69
图 5.13	各种喷注被标定为 b -jet 的效率随喷注横动量的变化	70
图 5.14	3 种不同的 b -标定效率，以及对根据它们重赋权得到的 b -标定 m_{jj} 的拟合结果	71
图 5.15	领头喷注 p_T 分布在 4 种区域的对比，已全部归一化	75

图 5.16	ABCD 方法对 Sherpa 模拟的本底样本进行的闭合测试, “Sherpa”是落入区域 A 中的 MC 样本 m_{jj} , “ABCD”是 ABCD 方法估计出的区域 A 中的 m_{jj}	76
图 5.17	信号注入测试结果, 注入了 550 GeV 高斯型信号到全味道、联合触发信号道的赝实验 $m_{jj}^{[115]}$	77
图 5.18	对 2015 年至 2017 年全部数据在全味道信号道中的拟合结果, 中部和下部分别是联合触发和单光子触发信号道质量谱每个柱条内数据相对于估计本底按泊松分布计算的显著度, 竖线内的区域是 BumpHunter 找出的最大超出区间 ^[115]	79
图 5.19	对 2015 年至 2017 年全部数据在 b -标定信号道中的拟合结果, 中部和下部分别是联合触发和单光子触发信号道质量谱每个柱条内数据相对于估计本底按泊松分布计算的显著度, 竖线内的区域是 BumpHunter 找出的最大超出区间 ^[115]	80
图 5.20	4 种信号道中本底估计时函数选用误差和拟合误差, 图的底部是 2 种系统误差相对于估计本底的比值 ^[115]	81
图 5.21	4 种 JES 误差对 450 GeV Z' 质量分布的改变, 联合触发、全味道信号道	82
图 5.22	JER 误差对所有 Z' 信号质量分布的改变, 纵坐标是每个柱条内应用 JER 误差后的 Z' 事例数和原来的 Z' 事例数比值, 每个柱条 10 GeV	83
图 5.23	JER 误差在每个柱条内对所有信号的加权平均, 直线为对这些平均改变的线性拟合 (联合触发信号道去除了首尾 2 个明显偏离的点), 每个柱条 50 GeV	84
图 5.24	有关光子的误差对所有 Z' 信号质量分布的改变, 纵坐标是每个柱条内应用误差后的 Z' 事例数和原来的 Z' 事例数比值, 每个柱条 10 GeV	85
图 5.25	有关光子的总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变及加权平均, 直线为对平均改变的线性拟合, 每个柱条 10 GeV	86
图 5.26	触发效率随 m_{jj} 的变化以及对触发效率的线性拟合	87
图 5.27	4 项影响最大的 b -标定误差对所有 Z' 信号质量分布的改变, 单光子触发、 b -标定信号道	87
图 5.28	b -标定总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变及加权平均, 直线为对 $300 \text{ GeV} < m_{jj} < 1200 \text{ GeV}$ 内平均改变的线性拟合, 每个柱条 10 GeV	88
图 5.29	Z' 和夸克间耦合强度 g_q 的 95% CL 上限, 450 GeV 以下区间和 450 GeV 以上区间分别利用单光子触发信号道和联合触发信号道设置上限 ^[115] ..	91

图 5.30	ATLAS 各种双喷注分析设置的 Z' 和夸克间耦合强度 g_q 的 95% CL 上限 ^[120]	91
图 5.31	高斯型信号可见截面的 95% CL 上限, 450 GeV 以下区间和 450 GeV 以上区间分别利用单光子触发信号道和联合触发信号道设置上限。“Res.”表示信号的宽度和探测器的质量分辨率一致。由于两种触发的信号接收率和重建效率不一样, 导致 450 GeV 处可见截面的上限不同 ^[115]	92
图 6.1	π^0 和 η 的产生及其衰变到暗光子过程的与束流夹角 θ 和动量 p 的分布, $\bar{d}$ 是暗光子衰变长度, 事例数对应积分亮度 300 fb^{-1} ^[40]	94
图 6.2	2 种具有代表性参数的质子韧致辐射产生的暗光子的与束流夹角 θ 和动量 p 的分布, $\bar{d}$ 是暗光子衰变长度, 事例数对应积分亮度 300 fb^{-1} ^[40]	95
图 6.3	γ 的产生及 $\gamma N \rightarrow aN$ 过程的与束流夹角 θ 和动量 p 的分布, $\bar{d}$ 是类轴子衰变长度, 事例数对应积分亮度 3 ab^{-1} ^[42]	95
图 6.4	衰变自暗光子的 2 条径迹在第一层 SCT 探测平面上分离效率随暗光子能量的变化 ^[62]	99
图 6.5	重建的空间点的残差分布, 实线是高斯函数拟合 ^[62]	99
图 6.6	衰变自暗光子的 μ 子重建径迹的相对动量分辨率和 Karimaki 计算的分辨率随 μ 子动量的变化 ^[62]	100
图 6.7	SCT 测量坐标系和状态矢量局域坐标系	103
图 6.8	FASER 径迹重建几何全貌图	104
图 6.9	一个径迹站中的重建几何细节图	105
图 6.10	卡尔曼滤波拟合的约化 χ^2 分布	106
图 6.11	卡尔曼滤波拟合的 5 个径迹参数的 $pull$ 分布, 实线是高斯函数拟合 ..	107
图 6.12	卡尔曼滤波拟合的径迹相对动量的残差分布, 实线是高斯函数拟合 ..	108
图 7.1	SLAC 束流测试俯视示意图	110
图 7.2	2 层探测平面间击中位置的关联性	112
图 7.3	第一层和第二层 Mimosas26 上击中位置残差分布, 实线是高斯拟合	113
图 7.4	$100 \times 25 \mu\text{m}^2$ RD53A 的击中位置残差分布, 实线是均匀分布函数和高斯函数卷积的拟合	113
图 7.5	倾斜效应示意图, 样例像素厚 $100 \mu\text{m}$, 宽 $50 \mu\text{m}$, 倾斜角 13°	114
图 7.6	$50 \times 50 \mu\text{m}^2$ RD53A 的击中位置残差分布, 实线是均匀分布函数和高斯函数卷积的拟合	114
图 7.7	χ^2 分布, 红色点是每一个扫描的 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ 计算出的 χ^2 , 蓝色实线是抛物线拟合	115

图 7.8	在 6 层 Mimosa26 上, 以 $\sigma_{\text{intrinsic}} = 3.85 \mu\text{m}$ 预测的和测量的有偏分辨率的比较, X 轴是 Mimosa26 的 z 坐标	116
表 2.1	标准模型费米子场的量子数	9
表 4.1	宽松的和严格的光子鉴别所用到的变量	41
表 5.1	Z' 信号样本, 要求 $p_T^\gamma > 100 \text{ GeV}$	56
表 5.2	Z' 信号样本, 要求 $p_T^\gamma > 50 \text{ GeV}$	57
表 5.4	数据经过每一个筛选条件后的剩余事例数, 百分比是相对于前一筛选条件的剩余比例 (样本在之前的处理阶段已经过一些初步筛选)	61
表 5.6	对 4 个信号道中数据的拟合结果	79
表 7.1	SLAC 束流测试测量的 RD53A 模块的固有空间分辨率	116

符号和缩略语说明

m_{jj}	双喷注不变质量
ACTS	通用径迹重建软件 (A Common Tracking Software)
ATLAS	超环面仪器 (A Toroidal LHC ApparatuS)
BSM	超标准模型 (Beyond Standard Model)
CERN	欧洲核子中心 (European Organization for Nuclear Research)
CMS	紧凑 μ 子线圈 (Compact Muon Solenoid)
DUT	待测设备 (Device under Test)
FASER	前向寻找实验 (The ForwArd Search ExpeRiment)
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)
MC	蒙特卡洛模拟 (Monte Carlo)
QCD	量子色动力学 (Quantum Chromodynamics)
QED	量子电动力学 (Quantum Electrodynamics)
SCT	硅微条探测器 (Semiconductor Tracker)
SLAC	斯坦福直线加速器中心 (Stanford Linear Accelerator Center)
SM	标准模型 (Standard Model)
SWiFt	滑动窗口拟合 (Sliding Window Fit)

第1章 引言

作为有智慧的生物，人类本能地渴望理解宇宙。这不仅仅满足了人类的好奇心，同时也赋予了人类超越其他物种的力量。理解宇宙的标志是将纷繁复杂的运动规律归纳为越来越基本的原理和把数不胜数的物质化简为越来越基本的结构，其中，认识到绝大部分物质由仅一百多种的元素所组成是一次巨大的飞跃，而发现比原子更微观的“基本粒子”，并建立了能够精确描述其物理规律的粒子物理标准模型更是巨大的成功。2012年，LHC上的ATLAS和CMS实验同时宣布发现标准模型最后一个未被证实的粒子——Higgs玻色子，使得标准模型看起来十分圆满。但多年以来，粒子物理学家早已发现标准模型其实并不完美无瑕，中微子质量、CP破坏、暗物质粒子候选者缺乏等问题一再呼唤超越标准模型的新理论。遗憾的是，迄今为止LHC上还未出现任何突破标准模型的坚实的证据。不过，现在也正是值得充满期待的时候，因为只要在任何方向发现与标准模型的差异，都将开辟一片新物理。

由于夸克禁闭，自由的夸克不能稳定地存在，所以LHC上的高能夸克一产生就会发生部分子簇射，并强子化为一束粒子射流，形成所谓喷注。喷注是LHC上质子-质子对撞产生的最丰富的末态产物，为寻找新物理提供了很高的统计量。而且，能够通过夸克之间相互作用产生的新粒子，一般也可以衰变回夸克，所以在喷注末态可以一般化地寻找众多超标准模型预言的新粒子。的确，对撞机上在双喷注末态的质量谱寻找新共振峰的分析一直在进行，LHC上越来越高的能量和亮度使得双喷注分析变得更为有利。但同时，受探测器读出带宽的限制，LHC上喷注触发的阈值不断提高，双喷注分析对低质量共振峰的寻找却越来越困难。本文的分析要求末态中除双喷注外还伴随一个高横能量的光子，以光子来作为触发，从而规避触发对共振峰质量的严格限制。该分析使用了Run-2阶段ATLAS在2015年至2017年收集的 79.8 fb^{-1} 积分亮度的数据，虽然没有发现新共振峰，但缩小了未来寻找新物理的参数范围。

如果新的粒子和标准模型粒子耦合很弱，寿命比较长，那么它们就会像中微子一样逃脱LHC上现有探测器的探测。一些新物理模型预言了 $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$ 及以下质量的长寿命新粒子会集中于束流方向产生，虽然这样的新粒子产生截面比较小，但Run-3阶段和后续的高亮度LHC阶段将产生足够的事例数，FASER实验因此应运而生。FASER探测器是一个长5 m、半径10 cm的圆柱状小型探测器，放置在ATLAS对撞点沿束流切线方向480米处。FASER探测器所处环境十分干净，

能够非常准确地鉴别新粒子信号。径迹重建对于 FASER 准确鉴别信号至关重要, FASER 采用了目前比较前沿的 ACTS 程序包来重建径迹, 其径迹重建软件的发展将呈现在本文中。

高亮度 LHC 阶段会积累超过 3000 fb^{-1} 的数据, 为新物理的寻找带来巨大的希望。但是随着亮度的提高, 单位时间内对撞产生的末态产物更多, 径迹探测器为应对这样密集的对撞环境必须进行升级。ATLAS 和 CMS 计划在高亮度 LHC 正式运行前把径迹探测器升级为全硅的探测器, 包括采用新技术的像素探测器和硅微条探测器。其中, 像素探测器的原型读出芯片 RD53A 已进行了全面的测试, 关键的空间分辨率通过 SLAC 束流测试进行了测量。

ATLAS 实验和 FASER 实验是国际合作的科研项目, 每个研究工作通常是多名合作者共同完成, 在此列出作者在本文工作中的主要贡献。在 ATLAS 双喷注加光子末态寻找新共振峰的分析中, b -标定信号道除拟合外的研究主要由作者完成, 包括 b -标定工作点选择的优化, b -标定对不变质量谱光滑性的影响, 用 ABCD 方法估计 b -标定信号道不变质量谱等; 有关喷注、光子和 b -标定刻度因子的系统误差是由作者估计并提供给最终的上限设置过程的; 分析进行时作者提供了拟合用到的各信号道不变质量谱; 作者还参与了分析的 internal note 的撰写, 并作了该分析在 ATLAS Exotics/Jets and Dark Matter 组的 approval talk。在 FASER 实验径迹重建研究中, 作者编写了原型径迹重建软件的全局 χ^2 拟合的框架, 后续将 ACTS 程序包用于 FASER 离线重建软件 Calypso 中的径迹拟合。

本文的结构安排如下: 第2章介绍了标准模型及其问题, 还介绍了几种超标准模型预言的新粒子; 第3章描述了实验的设备——LHC、ATLAS 和 FASER; 第4章介绍了 ATLAS 实验上喷注和光子的重建和鉴别; 第5章详细呈现了在 ATLAS 双喷注加光子末态寻找新共振峰的分析; 第6章介绍了 FASER 实验, 重点叙述了其径迹重建软件的发展情况; 第7章描述了用 SLAC 束流测试测量 RD53A 模块空间分辨率的过程; 第8章是总结。

第2章 粒子物理标准模型和新物理

粒子物理标准模型 (Standard Model, SM) 是现代粒子物理研究的基石。经过数代杰出的物理学家灵感迸发、精耕细作后,标准模型被打造成了一个极其复杂、美妙的理论,描述了四种基本相互作用中除引力外的电磁相互作用、弱相互作用和强相互作用。标准模型自二十世纪六十年代建立以来,经受住了一系列实验的严格检验,至今辉煌屹立。尤其是 2012 年 Higgs 玻色子在大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 上被发现^[1-2],标准模型更是如日中天。但是标准模型也有一些广为人知的困难和不足,从而不被认为是终极理论,这促使理论物理学家们积极地构建新物理理论。另一方面,实验物理学家也在从各个角度寻找超出标准模型的蛛丝马迹。本章将在2.1节简单回顾一下标准模型,然后在2.2节介绍几种新物理模型。

2.1 粒子物理标准模型

2.1.1 粒子的分类

标准模型的基础是规范量子场论,而量子场论缘起于结合近代物理中两个重要的支柱——狭义相对论和量子力学。历史上狄拉克等人建立过相对论量子力学,但相对论量子力学由于存在诸如负能态、负几率、粒子数守恒等问题,最终让位于将经典场量子化的量子场论。狭义相对论要求物理规律在不同惯性系中是一样的,这种操作不变性就是所谓对称性,而数学中描写对称性最好的结构就是“群”。狭义相对论将一个惯性系中的物理量变换到另一惯性系中是通过洛伦兹 (Lorentz) 变换,物理学中的方程应该是洛伦兹协变的,这些洛伦兹变换下的对称性使得洛伦兹变换构成了洛伦兹群。再加上明显的时空平移对称性,就构成了庞加莱群 (Poincaré group)。在量子力学中考虑狭义相对论,首要的就是要求量子力学中的可观测物理量在洛伦兹变换和时空平移下不变,于是有

$$|\langle \Phi | U^\dagger(\Lambda, a) U(\Lambda, a) | \Psi \rangle|^2 = |\langle \Phi | \Psi \rangle|^2. \quad (2.1)$$

其中 $|\Phi\rangle$ 和 $|\Psi\rangle$ 是希尔伯特空间 (Hilbert space) 中的量子态, $U(\Lambda, a)$ 是庞加莱群中的元素对应的作用于希尔伯特空间中的算符, Λ 对应洛伦兹变换, a 对应时空平移。这些 $U(\Lambda, a)$ 构成庞加莱群在希尔伯特空间上的群表示,即 $U(\Lambda, a)$ 是群元素

的同态映射

$$U(\bar{\Lambda}, \bar{a})U(\Lambda, a) = U(\bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Lambda}a + \bar{a}). \quad (2.2)$$

Wigner 证明这样的算符要么是么正且线性，要么是反么正且反线性的^[3]。庞加莱群拥有 3 个旋转参数、3 个推促 (boost) 参数和 4 个时空平移参数，是有 10 个连续参数的李群 (Lie group)。它的李代数 (Lie algebra) 为

$$[J^{\mu\nu}, J^{\rho\sigma}] = i(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma} - g^{\sigma\mu}J^{\rho\nu} + g^{\sigma\nu}J^{\rho\mu}), \quad (2.3)$$

$$[P^\mu, J^{\rho\sigma}] = i(g^{\mu\rho}P^\sigma - g^{\mu\sigma}P^\rho), \quad (2.4)$$

$$[P^\mu, P^\rho] = 0, \quad (2.5)$$

以上指标均取 0, 1, 2, 3. 其中 g 是闵可夫斯基时空 (Minkowski spacetime) 度规张量，在本文中取为

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

P^μ 是时空平移算符的生成元，也是四动量算符。 $J^{\mu\nu}$ 是反对称张量算符，与常见的旋转算符生成元（角动量算符） $\mathbf{J}$ 和推促算符生成元 $\mathbf{K}$ 有如下对应

$$J^i = \epsilon^{ijk} J^{jk}, \quad K^i = J^{0i}, \quad (2.7)$$

i, j, k 取 1, 2, 3. 庞加莱群元素在希尔伯特空间中的算符可以通过指数映射由这些生成元产生，比如时空平移算符可表示为

$$U(1, a) = \exp(-iP^\mu a_\mu). \quad (2.8)$$

单粒子的态可取四动量算符的本征态 $\Phi_{p,\sigma}$ ，其中 σ 取离散的值来标记其他自由度^[4]

$$P^\mu \Phi_{p,\sigma} = p^\mu \Phi_{p,\sigma}. \quad (2.9)$$

$P^\mu P_\mu$ 作用到单粒子态上可以得到洛伦兹不变本征值 $p^\mu p_\mu$ ，而且当 $p^\mu p_\mu \geq 0$ 时， p^0 在固有正时洛伦兹变换 ($|\Lambda| = 1, \Lambda_0^0 \geq 1$) 下不会改变符号，故可用它们来对粒子进行分类：

- (1) $p^\mu p_\mu = m^2 > 0, \quad p^0 > 0$, 有质量的正能态
- (2) $p^\mu p_\mu = m^2 > 0, \quad p^0 < 0$, 有质量的负能态
- (3) $p^\mu p_\mu = 0, \quad p^0 > 0$, 无质量的正能态
- (4) $p^\mu p_\mu = 0, \quad p^0 < 0$, 无质量的负能态

(5) $p^\mu = 0$, 真空态

(6) $p^\mu p_\mu < 0$, 虚质量态

目前只有 (1)(3)(5) 有对应的物理态解释。对于有质量和无质量的正能态，可以分别选取标准四动量 $k_\mu = (m, 0, 0, 0)$ 和 $(k, 0, 0, k)$ ，利用洛伦兹变换 $L^\mu_\nu(p)$ 可以把它们变为任何可能的四动量 p 。于是，具有四动量 p 的单粒子态可以表示为

$$\Phi_{p,\sigma} \equiv \sqrt{\frac{k^0}{p^0}} U(L(p)) \Phi_{k,\sigma}. \quad (2.10)$$

当任意的洛伦兹变换作用到式(2.10)有

$$\begin{aligned} U(\Lambda) \Phi_{p,\sigma} &= \sqrt{\frac{k^0}{p^0}} U(\Lambda L(p)) \Phi_{k,\sigma} \\ &= \sqrt{\frac{k^0}{p^0}} U(L(\Lambda p)) U^{-1}(L(\Lambda p)) U(\Lambda L(p)) \Phi_{k,\sigma} \\ &= \sqrt{\frac{k^0}{p^0}} U(L(\Lambda p)) U(L^{-1}(\Lambda p)) U(\Lambda L(p)) \Phi_{k,\sigma} \\ &= \sqrt{\frac{k^0}{p^0}} U(L(\Lambda p)) U(L^{-1}(\Lambda p) \Lambda L(p)) \Phi_{k,\sigma} \end{aligned} \quad (2.11)$$

洛伦兹变换 $L^{-1}(\Lambda p) \Lambda L(p)$ 把标准四动量 k 先变成 p ，再变为 Λp ，最终变回 k ，构成了洛伦兹群的一个子群，称为小群，群元素记为 $W(\Lambda, p)$ 。算符 $U(W(\Lambda, p))$ 将动量为 k 的单粒子态依然变为动量为 k 的单粒子态，所以可以用这些单粒子态线性展开得到

$$U(W(\Lambda, p)) \Phi_{k,\sigma} = \sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W(\Lambda, p)) \Phi_{k,\sigma'}, \quad (2.12)$$

系数 $D_{\sigma'\sigma}(W)$ 构成小群的表示。把式(2.12)代入(2.11)就得到 $U(\Lambda, a)$ 作用到单粒子态上的结果，这里已经考虑了时空平移 a 的效应

$$U(\Lambda, a) \Phi_{p,\sigma} = \sqrt{\frac{(\Lambda p)^0}{p^0}} e^{-i(\Lambda p) \cdot a} \sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W(\Lambda, p)) \Phi_{\Lambda p, \sigma'}. \quad (2.13)$$

对于有质量态，小群就是三维旋转群 $SO(3)$ ，而无质量态的小群是二维欧几里得几何群 $E(2)$ ，它们的群表示数学上已经研究的很清楚。 $SO(3)$ 不可约表示的维数可为 $2j+1$, $j = 0, 1/2, 1, \dots$ ，则 $\sigma = -j, -j+1, \dots, j-1, j$ ，对应有质量粒子离散自由度——自旋 J^3 分量。自旋 J^3 分量在洛伦兹变换下是会改变的，而 j 是洛伦兹不变的，所以用 j 才能标记不同的粒子。对 $E(2)$ 的分析表明无质量粒子的离散自由度是自旋在动量方向上的投影——螺旋度，螺旋度也只能取整数或半整数，且是洛伦兹不变的^[4]。

综上，有质量粒子可以用质量和自旋分类，而无质量粒子以螺旋度分类。

2.1.2 量子场

产生一个动量为 $\mathbf{p}$ 、自旋 J^3 分量或螺旋度为 σ 、种类为 n 的单粒子态可以形式化地定义为产生算符 $a^\dagger(\mathbf{p}, \sigma, n)$ 作用到真空态 Φ_0 上，它的厄米共轭算符 $a(\mathbf{p}, \sigma, n)$ ，代表湮灭一个这样的粒子：

$$\Phi_{p_1\sigma_1n_1,p_2\sigma_2n_2,\dots} = a^\dagger(\mathbf{p}_1, \sigma_1, n_1) a^\dagger(\mathbf{p}_2, \sigma_2, n_2) \cdots \Phi_0. \quad (2.14)$$

将式(2.13)中的单粒子态替换为产生算符作用到真空态上容易得到产生算符在庞加莱变换下的转换方程

$$U(\Lambda, a) a^\dagger(\mathbf{p}, \sigma, n) U^{-1}(\Lambda, a) = \sqrt{\frac{(\Lambda p)^0}{p^0}} e^{-i(\Lambda p) \cdot a} \sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W(\Lambda, p)) a^\dagger(\mathbf{p}_\Lambda, \sigma', n), \quad (2.15)$$

$\mathbf{p}_\Lambda$ 是四动量 Λp 的动量 3-矢。通过产生和湮灭算符的各种组合，可以构造出任何算符，例如各种体系的哈密顿量都可以写成产生和湮灭算符多项式的形式。为了可以方便地利用这些产生湮灭算符构造出各种洛伦兹不变量以使得各种物理过程在不同惯性系中观测到的概率是相同的，且使粒子携带的某些类似电荷的量子数守恒，定义如下构成洛伦兹群表示的基的量子场算符是方便的^[4]：

$$\psi_\ell(x) = \sum_{\sigma} \int d^3p \left[u_\ell(x; \mathbf{p}, \sigma, n) a(\mathbf{p}, \sigma, n) + v_\ell(x; \mathbf{p}, \sigma, n) a^\dagger(\mathbf{p}, \sigma, n^c) \right], \quad (2.16)$$

且

$$U(\Lambda, a) \psi_\ell(x) U^{-1}(\Lambda, a) = \sum_{\bar{\ell}} D_{\ell\bar{\ell}}(\Lambda^{-1}) \psi_{\bar{\ell}}(\Lambda x + a), \quad (2.17)$$

其中 ℓ 表示场算符的分量。式(2.16)中的 $a^\dagger(\mathbf{p}, \sigma, n^c)$ 代表产生一个与粒子 n 荷共轭的粒子，如果粒子 n 的反粒子是自身，那么 $a^\dagger(\mathbf{p}, \sigma, n^c)$ 就是 $a(\mathbf{p}, \sigma, n)$ 的厄米共轭。 $D_{\ell\bar{\ell}}(\Lambda^{-1})$ 是洛伦兹群的表示，由于洛伦兹群不是紧致的，没有有限维么正表示，所以它不是么正的。狭义相对论要求处于类空间隔的事件 x 和 y 没有因果联系，量子场需满足

$$[\psi_\ell(x), \psi_{\ell'}(y)]_{\mp} = [\psi_\ell(x), \psi_{\ell'}^\dagger(y)]_{\mp} = 0, \quad (2.18)$$

$\mp$ 分别表示对易和反对易。

如果指定量子场算符按照哪种洛伦兹群表示变换，结合式(2.15) (2.16) (2.17)，

就可以得到量子场算符中产生湮灭算符前面系数需要满足的方程

$$\sum_{\sigma'} u_{\ell}(\Lambda x + a; \mathbf{p}_{\Lambda}, \sigma', n) D_{\sigma' \sigma}(W(\Lambda, p)) = \sqrt{\frac{p^0}{(\Lambda p)^0}} e^{i(\Lambda p) \cdot a} \sum_{\ell} D_{\ell \ell}(\Lambda) u_{\ell}(x; \mathbf{p}, \sigma, n), \quad (2.19)$$

和

$$\sum_{\sigma'} v_{\ell}(\Lambda x + a; \mathbf{p}_{\Lambda}, \sigma', n) D_{\sigma' \sigma}^*(W(\Lambda, p)) = \sqrt{\frac{p^0}{(\Lambda p)^0}} e^{-i(\Lambda p) \cdot a} \sum_{\ell} D_{\ell \ell}(\Lambda) v_{\ell}(x; \mathbf{p}, \sigma, n). \quad (2.20)$$

解出这些系数，就可以获得按照洛伦兹群的不同表示变换的量子场。对于最简单的洛伦兹群表示——标量表示，此时 $D(\Lambda) = 1$ ，代入方程(2.19)和(2.20)，发现 σ 只能取 0。并且该标量场只能满足对易的因果性条件，而不是反对易的。所以标量场只能描述自旋为 0 的玻色子，例如 Higgs 玻色子。取洛伦兹群的狄拉克旋量表示^[5] 带入系数方程，仅有自旋 1/2 一个解，所以旋量场只能容纳自旋 1/2 的粒子。进一步，旋量场只有满足反对易关系才能符合因果性，故旋量场描述的是费米子。若 $D(\Lambda)_{\nu}^{\mu} = \Lambda_{\nu}^{\mu}$ ，即量子场是洛伦兹群的矢量表示的基。对于有质量粒子，系数方程当自旋取 0 或 1 的时候有解。不过无自旋的矢量场仅仅是标量场的导数，自旋 1 的矢量场可以描述自旋为 1 的玻色子 $W^{\pm}$ 和 Z 。对于无质量粒子， $D_{\sigma' \sigma}(W(\Lambda, p))$ 是小群二维欧几里得几何群 $E(2)$ 的表示，此时系数方程是没有解的。实际上，描述螺旋度为 ± 1 的无质量粒子的量子场 $A_{\mu}(x)$ 在洛伦兹变换下的变换方式为

$$U(\Lambda) A_{\mu}(x) U^{-1}(\Lambda) = \Lambda_{\mu}^{\nu} [A_{\nu}(\Lambda x) + \partial_{\nu} \Omega(x, \Lambda)], \quad (2.21)$$

$\Omega(x, \Lambda)$ 是产生算符和湮灭算符的线性组合。只要保证 A_{μ} 和 $A_{\mu} + \partial_{\mu} \Omega$ 描述相同的物理状态，就可以用 A_{μ} 来描述零质量矢量场。这里自然地引出了一个新的对称性——规范对称性，规范对称性通过指明哪些矢量场是描述相同的物理状态来消除非物理的自由度。这要求体系的拉氏量对于规范变换 $A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} + \partial_{\mu} \Omega$ 是不变的，不改变其描述的物理内容。例如， A_{μ} 以 $A_{\mu} j^{\mu}$ 项出现在拉氏量里， j^{μ} 为守恒流，规范变换后产生项

$$\partial_{\mu} \Omega j^{\mu} = \partial_{\mu} (\Omega j^{\mu}) - \Omega \partial_{\mu} j^{\mu}, \quad (2.22)$$

右边的全散度项 $\partial_{\mu} (\Omega j^{\mu})$ 和守恒流条件 $\partial_{\mu} j^{\mu} = 0$ 使得此项对拉氏量没有贡献。

2.1.3 标准模型

在电磁相互作用中，规范对称性自然地出现，但对应的仅仅是 U(1) 阿贝尔群。后来经过杨振宁^[6] 等人的努力，引入了非阿贝尔对称群，把规范对称性提升为类似庞加莱对称性的基本准则，使对称性成为二十世纪物理学发展的纲领，也成为

构造标准模型拉格朗日量的基本原理。

所谓规范对称性是指系统拉氏量在某个群 G 的变换下保持不变。例如，有拉氏量

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_i \gamma^\mu [\partial_\mu - igA_\mu(x)]\psi_i. \quad (2.23)$$

场 $\psi_i(x)$ 在群 G 中的元素 U 作用下都按下式变换

$$\psi'_i(x) = U_{ij}(x)\psi_j(x), \quad \bar{\psi}'_i(x) = \bar{\psi}'_j U_{ji}^\dagger(x), \quad (2.24)$$

这里场在不同的时空点 x 都可能对应于不同的 U 。只要 A_μ 同时进行变换

$$A'_\mu(x) = U(x)A_\mu(x)U^\dagger(x) - \frac{i}{g} (\partial_\mu U(x)) U^\dagger(x), \quad (2.25)$$

就可以保持拉氏量不变。 A_μ 就是为了构造规范不变的拉氏量而引入的规范场。利用2.1.2节中定义的量子场，再考虑到庞加莱和规范对称性的要求，结合实验观测，标准模型给出了描述强、弱、电磁相互作用的 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范量子场理论。

在标准模型中，构成物质的是费米子，由自旋为 1/2 的旋量场刻画。传递相互作用的是规范玻色子，由自旋为 1 的矢量场描述。电磁和弱相互作用由具有在 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范群下不变的电弱统一拉格朗日量描述^[7]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & \bar{Q}_{iL} i\gamma^\mu D_\mu^L Q_{iL} + \bar{u}_{iR} i\gamma^\mu D_\mu^R u_{iR} + \bar{d}'_{iR} i\gamma^\mu D_\mu^R d'_{iR} + \bar{L}_{iL} i\gamma^\mu D_\mu^L L_{iL} + \bar{l}_{iR} i\gamma^\mu D_\mu^R l_{iR} \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

其中

$$W^{a\mu\nu} \equiv \partial^\mu W^{a\nu} - \partial^\nu W^{a\mu} + g\epsilon^{abc} W^{b\mu} W^{c\nu}, \quad B^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu. \quad (2.27)$$

上式中的 L 和 R 分别代表左手和右手的费米子， $i = 1, 2, 3$ 表示三代费米子。 Q_{iL} 和 L_{iL} 是 $SU(2)_L$ 的二重态

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

u_{iL} 可以取 u, c, t 三代上型夸克， d'_{iL} 是下型夸克 d, s, b 的味道本征态，通过 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 矩阵 V_{ij} 由质量本征态线性叠加而成^[8]

$$d'_i = V_{ij} d_j. \quad (2.29)$$

l_{iL} 可以取 e, μ, τ 三代轻子，而 ν_{iL} 是对应的中微子。右手费米子都是 $SU(2)_L$ 的单态，但中微子在标准模型中没有右手的，且被视为无质量的。 D_μ 是协变导数，它

保证了拉格朗日量是规范不变的，对 $SU(2)_L$ 的单态和二重态取不同的形式

$$D_\mu^r = \partial_\mu - ig' B_\mu Y, \quad D_\mu^l = \partial_\mu - ig' B_\mu Y - ig W_\mu^a \tau^a, \quad \tau^a = \frac{\sigma^a}{2}. \quad (2.30)$$

B_μ 是为了保证拉格朗日量对 $U(1)_Y$ 的规范不变性而引入的规范矢量场，由于 $U(1)_Y$ 只有一个生成元，所以只需引入一个规范场。 $SU(2)_L$ 的生成元 τ^a 是三个泡利矩阵乘上 1/2 的系数， W_μ^a 对应了三个规范场。 $\mathcal{L}_{EW}$ 的最后两项描述了规范场的动能项，赋予了规范场动力学。群 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 对应的量子数分别为弱同位旋和弱超荷，电荷数 Q 、弱同位旋第 3 分量 τ^3 和弱超荷 Y 满足关系

$$Q = \tau^3 + Y. \quad (2.31)$$

表 2.1 列出了各种费米子场所携带的量子数，不同费米子应将对应的弱超荷 Y 带入式(2.30)。

表 2.1 标准模型费米子场的量子数

费米子场	Q	τ^3	Y
ν_{iL}	0	1/2	-1/2
l_{iL}	-1	-1/2	-1/2
u_{iL}	2/3	1/2	1/6
d'_{iL}	-1/3	-1/2	1/6
l_{iR}	-1	0	-1
u_{iR}	2/3	0	2/3
d'_{iR}	-1/3	0	-1/3

拉氏量 $\mathcal{L}_{EW}$ 中没有形如 $m^2 B^\mu B_\mu$ 的规范场质量项，因为这样的质量项会破坏规范对称性，而这与实验观测不符。1964 年 Higgs 等人提出可以利用规范对称性自发破缺的所谓 Brout–Englert–Higgs 机制^[9-11] 赋予这些无质量的规范玻色子以质量。对称性自发破缺是指量子系统的拉氏量满足某种对称性，而真空却不具备这样的对称性。该机制引入一个弱超荷为 1/2 的复二重态标量场 Φ ，拉氏量为

$$\mathcal{L}_H = - (D^{l\mu} \Phi)^\dagger (D_\mu^l \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.32)$$

取 $\mu^2 > 0$ 且 $\lambda > 0$ 。势能项的真空期望值最小点位于 $|\Phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}$ 。最小真空期望值有对称的无数个，而现实中真空只能取其一，从而破坏了对称性。假设真空破缺到

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

Φ 可以在这个真空期望值附近展开, 并采用么正规范只留下一个物理自由度, 于是

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.34)$$

$H(x)$ 是一个实标量场, 对应的就是 Higgs 玻色子。为了获得符合实验观测的规范玻色子, 需要将 W_μ^a 和 B_μ 进行线性混合产生新的规范场

$$A_\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g' W_\mu^3 + g B_\mu) = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad (2.35)$$

$$Z_\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu, \quad (2.36)$$

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad (2.37)$$

其中

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.38)$$

θ_W 称为 Weinberg 角。把 Higgs 场(2.34)带入 $\mathcal{L}_H$ 得到

$$\mathcal{L}_H = -\frac{\lambda v^2}{2} H^2 - \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} - \frac{g^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu + \dots \quad (2.39)$$

$W^\pm$ 和 Z 由此获得了质量。 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 破缺后光子依然是没有质量的, 仍然具有 $U(1)_{EM}$ 对称性, 剩下的这个规范理论就是量子电动力学 (Quantum Electrodynamics, QED)。电弱统一模型中的费米子也是通过 Higgs 场的规范对称性自发破缺获得了质量。经过近五十年的寻找, 2012 年 Higgs 玻色子终于在 LHC 上被发现, 从而进一步证实了电弱统一模型的正确性。

描述强相互作用的理论量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 在标准模型中是 $SU(3)_C$ 规范理论。每个夸克在 $SU(3)_C$ 下有 3 种色荷, 构成 $SU(3)_C$ 的三重态, 满足规范不变的拉氏量为

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q} (i \gamma^\mu D_\mu - m_q) q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}, \quad q = u, d, c, s, t, b, \quad a = 1, \dots, 8 \quad (2.40)$$

其中

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s G_\mu^a t^a, \quad G^{a\mu\nu} \equiv \partial^\mu G^{a\nu} - \partial^\nu G^{a\mu} + g_s f^{abc} G^{b\mu} G^{c\nu}. \quad (2.41)$$

q 是色三重态, t^a 是 $SU(3)_C$ 群基础表示的生成元, f^{abc} 是群的结构常数。由于 $SU(3)_C$ 有 8 个生成元, 所以存在 8 个胶子规范场 G_μ^a 来传递强相互作用, 且胶子没有质量。

2.1.4 可观测物理量

前几节简单地介绍了量子场论和标准模型的基本结构，无论其建立的逻辑自然或怪异，作为一个物理理论，最基本的要求是能够定量地解释和预言实验结果。检验标准模型最简单的过程无疑就是单个粒子的衰变和两个粒子的散射。单个粒子 $\mathcal{A}$ 衰变到动量为 $\{p_f\}$ 的多个粒子的衰变率为^[5]

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_{\mathcal{A}}} \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) |\mathcal{M}(m_{\mathcal{A}} \rightarrow \{p_f\})|^2 (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_{\mathcal{A}} - \sum_f p_f \right). \quad (2.42)$$

粒子 $\mathcal{A}$ 和 $\mathcal{B}$ 散射到 $\{p_f\}$ 末态的散射截面是^[5]

$$d\sigma = \frac{1}{2E_{\mathcal{A}} 2E_{\mathcal{B}} |v_{\mathcal{A}} - v_{\mathcal{B}}|} \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) \times |\mathcal{M}(p_{\mathcal{A}}, p_{\mathcal{B}} \rightarrow \{p_f\})|^2 (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_{\mathcal{A}} + p_{\mathcal{B}} - \sum_f p_f \right). \quad (2.43)$$

衰变率和散射截面中的 $\mathcal{M}$ 是费曼散射振幅，衡量这些物理过程发生的概率。在散射理论中， S -矩阵给出了一个初态演化到不同末态的概率振幅， $\mathcal{M}$ 是其发生跃迁的部分

$$S = \mathbb{1} + i(2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum p_i - \sum p_f \right) \mathcal{M}. \quad (2.44)$$

$\mathbb{1}$ 是单位矩阵，表示末态 $\{p_f\}$ 和初态 $\{p_i\}$ 相同， δ 函数表明物理过程必须满足动量守恒。标准模型的主要任务就是针对不同的物理过程计算费曼散射振幅 $\mathcal{M}$ ，然后就可以根据方程(2.42)(2.43)计算衰变率和散射截面，与实验进行比较。

在一般的散射实验中，实验先是制备动量比较确定的粒子，开始时它们相隔很远，之间没有相互作用。然后粒子互相接近产生相互作用，随后末态产物又远离彼此，回归没有相互作用的状态。量子场论中描述这些粒子相互作用很久之前的入态 (in state) 和作用很久之后的出态 (out state) 不能像非相对论量子力学那样将它们视为自由的单粒子态，因为对于有相互作用的量子场，即使这些粒子之间没有相互作用，粒子依然能够与自己发生相互作用，而且真空也会不断地发生虚过程产生量子涨落。粒子与自己发生相互作用的结果就是使得它的质量成为实验上测得的“物理质量”，而不是存在于拉氏量中的所谓“裸质量”，这两者的值是不一样的^[12]。为了简单起见，接下来以标量粒子为例，展示量子场论是如何计算 S -矩阵元的。

假设实验中入态为 $|k_1, \dots, k_m; \text{in}\rangle$ ，出态为 $|p_1, \dots, p_n; \text{out}\rangle$ ，那么该 S -矩阵元

就是

$$S_{fi} = \langle p_1, \dots, p_n; \text{out} | k_1, \dots, k_m; \text{in} \rangle. \quad (2.45)$$

这里将入态和出态粒子都视为弥散在空间中的平面波，但实验中粒子定域在很小的空间内，应该用波包描述。不过将它们视为平面波不影响这里的主要结论，相当于令波包的动量分布无限窄。这些粒子是由渐进自由场产生的，渐进自由场是相互作用场 $\phi(x)$ 在时间趋于正负无穷的渐进场，由于是自由的，它们满足 Klein-Gordon 方程。不过，自相互作用的存在使得方程中的质量是“物理质量”而非“裸质量”，即

$$(\partial^2 + m^2) \phi_{\text{in}}(x) = 0, \quad (\partial^2 + m^2) \phi_{\text{out}}(x) = 0. \quad (2.46)$$

渐进自由场依旧是式(2.16)那样的产生湮灭算符的线性组合，只不过现在的产生湮灭算符是用来产生或湮灭一个具有“物理质量”的粒子。用相互作用场 $\phi(x)$ 来表达 $\phi_{\text{in}}(x)$ 和 $\phi_{\text{out}}(x)$ 不是那么容易的，不能直接令算符 $\phi(x)$ 收敛到渐进自由场，而应该要求如下弱收敛条件^[13]

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow -\infty} \langle b | \phi(x) | a \rangle &= \sqrt{Z} \langle b | \phi_{\text{in}}(x) | a \rangle, \\ \lim_{t \rightarrow +\infty} \langle b | \phi(x) | a \rangle &= \sqrt{Z} \langle b | \phi_{\text{out}}(x) | a \rangle. \end{aligned} \quad (2.47)$$

弱收敛条件要求当时间趋于正负无穷时，对于希尔伯特空间中的任意态 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ ，相互作用场和渐进自由场都给出相同的矩阵元，只不过相差一个系数 $\sqrt{Z}$ ， $\sqrt{Z}$ 被称为场强重整化因子。在此基础上，Lehmann, Symanzik 和 Zimmermann 三人导出了著名的 LSZ 约化公式 (LSZ reduction formula)，将 S -矩阵元和场论中可以计算的关联函数联系了起来，从而使得量子场论在实验上可检验。标量场的 LSZ 约化公式为^[5]

$$\begin{aligned} S_{fi} &= \langle p_1, \dots, p_n; \text{out} | k_1, \dots, k_m; \text{in} \rangle \\ &= \lim_{\text{on shell}} \left(\prod_{i=1}^n \frac{p_i^2 - m^2}{\sqrt{Z_i}} \right) \left(\prod_{j=1}^m \frac{k_j^2 - m^2}{\sqrt{Z_j}} \right) \prod_{i=1}^n \int d^4 x_i e^{ip_i \cdot x_i} \prod_{j=1}^m \int d^4 y_j e^{-ik_j \cdot y_j} \\ &\quad \times \langle \Omega | T \{ \phi(x_1) \cdots \phi(x_n) \phi(y_1) \cdots \phi(y_m) \} | \Omega \rangle. \end{aligned} \quad (2.48)$$

关联函数 $\langle \Omega | T \{ \phi(x_1) \cdots \phi(x_n) \phi(y_1) \cdots \phi(y_m) \} | \Omega \rangle$ 中 $|\Omega\rangle$ 是相互作用量子场的真空态， T 是编时算符，就是把场算符按作用时间先后顺序排列。LSZ 约化公式中所有粒子动量需要取在壳 (on shell)，而此时 $p_i^2 - m^2$ 和 $k_j^2 - m^2$ 都趋于 0，所以 S -矩阵元其实是关联函数的留数 (residue)。对于其他的量子场，场强重整化因子 $\sqrt{Z}$ 可能会有不同的值，而且需要把式(2.16)中相应的极化因子 u_ℓ 和 v_ℓ 加上。LSZ 约化公式将计算 S -矩阵元转化为计算关联函数，但关联函数里都是相互作用场算符，一般情况下甚至都不知道它们的具体形式，没有办法直接计算。不过可以将

它们替换为比较容易处理的渐进自由场算符，这需要在相互作用绘景 (interaction picture) 中进行计算，而之前的算符都处于海森堡绘景 (Heisenberg picture) 之下。

假设在参考时间 t_0 时，海森堡绘景和相互作用绘景的算符相同。把完整的哈密顿量 H 分解为自由哈密顿量 H_0 和相互作用的部分 H_{int} ：

$$H = H_0 + H_{\text{int}}. \quad (2.49)$$

在相互作用绘景中， $\phi_{\text{in}}(x)$ 和 $\phi_{\text{out}}(x)$ 的演化一直保持自由场的形式，这是为什么要选择相互作用绘景的主要原因。海森堡绘景中的相互作用场算符 $\phi(x)$ 可以通过演化算符 $U(t, t_0)$ 和 $\phi_{\text{in}}(x)$ 或 $\phi_{\text{out}}(x)$ 联系起来，比如

$$\phi(x) = U^\dagger(t, t_0) \phi_{\text{in}}(x) U(t, t_0), \quad U(t, t_0) = e^{iH_0(t-t_0)} e^{-iH(t-t_0)}. \quad (2.50)$$

且演化算符 $U(t, t_0)$ 满足微分方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} U(t, t_0) = H_I(t) U(t, t_0), \quad U(t_0, t_0) = \mathbb{1}, \quad (2.51)$$

其中 $H_I(t) \equiv e^{iH_0(t-t_0)} H_{\text{int}} e^{-iH_0(t-t_0)}$ 是相互作用哈密顿量在相互作用绘景下的形式，完全由渐进自由场构成。Dyson 给出了这个微分方程的解^[14]

$$\begin{aligned} U(t, t_0) &= 1 + (-i) \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) + \frac{(-i)^2}{2!} \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^{t_1} dt_2 T \{ H_I(t_1) H_I(t_2) \} + \dots \\ &\equiv T \left\{ \exp \left[-i \int_{t_0}^t dt' H_I(t') \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.52)$$

相互作用场的真空 $|\Omega\rangle$ 也可以通过 $U(t, t_0)$ 作用到自由场的真空 $|0\rangle$ 得到。最终，在相互作用绘景下，关联函数可以变为^[15]

$$\langle \Omega | T \{ \phi(x_1) \cdots \phi(x_n) \} | \Omega \rangle = \frac{\langle 0 | T \{ \phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) \exp \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt H_I(t) \right] \} | 0 \rangle}{\langle 0 | T \{ \exp \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt H_I(t) \right] \} | 0 \rangle}. \quad (2.53)$$

至此，关联函数中的物理量都是已知的，可以直接根据产生湮灭算符的性质进行计算了。如果 $H_I(t)$ 不是很大，可视为微扰，取式(2.52)前几阶结果即可。但这里微扰展开的级数其实是发散的，一般是关于耦合参数的一个渐进展开，这意味着并不是计算越高阶结果越准确，可能只有开始几阶的结果会逼近真实的值，在某个阶数后结果反倒开始偏离^[16-17]。实际上我们并不知道这个拐点在哪，所幸标准模型的计算结果表明我们目前能够计算到的阶数结果总是改善的。费曼图是有序进行这种微扰展开计算的有力方法，由于计算 S -矩阵元的公式(2.48)明显去除了关联函数中粒子“物理质量”的极点，所以费曼图中外线上导致粒子获得“物理质量”的自能修正不需要考虑，只需要考虑截肢 (amputated) 的费曼图。又因为式(2.53)右边分

母部分表示与考虑的散射过程无关的真空涨落，而分子部分也包括这些真空涨落，这些真空涨落的图不与散射过程的图相连接，分子和分母中的真空涨落全部约去。所以，为了得到费曼散射矩阵元，所需计算的费曼图仅仅是

$$i\mathcal{M} = (\sqrt{Z})^n \times (\text{连接的、截肢的具有 } n \text{ 个外线的费曼图}). \quad (2.54)$$

2.1.5 重整化

当进行微扰展开计算时，往往计算到第二阶就会碰到发散的积分，对应于费曼图中的圈图。发散分为紫外和红外发散，紫外发散是由于积分中的动量上限为无穷大造成的，根源在于目前讨论的场论都是在时空中连续的，有无穷的自由度。计算中出现的这些发散结果曾动摇了物理学家对量子场论正确性的信心，因为实验中观测到的物理量永远都是有限的。不过，随着量子场论的发展，一套所谓“重整化”的方法挽救了量子场论。重整化方法是一套系统地消除量子场论中出现的紫外发散并使得计算结果和实验相符的程序，2.1.4节中的“物理质量”和场强重整化因子 $\sqrt{Z}$ 已经涉及到了这个概念。比如对于量子电动力学，原本的拉氏量为

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} (F^{\mu\nu})^2 + \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_0) \psi - e_0 \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi, \quad (2.55)$$

这里的 e_0 和 m_0 被认为是“裸电荷”和2.1.4节提到的“裸质量”，出现的场都是“裸场”，而这些裸的物理量不是可以直接观测的，都包含了无穷大。为抵消计算中出现的发散积分，把它们分解为对应实验测量得到的物理值和无穷大的“抵消项”：

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} (F_r^{\mu\nu})^2 + \bar{\psi}_r (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_r) \psi_r - e_r \bar{\psi}_r \gamma^\mu A_{r\mu} \psi_r \\ & -\frac{1}{4} \delta_3 (F_r^{\mu\nu})^2 + \bar{\psi}_r (i\delta_2 \gamma^\mu \partial_\mu - \delta_m) \psi_r - e_r \delta_1 \bar{\psi}_r \gamma^\mu A_{r\mu} \psi_r. \end{aligned} \quad (2.56)$$

有下标“r”的都表示重整化后的物理量，而 δ 就是引入的抵消项。它们的作用就是用来吸收第一行拉氏量的圈图中的紫外发散部分，从而保证在低能区的计算结果是有限的。不过，对于有些理论，需要引入无限的抵消项才能消除紫外发散，这使得理论完全丧失了预言能力，这样的理论称为不可重整的。幸好，'t Hooft 已经证明标准模型是可重整的^[18-19]，只需要引入为数不多的抵消项就能抵消所有的紫外发散。

在重整化过程中，总是需要某种正规化 (regularization) 使得紫外发散暂时的有限化，例如动量截断正规化 (momentum cutoff regularization)、维数正规化、格点正规化等。但是一旦令正规化参数趋近于原来的值，发散又会重新产生。并且，显然地，真实的物理不应该受到人为选择的正规化方法和正规化参数取值的影响。而重整化方法确实发现，量子场理论在低能区的行为不会敏感地依赖正规化，而高能区的性质会受到不同正规化细节的影响，说明量子场理论只在某一范围的低能

区才能正确描述某一物理规律，一旦超越某个能量尺度，该量子场理论不再有效。这实际上反映了一个很重要的事实：高能与低能的物理是互相脱耦的，对应于坐标空间就是大尺度和小尺度的物理是脱耦的。还原论总是希望从最小的尺度上的物理来解释越来越宏观的物理现象，正如统计物理所取得的成功。不过有时候这是不可行的，有时也是不必要的，因为不同尺度上可能会有不同的物理规律涌现出来，对于这些宏观的物理规律的了解也许并不依赖于小尺度精确的物理规律，而只需要把小尺度的物理归约为有限的几个宏观参数。为了保证可观测量不随重整化标度的改变而变化，重整化后的耦合常数在不同的尺度下会有不同的值，会随着能量标度改变，量子色动力学的耦合常数 α_s 随能量标度的变化如图2.1所示。 α_s 在物理过程的能量标度较大时是比较小的，比如在 0.1 - 1 TeV， α_s 只有 ~ 0.1 ，此时微扰论是奏效的。当能量标度很大时，夸克之间的强相互作用几乎可以忽略，这就是深度非弹性散射实验中发现的所谓渐进自由 (asymptotic freedom) 现象。而当能量标度变小时， α_s 会急剧地变大，这意味着把强子中结合的夸克分离的越远，所需要的能量急剧地增加，以至于当它们分离到一定距离时会从真空中产生一对正反夸克与之结合，所以在实验上看不到单独的夸克，即夸克禁闭 (confinement) 现象。而且微扰论此时失效了，这导致了量子色动力学在低能过程中难以计算。

经过重整化的标准模型可以精确地计算各种物理过程，例如2.1.4节中的截面，图2.2和图2.3展示了标准模型的计算结果和 LHC 上的 ATLAS 和 CMS 实验结果的比较，这些结果证明了标准模型的成功。

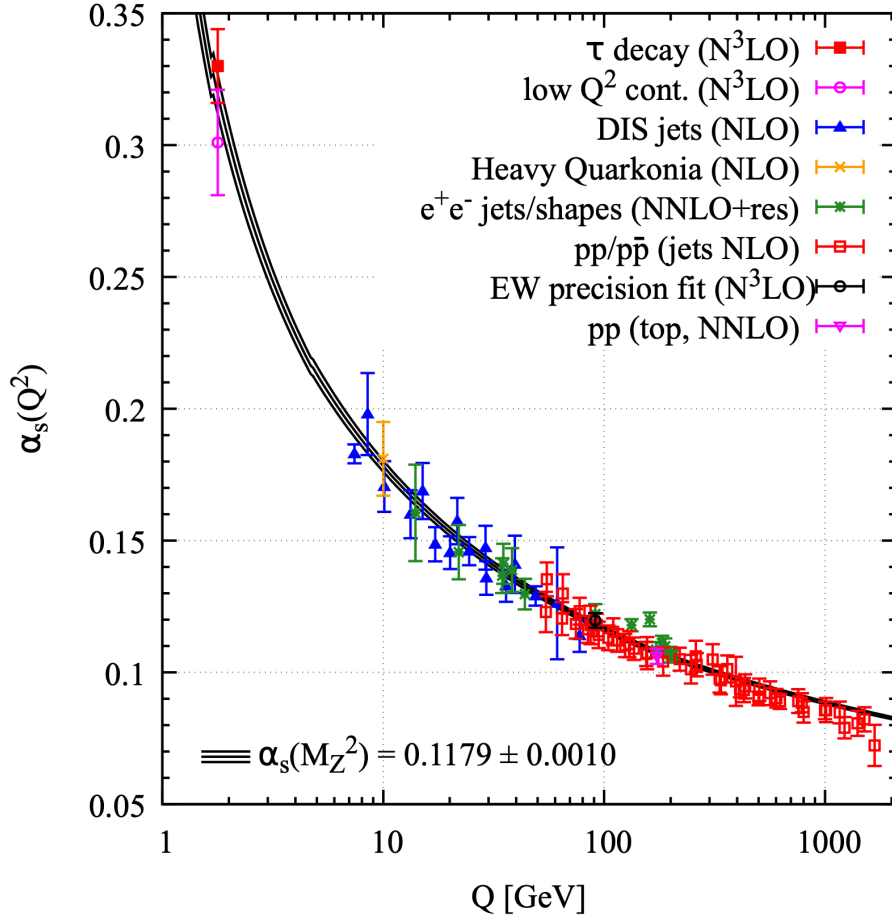
2.2 迈向新物理

2.2.1 标准模型的困难

标准模型虽然非常成功，但仍然还有一些困难和不足之处。

在标准模型中，正如2.1.3节提到的，中微子是没有质量的左手粒子。然而在实验上已经观测到了中微子振荡现象^[23]，中微子的味道能发生周期性的变化。这要求中微子具有微小的质量，且味道本征态是不同质量本征态的线性叠加态。虽然超级神冈和大亚湾等中微子实验已经发现了中微子很多重要的性质，但目前还不知道中微子具体质量是多大，也不知道中微子是狄拉克费米子还是马约拉纳 (Majorana) 费米子。仅凭现有的实验数据，还无法完全确定如何将具有质量的中微子加入标准模型之中。

标准的宇宙大爆炸理论要求正物质和反物质应该等量地产生，但是宇宙微波背景辐射的观测却表明如今正物质在宇宙中占据绝对的主导地位^[24]。要想在理论中产生正反物质不对称，需要破坏 CP 对称性，C 指荷共轭变换，P 指宇称变换。


 图 2.1 各种实验在不同能量尺度 Q 下测量到的 α_s ^[20]

如果理论中 CP 对称性是严格的，那么正反物质的物理规律会保持相同。目前实验上发现引力相互作用、电磁相互作用和强相互作用都是满足 CP 对称性的，只有某些弱相互作用过程会破坏 CP ，比如 K 介子衰变等。标准模型虽然可以通过 CKM 矩阵的非零混合角在弱相互作用中引入一些正反物质不对称的机制，但这个效应远远低于目前观测到的不对称程度^[25]。

在 QCD 拉氏量(2.40)中加入 $\theta \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} G^{a\mu\nu} G^{a\lambda\rho}$ 不会破坏任何拉氏量的对称性，完全是允许的。只要 θ 不为 0，这一项就会造成强相互作用的 CP 破坏。但是实验上没有观测到任何强相互作用 CP 破坏的证据，中子电偶极矩的测量对于 θ 的限制已经达到 10^{-9} 的量级^[26]。为什么弱相互作用确实出现了 CP 破坏，而强相互作用中允许的 CP 破坏却没有实际发生，这是很奇怪的，称为强 CP 问题。1977 年，Peccei 和 Quinn 提出 QCD 拉氏量存在整体的 $U(1)$ 对称性来解决这个问题^[27-28]。不过 $U(1)$ 对称性自发破缺后会产生出一个电中性、无自旋、小质量的粒子——轴子 (Axion)，至今在实验上没有发现，所以强 CP 问题依然是标准模型悬而未决的一个重大问题。

天文学上通过对星系中恒星绕星系中心旋转速度的观测，发现其旋转速度比

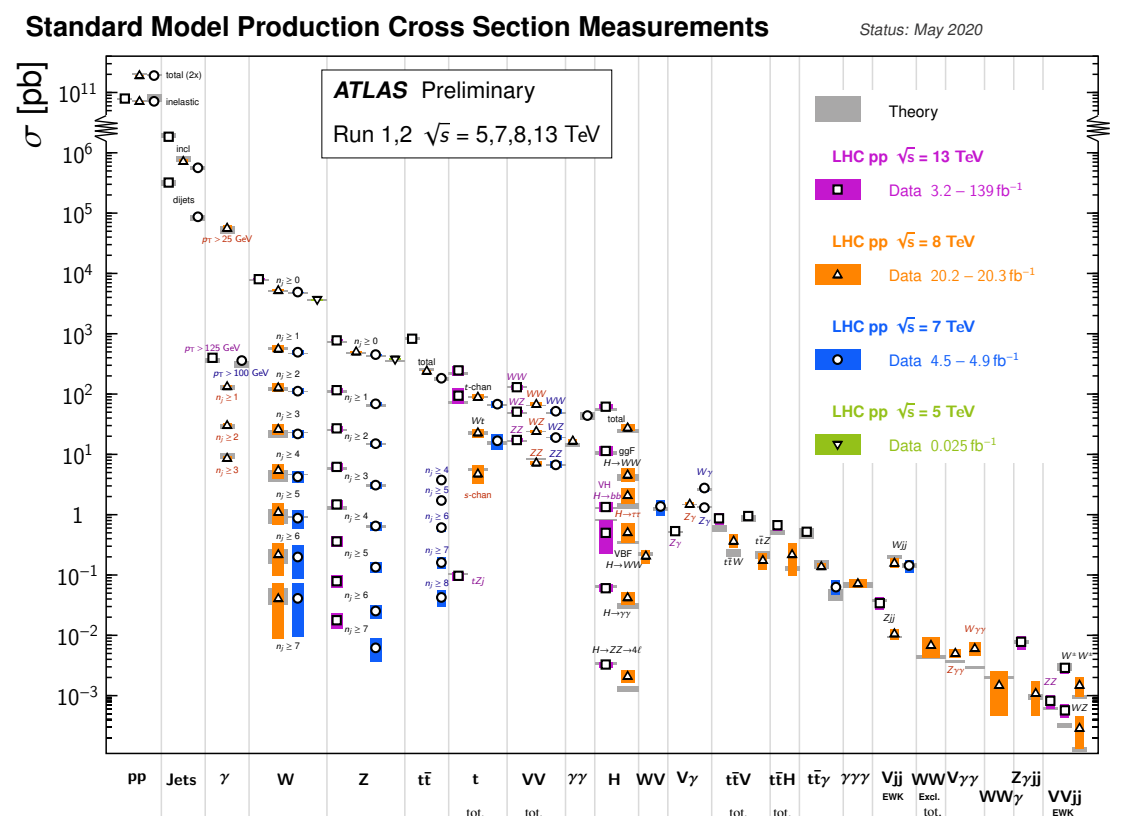


图 2.2 标准模型计算的各种散射过程截面和 ATLAS 实验结果的比较^[21]

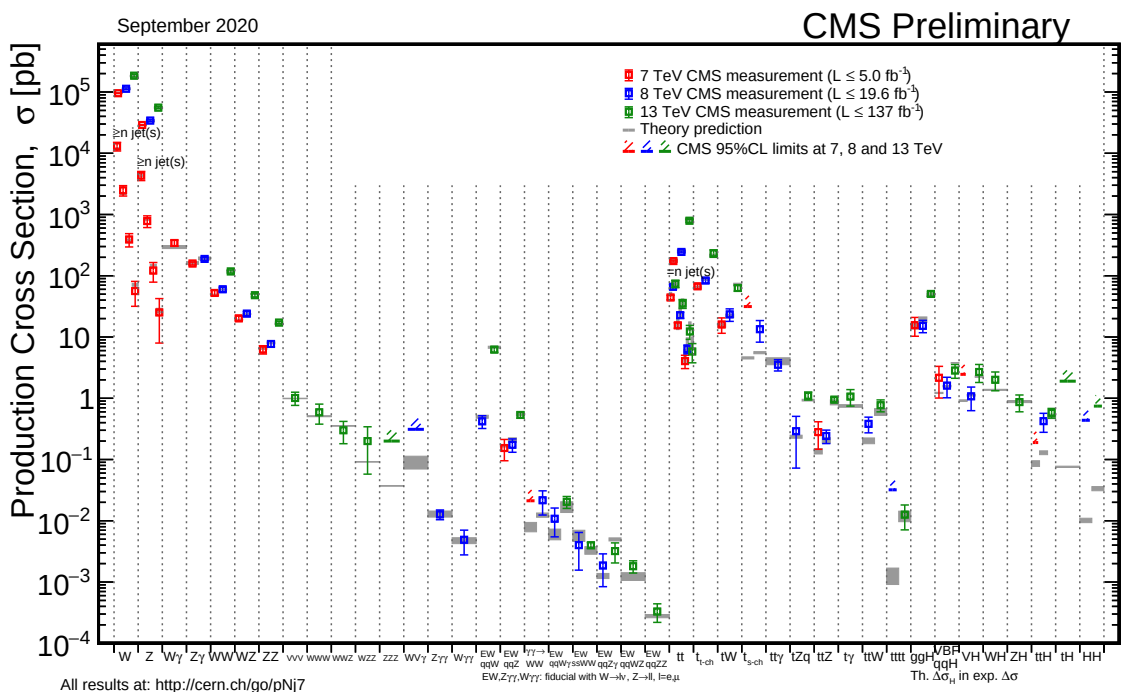


图 2.3 标准模型计算的各种散射过程截面和 CMS 实验结果的比较^[22]

星系中已知物质的引力所能够维持的速度要大的多。这样的星系应该逐渐地分崩离析，而实际上它们却稳定地存在着^[29]。这意味着这些星系里存在着能够提供引力的其他不可见物质，这些物质被称为暗物质 (dark matter)^[30]。现在通过宇宙微波背景辐射，我们可以测定暗物质占据宇宙中总物质的比例。Planck 卫星测量到的宇宙中暗物质遗迹密度 (relic density) 为 $\Omega_c h^2 = 0.120 \pm 0.001$ ，而已知的重子密度 (baryon density) 仅有 $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ ，暗物质是已知物质的 5 倍多^[31]。通过多年对暗物质的搜寻，暗物质如果是一种粒子的话，它的一些特征已经逐渐清晰：

- (1) 较为稳定，与标准模型中的粒子耦合比较弱；
- (2) 主要参与引力相互作用，这正是暗物质被提出的原因；
- (3) 不参与电磁相互作用，所以对于一般的宇宙学观测手段是不可见的；
- (4) 不参与强相互作用，否则的话实验上会比较容易探测到，但实际上至今没有直接发现暗物质；
- (5) 是否参与弱相互作用目前并不是很清楚；
- (6) 需符合观测到的遗迹密度。在宇宙早期，暗物质和标准模型粒子处于热平衡中。随着宇宙的膨胀，当宇宙冷却到一定温度时，这种热平衡不再可维持。该温度与暗物质粒子的质量和暗物质之间湮灭截面有关，而且决定了遗迹密度。所以暗物质粒子的质量和湮灭截面需要导致正确的遗迹密度。

可惜的是，在标准模型中并不存在满足这些特征的候选粒子。曾经中微子被认为是暗物质，但是已经发现中微子能够提供的遗迹密度远远少于观测到的数值。于是，很多超出标准模型的新粒子被提出以充当暗物质候选者。其中最有可能的就是大质量弱相互作用粒子 (Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs)，它可能是最轻的超对称粒子、额外维模型中最轻的 Kaluza-Klein 粒子等。当 WIMP 粒子质量为 100 GeV 左右，湮灭截面与弱相互作用截面相当时，可以产生正确的遗迹密度，这就是所谓的“WIMP 奇迹 (WIMP miracle)”。但是实验上至今没有发现 WIMP 存在的证据，排除了越来越多的参数空间^[32-34]。

除了以上列举的困难，很多物理学家对标准模型还有审美上的和其他更严苛的要求。比如为了得到正确的 Higgs 玻色子质量，需要精细地调节标准模型的参数而导致的自然性 (naturalness) 问题；标准模型有 18 个参数需要实验测量来确定，有人认为一个基本的理论应该可以自己推导出大多的参数，而不是由实验来确定；标准模型不能解释为什么费米子有三代，而且质量相差如此悬殊；把引力作为量子场纳入标准模型不能得到一个可重整的理论，而且强相互作用并没有和电磁、弱相互作用在标准模型中统一起来……

2.2.2 几种新物理模型

既然标准模型存在上述问题,被认为不可能是最终的理论,自然很多超标准模型 (Beyond Standard Model, BSM) 被构造了出来以替代标准模型,比如超对称模型、大一统理论 (Grand Unified Theory, GUT)、弦论等。目前新的模型层出不穷,而想要在实验上突破标准模型和判定这些新模型,最直接有效的方法就是找到一个标准模型之外的新粒子。实验上往往并不是针对某一特定模型寻找某一新粒子,实际上实验是寻找某一个末态信号,而这个末态信号可能对应于多种粒子的末态。这并不意味着实验工作就不依赖任何理论模型,实验恰恰需要选定一些基准模型来优化和发展分析技术。接下来仅简单介绍一下与本文有关的一些基准模型。

2.2.2.1 轴矢量 Z' 简化暗物质模型

为了解释暗物质的存在,已有一些完整暗物质模型被提出,具有代表性的像是最小超对称标准模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM), 普遍额外维模型 (Universal Extra Dimensions) 等。这些完整的暗物质模型虽然有着完整的逻辑和丰富的结构,并预言了许多新粒子的存在,但它们需要比较多的参数才能确定模型。而实验上的数据是比较有限的,这造成通过目前的实验数据来明确确定这些模型的动力学几乎是不可能的。所以,ATLAS/CMS 暗物质论坛 (ATLAS/CMS Dark Matter Forum) 提出了一些简化暗物质模型,给在 LHC 上寻找暗物质相关粒子的实验提供共同的基准模型^[35],为不同实验结果的比较和未来对实验结果的重解释提供方便。这些简化暗物质模型致力于对标准模型进行最少的拓展以包含暗物质,而且适合于 LHC 的对撞能量,让 LHC 上寻找暗物质粒子的实验更具一般性。不同的简化模型最主要的区别就是传播子的性质不同,相对于完整暗物质模型,简化模型虽然动力学有所简化,但依然可以描写暗物质的运动学。一种对标准模型的简单拓展就是加入另一个 U(1) 规范对称性,暗物质粒子 χ 是只携带这个规范群荷的狄拉克费米子,而传递这种相互作用的是一种轴矢量玻色子 Z' ,这里只考虑轴矢量 Z' 是为了规避暗物质直接探测实验对自旋不依赖的限制^[36]。而且只考虑夸克与 Z' 有耦合,而轻子没有,因为轻子末态对这类新粒子已经给出了很强的限制。这个简化暗物质模型的拉氏量可以表示为

$$\mathcal{L}_{\text{axial-vector}} = g_{\text{SM}} \sum_{q=u,d,s,c,b,t} Z'_\mu \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q + g_{\text{DM}} Z'_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi. \quad (2.57)$$

模型只有四个参数:暗物质粒子的质量 m_χ , Z' 的质量 m_{Med} , Z' 与夸克的耦合常数 g_{SM} , 与 χ 的耦合常数 g_{DM} 。 Z' 与所有味道的夸克有相同的耦合强度可以保证最小的味破缺。在本文的工作中,我们选定 $m_\chi = 10 \text{ TeV}$, $g_{\text{DM}} = 1.5$ 。将暗物质粒

子的质量固定的如此之高, 是为了 Z' 不会在对撞机上衰变回不可探测的暗物质粒子, 使 Z' 与暗物质的耦合不影响在 LHC 上 Z' 的衰变宽度^[35]:

$$\Gamma_{\text{Med}} = \Gamma_{\text{SM}} + \Gamma_{\text{DM}}, \quad (2.58)$$

$$\Gamma_{\text{SM}} = \sum_{q \in \left(m_q < \frac{m_{\text{Med}}}{2}\right)} \frac{3m_{\text{Med}}g_{\text{SM}}^2}{12\pi} \times \left(1 - \frac{(2m_q)^2}{m_{\text{Med}}^2}\right)^{3/2}, \quad (2.59)$$

$$\Gamma_{\text{DM}} = \begin{cases} \frac{m_{\text{Med}}g_{\text{DM}}^2}{12\pi} \times \left(1 - \frac{(2m_\chi)^2}{m_{\text{Med}}^2}\right)^{3/2}, & m_\chi \leq \frac{m_{\text{Med}}}{2} \\ 0, & m_\chi > \frac{m_{\text{Med}}}{2} \end{cases} \quad (2.60)$$

既然 Z' 可以在对撞机上衰变回夸克, 这个模型允许直接在对撞机上寻找暗物质传播子来间接发现暗物质。不过需要注意的是, 即使实验上真的发现了这样的信号, 也不能保证就是 Z' , 还需要进一步对其性质的研究来最终确定。

2.2.2.2 有质量暗光子模型

暗光子 (dark photon) 模型同样是一类暗物质模型, 也是在标准模型中引入一个新的 U(1) 规范对称性。暗光子是这个群的传播子, 暗物质粒子也可以作为发生这种相互作用的狄拉克费米子简单引入, 暗光子就像光子一样在暗物质粒子之间传递新的相互作用^[37]。在这类暗光子模型中, 在有的模型中暗光子和光子一样无质量, 有的模型则允许暗光子有微小的质量。对于有质量的暗光子, 自己甚至都可以作为暗物质的一个候选者^[38]。而且暗光子对于 μ 子 (muon) 反常磁矩在实验测量值和理论预言值之间的差距也提供了一种解释^[39]。当新的 U(1) 规范场和标准模型的弱超荷场进行混合, 在拉氏量中构造一个满足规范对称性的项 $-\frac{\epsilon}{2}\tilde{F}_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$, 然后通过线性组合重定义出光子和暗光子场, 在电弱自发对称性破缺后可以得到如下的拉氏量^[40]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{A'}^2 A'^2 + \sum_f \bar{f} (i\gamma^\mu \partial_\mu - eq_f \gamma^\mu A_\mu - \epsilon eq_f \gamma^\mu A'_\mu - m_f) f, \quad (2.61)$$

其中 $F_{\mu\nu}$ 和 $F'_{\mu\nu}$ 分别是光子 A 和暗光子 A' 的场强, q_f 和 m_f 是不同的标准模型费米子 f 的电荷和质量, ϵ 是模型的运动学混合参数, $m_{A'}$ 是暗光子在自发对称性破

缺后获得的质量。对于暗光子衰变到正负电子对的宽度可以直接算得^[40]

$$\Gamma(A' \rightarrow e^+e^-) = \frac{\epsilon^2 e^2 m_{A'}}{12\pi} \left[1 - \left(\frac{2m_e}{m_{A'}} \right)^2 \right]^{1/2} \left[1 + \frac{2m_e^2}{m_{A'}^2} \right]. \quad (2.62)$$

若暗光子质量足够大，当然也可以衰变到 μ 子和其他费米子。一般情况下，对撞机产生的暗光子能量都比较大，当满足 $E_{A'} \gg m_{A'} \gg m_e$ 时，暗光子衰变到正负电子对的衰变长度为^[40]

$$\bar{d} = c \frac{1}{\Gamma_{A'}} \gamma_{A'} \beta_{A'} \approx (80 \text{ m}) B_e \left[\frac{10^{-5}}{\epsilon} \right]^2 \left[\frac{E_{A'}}{\text{TeV}} \right] \left[\frac{100 \text{ MeV}}{m_{A'}} \right]^2. \quad (2.63)$$

B_e 是暗光子衰变到电子的分支比，这里各种物理量都归一到了实验可以观测到的典型值。对于 $m_{A'} \sim 10 - 100 \text{ MeV}$ ， $\epsilon \sim 10^{-5}$ ， $E_{A'} \sim \text{TeV}$ ，暗光子的衰变长度大约为 $\mathcal{O}(100) \text{ m}$ 。

2.2.2.3 类轴子模型

顾名思义，类轴子 (Axion-Like Particles, ALPs) 指那些性质与 2.2.1 节提到的为了解决强 CP 问题所需要的轴子类似的新粒子。与轴子一样，它们也是新的 U(1) 整体对称性破缺后产生的 Nambu-Goldstone 玻色子，是赝标量粒子^[41]。偏移对称性 (shift symmetry) 使得轴子自然地保持了小质量，而对于类轴子，往往引入一个小的质量项来轻微地破坏偏移对称性，于是让类轴子的质量成为独立于模型的一个参数，使得类轴子的参数空间相较于轴子大大提高。这是类轴子和轴子的最主要区别。对于 U(1) 自发对称性破缺发生在电弱能标的情形，很快就被实验所排除。当自发对称性破缺能标很高时，在低能区有效理论中，类轴子 a 和标准模型的矢量场间的相互作用是 5 阶的，拉氏量为^[42]

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{4} g_{aBB} a B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} g_{aWW} a W_{\mu\nu}^A \tilde{W}^{A,\mu\nu}. \quad (2.64)$$

耦合常数 g_{aBB} 和 g_{aWW} 的量纲都是 GeV^{-1} 。电弱对称性破缺后，类轴子 a 会与 $\gamma\gamma$ ， γZ ， ZZ 和 W^+W^- 产生耦合。与本文工作相关的只有衰变到光子的情况，相关的拉氏量为^[42]

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{1}{2} m_a^2 a^2 - \frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma} a F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}. \quad (2.65)$$

$F^{\mu\nu}$ 是电磁场的场强张量。 a 衰变到光子的参数空间只有两个独立的参数：类轴子的质量 m_a 和与光子的耦合常数 $g_{a\gamma\gamma}$ 。衰变宽度可以通过这个拉氏量得到^[42]

$$\Gamma_a \equiv \Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi}. \quad (2.66)$$

从衰变宽度公式可以看出，类轴子的质量减小时，寿命快速的增长，所以衰变长度也会随之增加^[42]

$$\bar{d}_a = c \frac{1}{\Gamma_a} \gamma_a \beta_a \approx (630 \text{ m}) \left[\frac{10^{-4} \text{ GeV}^{-1}}{g_{a\gamma\gamma}} \right]^2 \left[\frac{p_a}{\text{TeV}} \right] \left[\frac{50 \text{ MeV}}{m_a} \right]^4. \quad (2.67)$$

对于能量在 TeV 量级的 a ，衰变长度也是在 $\mathcal{O}(100) \text{ m}$ 。

2.3 蒙特卡洛产生子

对于获得的对撞实验数据，往往需要用蒙特卡洛 (Monte Carlo, MC) 方法产生模拟数据以得到理论的预期，再将实验数据和模拟数据对比才能确定是否存在新物理的迹象。蒙特卡洛模拟先是通过产生子生成对撞可能产生的末态产物，然后将这些产物传递给模拟探测器的软件以模拟探测器对这些粒子的响应。常用的产生子有 Pythia^[43]，Sherpa^[44]，Herwig^[45]，MadGraph5_aMC@NLO^[46] 等。产生子的模拟过程需要根据粒子物理理论考虑以下过程：

- (1) 硬散射 (hard scatter): 硬散射是指质子-质子对撞中最高能量的两个部分子间的反应过程。由于能量较高，可以通过 QCD 或其他理论微扰计算目标反应过程的费曼图，获得散射截面。计算时需要考虑质子里的部分子分布函数 (Parton Distribution Function, PDF)，即找到携带一定动量的某种部分子的概率密度函数。由于部分子分布函数涉及 QCD 非微扰过程，无法进行精确的理论计算，需要通过拟合实验数据确定其中的一些参数，拟合不同实验数据得到的部分子分布函数之间存在差异。
- (2) 部分子簇射 (parton shower): 这一步考虑由胶子辐射导致的对硬散射过程的 QCD 高阶修正，高能的部分子辐射出胶子，胶子又可以产生新的一对部分子，进而发生级联过程，形成部分子簇射。部分子簇射可能是初态粒子产生的初态辐射 (Initial-State Radiation, ISR) 或末态粒子产生的末态辐射 (Final-State Radiation, FSR)。
- (3) 强子化 (hadronization): 由于夸克禁闭，部分子簇射产生的粒子最终会形成无色的强子。部分子簇射最后产生的粒子能量较低，无法用微扰 QCD 理论描述。目前存在两种主流的强子化模型：Lund 弦模型^[47] 和团簇模型^[48]。
- (4) 底层事例 (underlying event): 质子-质子对撞除了发生硬散射外，其他部分子之间也可能发生反应，这些过程的能量较低，可由多重作用模型来模拟。
- (5) 不稳定衰变: 强子化过程产生的不稳定粒子会很快地衰变，产生子会根据这些粒子的寿命来处理它们的衰变。例如， $W^\pm$ 和 Z 一经产生就可能衰变到部分子，产生子也需要模拟这些部分子的簇射和强子化过程。

第3章 大型强子对撞机和探测器

“工欲善其事，必先利其器”。进行粒子物理实验研究最有力的工具就是对撞机。在对撞机上，人类可以主动地控制粒子对撞的能量和频率，产生需要的对撞产物，从而可以源源不断地获得实验数据来仔细研究各种粒子的性质，而不必苦苦等待宇宙射线。本章3.1节就是介绍当今世界上最强大的对撞机 LHC，本文工作所依赖的两个 LHC 上的探测器将分别在3.2节和3.3节详细介绍。

3.1 大型强子对撞机 LHC

LHC^[49] 位于法国和瑞士边境地下，是一个周长达 27 公里的环形对撞机。设计的最高质心对撞能量达到了 $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ，是迄今为止对撞能量最高的对撞机。LHC 设计亮度 (luminosity) $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，亮度乘上截面就能得到相应物理过程的事例率，亮度越高，能够获得的实验数据越多，所以 LHC 能够积累的对撞数据是非常可观的。LHC 上分布了 4 个对撞点，每一个对撞点上都有一个巨大的探测器来收集对撞产物，为 4 个大型实验提供丰富的对撞数据。这 4 个大型实验分别是：

- (1) ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 实验：通用型探测器，全面研究质子-质子对撞；
- (2) CMS (The Compact Muon Solenoid) 实验：通用型探测器，全面研究质子-质子对撞，与 ATLAS 互相验证和补充；
- (3) LHCb (The Large Hadron Collider Beauty) 实验：主要研究与 b 夸克相关的物理，重点关注 CP 破坏导致的正反物质不平衡；
- (4) ALICE (A Large Ion Collider) 实验：研究重离子对撞产生的高能量强相互作用物质，如夸克胶子等离子体，模拟宇宙大爆炸初期状态。

这 4 个探测器在 LHC 上的分布位置如图3.1所示。

LHC 是通过一级一级加速逐渐把质子的能量提升上去，然后才进行对撞的。质子是通过很强的电场使氢气电离得到的。质子产生后，经过直线加速器 LINAC2 (LINear ACcelerate 2) 加速到 50 MeV（即将被 LINAC4 替代，LINAC4 可以把质子加速到 160 MeV），然后注入到质子同步器推进器 (Proton Synchrotron Booster, PSB) 获得 1.4 GeV 的能量。接着，质子运行到质子同步器 (Proton Synchrotron, PS)，被加速到 25 GeV。再经过超级质子同步器 (Super Proton Synchrotron, SPS) 加速，离开 SPS 时，质子的能量达到了 450 GeV。质子随后就被注入到 LHC 中，一部分在

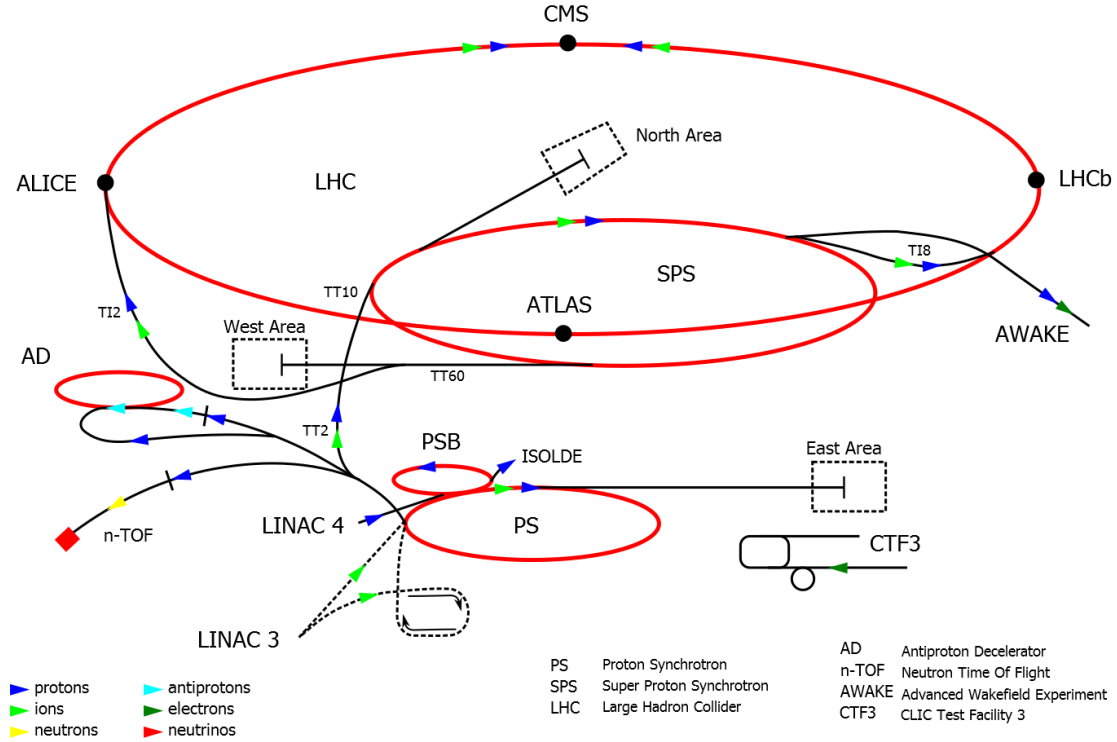


图 3.1 大型强子对撞机和各级加速器结构图^[50]

束流管道 (beam pipe) 中以顺时针运动，另一部分在另一个束流管道以逆时针运动，在 LHC 上加速到最终的对撞能量^[51]。

LHC 上有 16 个射频腔 (radiofrequency cavity)，每一个射频腔电场的最高电压有 2 MV，质子正是被这些射频腔中的电脉冲逐渐加速。射频腔里的电场是 400 MHz 的交变电场，每秒切换 4 亿次方向，质子需要经过一千多万次的射频腔加速才能达到对撞能量，整个过程需要 20 多分钟。射频腔的电场设计的非常精准，当质子能量小于目标能量时，质子会赶上射频腔刚好使它们加速的电场方向，反之，则会使质子减速。LHC 中飞行的质子不是连续分布的，而是形成 25 ns 间隔的质子束团 (bunch)，每个质子束团虽然只有几微米的大小，却包含上千亿个质子。为保证运行中的质子不与空气分子发生碰撞而偏向，束流管道必须保持高度的真空状态^[52]。

为了使质子可以在 LHC 中做圆周运动，需要磁场来偏转质子运动方向。LHC 使用超导电磁铁来调控磁场，使质子能够按照设计完成复杂的加速运动，为此 LHC 上使用了 50 多种不同的磁铁。超导性需要在超低温下才能实现，所以这些磁铁都处在零下 271.3 °C 液氮冷却系统之中。LHC 上最主要的是双极磁铁，它们环绕在束流管道周围，随着质子的能量提高而改变磁场强度，达到设计能量时，可以产生 8.3 T 的磁场。双极磁铁周围会有六极、八极、十极磁铁对双极磁铁的磁场做一些修正，以获得更理想的磁场分布。质子束团聚集的越紧密，两束质子发生有效碰

撞的概率越大，所以 LHC 也利用了一些四极磁铁来聚焦每一个束团中的质子^[52]。

图3.2是 LHC 的运行计划。LHC 目前已经顺利地运行了 Run-1 和 Run-2 阶段，对撞的质心能量从 7 TeV 逐渐地升高到了 13 TeV，总的积分亮度达到了 190 fb^{-1} ，取得了丰富的物理成果。现在 LHC 上各个探测器都在进行维护升级，准备以良好的状态迎接真正以设计对撞能量 14 TeV 运行的 Run-3 阶段。在 Run-3 阶段后，LHC 计划升级为高亮度 LHC (High Luminosity LHC, HL-LHC)。届时瞬时亮度会比现在高 10 倍，达到 $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，每秒所能获得的实验数据也将多 10 倍，最终预计能够取得不少于 3000 fb^{-1} 的对撞数据。

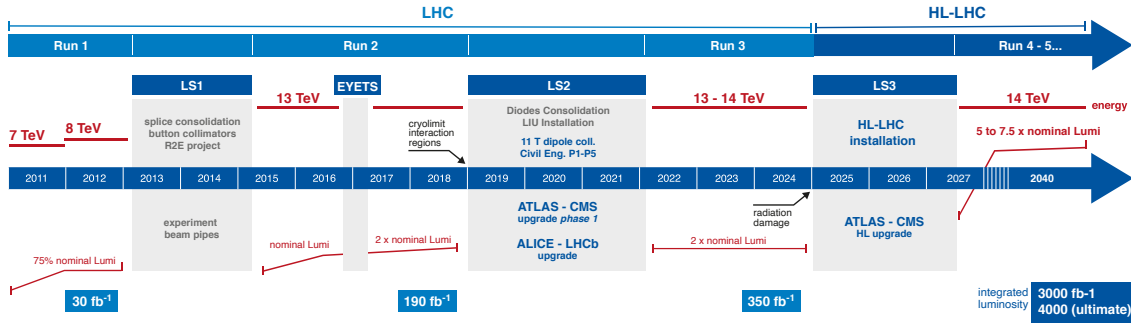


图 3.2 LHC 运行计划^[53]

3.2 ATLAS 探测器

ATLAS 探测器是一个长 44 米、直径 25 米的圆筒形探测器，重达 7000 吨，结构如图3.3所示。ATLAS 覆盖几乎所有立体角，可以探测除中微子以外的其他所有标准模型粒子。ATLAS 对撞点就在探测器中心，对于探测到的粒子位置的描述使用的是原点位于对撞点的右手笛卡尔坐标系，Z 轴指向束流方向，X 轴指向 LHC 的圆心，Y 轴正方向朝上。实验通常使用方位角 ϕ ，极角 θ 和离 Z 轴的距离 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 来描述粒子在 ATLAS 探测器中的位置。使用与极角等效的赝快度 (pseudorapidity) 往往更方便，赝快度定义为 $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ 。当粒子的能量远远大于质量时，赝快度几乎等于快度 (rapidity)。快度定义为 $y = 1/2 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ ，两个粒子快度之差在纵向 boost 下是洛伦兹不变的。根据公式容易看出，X-Y 平面上的赝快度为 0，越靠近束流方向，赝快度绝对值越大，趋近于无穷。在 ATLAS 探测器中，衡量两个对象间的距离常使用角距离 (angular separation): $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ 。从图3.3可以看出，ATLAS 探测器从内向外由 3 个子探测器组成，分别是测量带电粒子径迹的内部探测器 (inner detector)，测量能量的量能器 (calorimeter)，精确测量 μ 子的 μ 子谱仪 (muon spectrometer)。为了测量带电粒子的动量，内部探测器和 μ 子谱仪都配备了超导磁铁来提供偏转磁场。下面具体介绍一下 ATLAS 探测器的各

个结构。

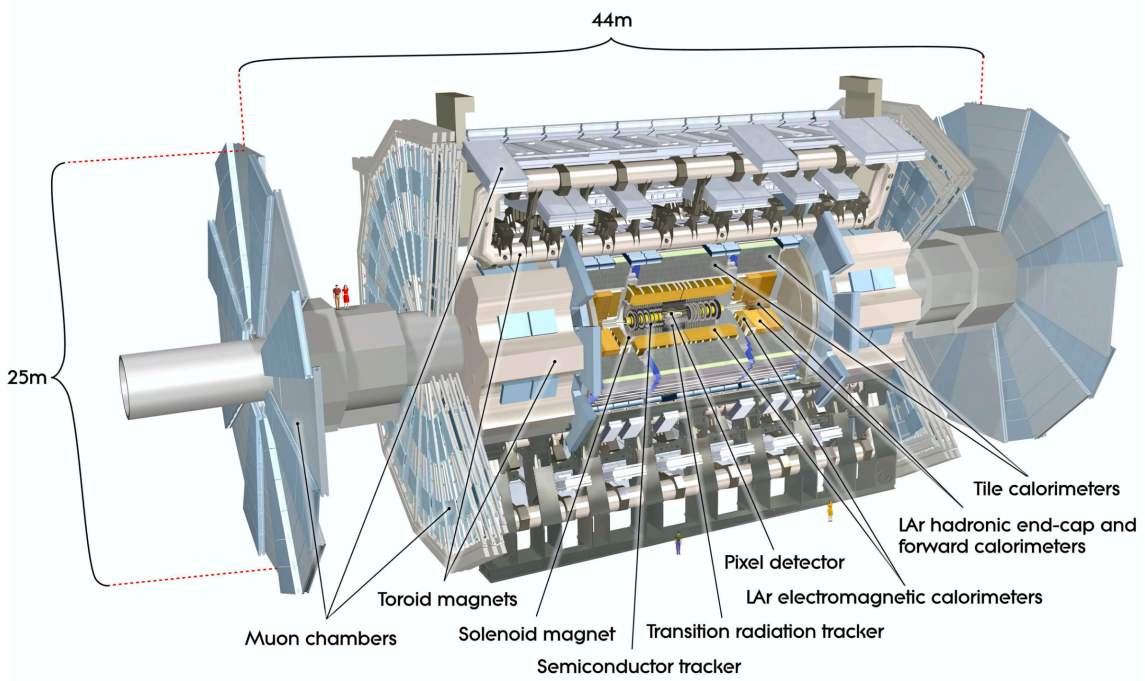
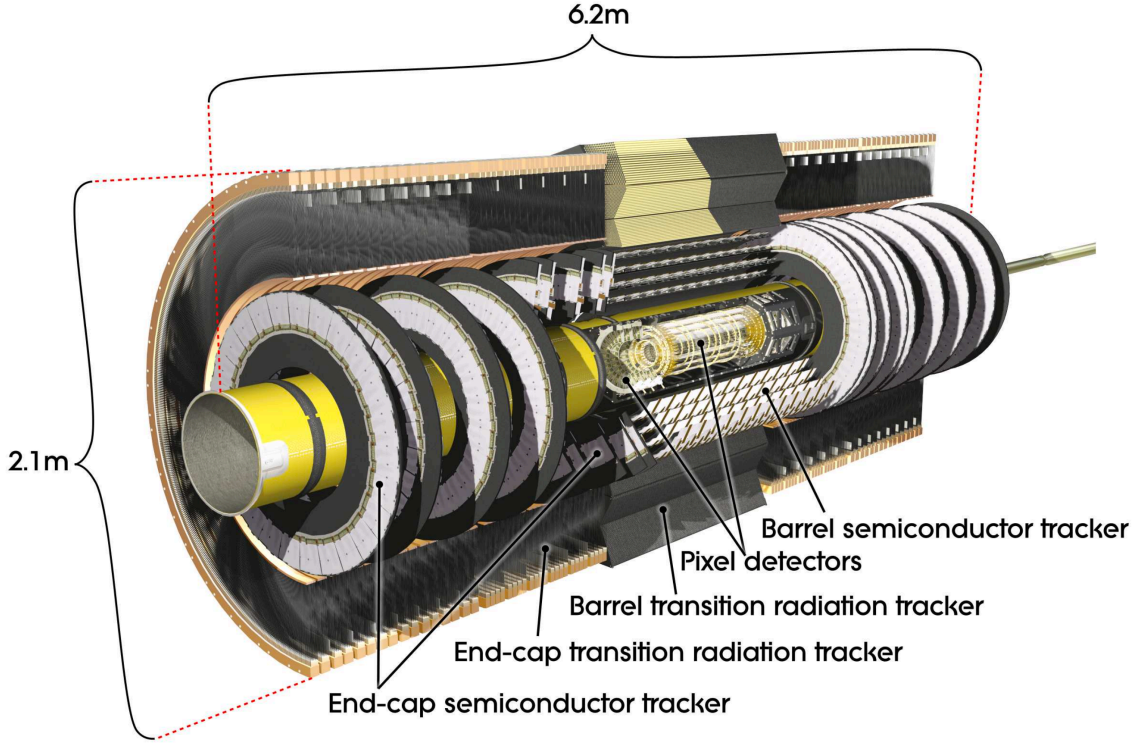


图 3.3 ATLAS 探测器剖面图^[54]

3.2.1 内部探测器

内部探测器是离对撞点最近的子探测器，主要用来重建带电粒子的径迹和顶点。内部探测器能够覆盖 $|\eta| < 2.5$ 的空间。图3.4、图3.5和图3.6展示了内部探测器的具体结构。内部探测器由3个部分组成：像素探测器 (Pixel detector, Pixel)，硅微条探测器 (SemiConductor Tracker, SCT)，和跃迁辐射探测器 (Transition Radiation Tracker, TRT)。

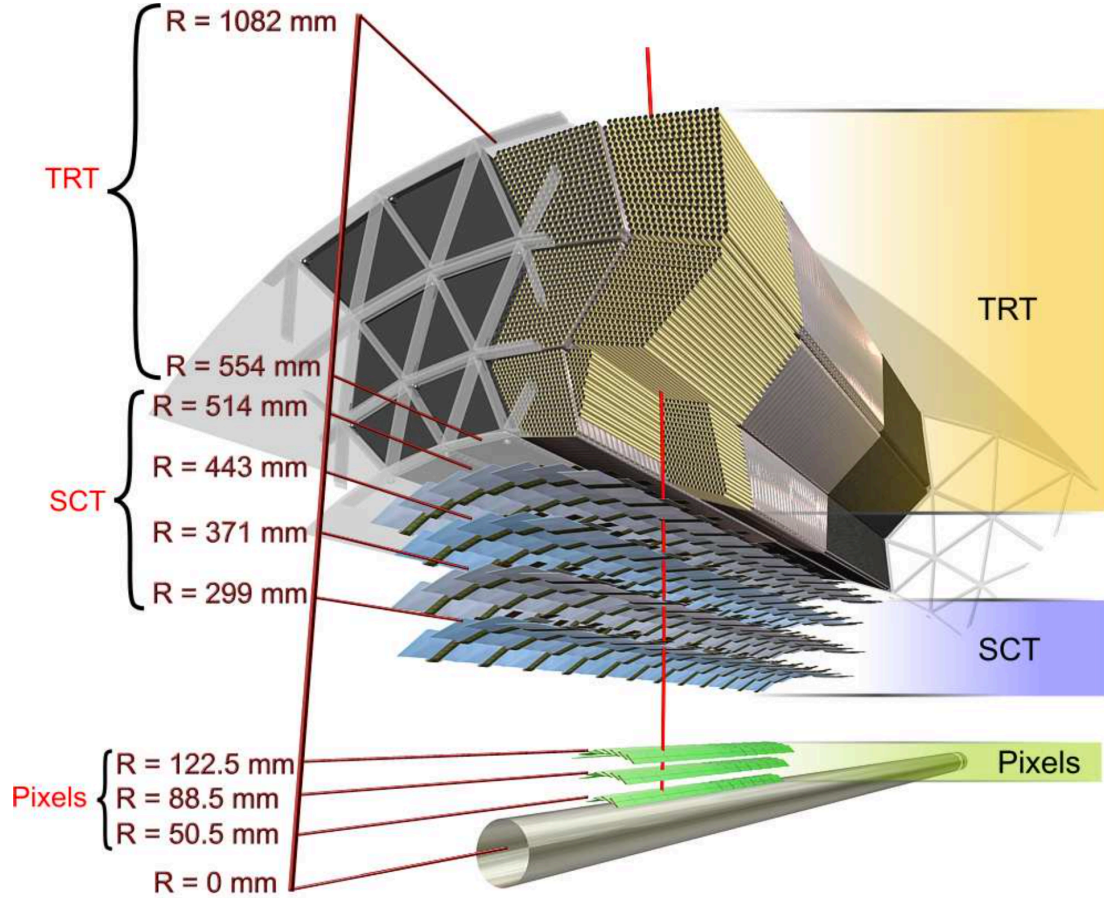
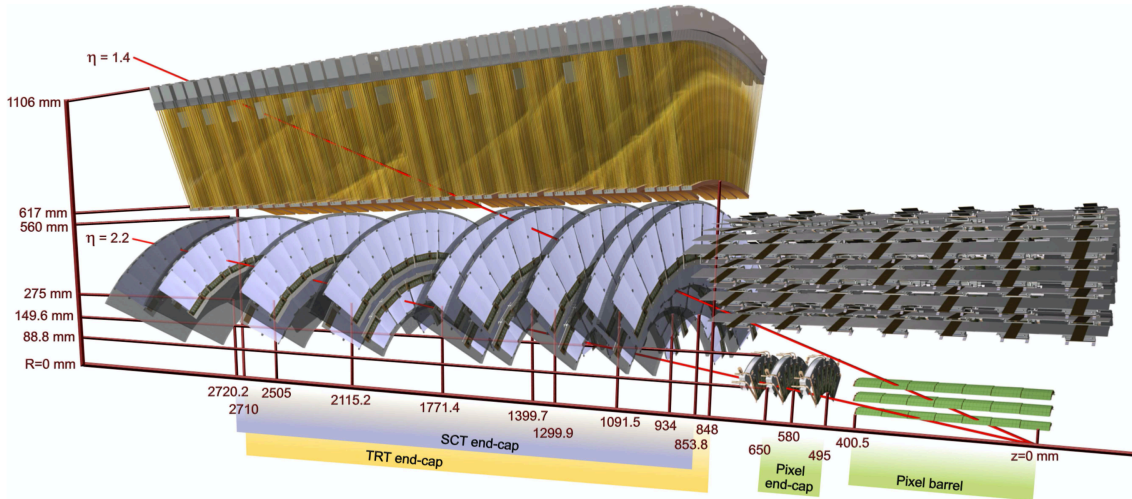
Pixel 是高粒度 (granularity) 的硅探测器，可以覆盖 $|\eta| < 2.5$ 的范围，分为桶部 (barrel) 和端盖 (end-cap) 两部分。桶部是4层圆柱形的硅探测器，分别位于 $r = 33 \text{ mm}, 50.5 \text{ mm}, 88.5 \text{ mm}, 122.5 \text{ mm}$ 。最内层称为 IBL (Insertable B-Layer)，是为了提高 b -jet 的鉴别和顶点的重建效率在 Run-2 后才装上的。端盖部分由3层圆盘状的硅探测器组成，与束流垂直，分别位于 $z = \pm 495 \text{ mm}, \pm 580 \text{ mm}, \pm 650 \text{ mm}$ ^[55]。当带电粒子穿过这些硅传感器时，硅原子被离子化，产生电子-空穴对，电子在电场下移动形成信号电流。当一个像素传感器内的信号电流超过一定阈值，该像素传感器就被触发，带电粒子的位置由被触发的像素传感器所在位置和信号电流超过阈值时间 (Time-over-Threshold, ToT) 共同确定^[56]。每个像素传感器的尺寸很小，整个 Pixel 包含超过 920 万电子学读出道。IBL 上的每个像素传感器大小为 $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ ，其他层上的像素传感器尺寸为 $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ 。桶部像素传感器位置分辨率较差的方

图 3.4 ATLAS 内部探测器剖面图^[54]

向安装时沿着 Z 轴（端盖是沿着 r 方向），而较为精确的 $50\ \mu\text{m}$ 方向是横向（ r - ϕ ）的，固有位置分辨率分别为 $115\ \mu\text{m}$ 和 $10\ \mu\text{m}$ 。这是由于 LHC 上质子对撞在横向上动量守恒，对于事例重建更加重要。高精度的径迹重建需要在靠近对撞点处的位置探测精度更高，所以 Pixel 被安装在最内层。

SCT 是条状的硅探测器，原理和 Pixel 类似，也是带电粒子在硅传感器中产生电子-空穴对作为信号。SCT 在桶部有 4 层，距离束流 $r = 299\ \text{mm}, 371\ \text{mm}, 443\ \text{mm}, 514\ \text{mm}$ ，硅微条 (strip) 排列沿着 Z 轴。端盖部分有 9 层，硅微条呈辐射状排列，距离对撞点 $934\ \text{mm} - 2720\ \text{mm}$ ^[57]。整个 SCT 也可以覆盖 $|\eta| < 2.5$ 的范围。SCT 总共有 4088 个模块，每个端盖 988 个，桶部 2112 个，超过 630 万电子学读出道。每一个 SCT 模块由 2 片硅微条传感器组成，2 片硅微条传感器之间夹角 $40\ \text{mrad}$ 。每片传感器上有 768 个硅微条，每个硅微条长 $126\ \text{mm}$ ，彼此间距 $80\ \mu\text{m}$ 。当带电粒子穿过 SCT 模块时，SCT 只会记录哪条硅微条被触发，不会记录 ToT，也不知道粒子击中硅微条的具体部位。但如果粒子同时触发两片硅微条传感器，通过 2 片传感器间的夹角，可以计算得到带电粒子经过模块时的 3 维位置信息。这使得垂直于硅微条方向的位置分辨率较好，所以 SCT 和 Pixel 一样，横向的位置分辨率 $17\ \mu\text{m}$ 优于束流方向（桶部）和 r 方向（端盖）的 $580\ \mu\text{m}$ 。

TRT 由 29.8 万根漂移管 (drift) 组成，可以覆盖 $|\eta| < 2.0$ 的范围。桶部的漂移管有 73 层，覆盖了 $560\ \text{mm} < r < 1080\ \text{mm}$ 和 $|z| < 720\ \text{mm}$ 的空间。每根桶部的漂移


 图 3.5 ATLAS 内部探测器桶部 3 个子系统的尺寸和具体结构^[54]

 图 3.6 ATLAS 内部探测器端盖部分 3 个子系统的尺寸和具体结构^[54]

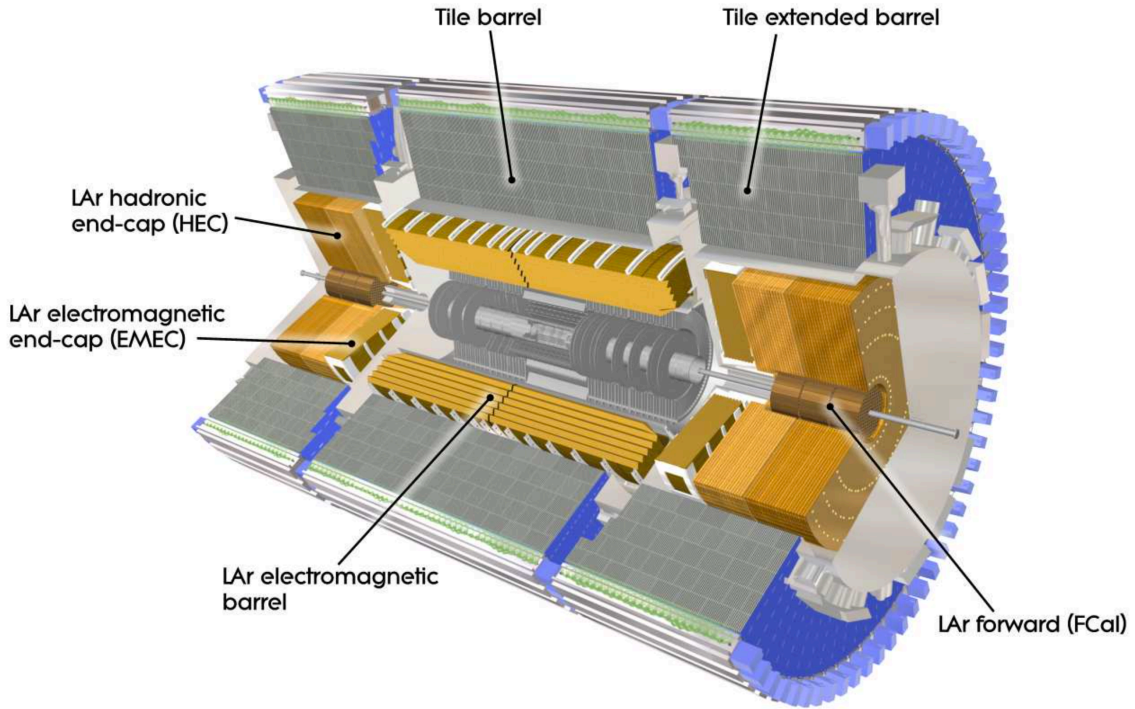
管长 144 cm ，与束流平行，只能测量 $r-\phi$ 平面的位置，不能测量 z 方向的位置。端盖部分的是 37 cm 的漂移管，呈辐射状分布，共 160 层，范围为 $617 \text{ mm} < r < 1106 \text{ mm}$ 和 $827 \text{ mm} < |z| < 2774 \text{ mm}$ ，不能测量 r 方向的位置。每个漂移管直径 4 mm ，中心是一个镀金钨丝阳极，内部充满了 70 % 氙气，27 % 二氧化碳和 3 % 氧气的混合

气体^[58]。当带电粒子穿过这些气体，会使气体电离，电离产生的电子在电场下漂移到阳极丝，形成信号电流。漂移管之间填充了聚丙烯材料，接近光速的粒子通过聚丙烯和漂移管界面时会产生跃迁光子。电子产生的光子能量较高，而 π 介子产生的光子能量较低，光子会被漂移管中的气体吸收，将造成的信号电流与设定的低阈值信号和高阈值信号比较，可以同时测量径迹和鉴别电子与 π 介子。TRT 中每个漂移管的位置分辨率为 $130\ \mu\text{m}$ ，比 Pixel 和 SCT 要差。不过 TRT 可以测量更长的径迹，通过更多的测量点来弥补，平均每个带电粒子会穿过 36 个漂移管。

3.2.2 量能器

ATLAS 量能器用来测量除 μ 子和中微子外其他粒子的能量。分为两部分，靠内侧的是测量发生电磁簇射 (shower) 的粒子能量的电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter, ECal)，外侧的是通过强相互作用测量粒子能量的强子量能器 (Hadronic Calorimeter, HCal)，如图3.7所示。ATLAS 量能器都是采样型量能器，由吸收层和采样层交错组成。吸收层材料用来阻止粒子运动，发生簇射，把能量沉积在量能器中，采样层用来测量沉积的能量。采样型量能器是非补偿型 (non-compensation) 量能器，不能将强子所有沉积的能量测量到，必须经过后期的一些修正才能得到强子真正的能量。量能器必须很好地将电磁簇射和强子簇射容纳在其中，否则这些粒子射入 μ 子谱仪会严重干扰 μ 子的重建。所以，量能器必须根据所用材料的吸收入射粒子能量的能力，设计足够的厚度。一般用辐射长度 X_0 为单位衡量材料的有效厚度， X_0 表示高能电子在材料中由于韧致辐射损失 $1/e$ 能量时行进的平均距离。对于强子量能器中的材料，可以通过类似 X_0 的相互作用长度 λ 来衡量其阻止强子运动的能力。

电磁量能器是高粒度的铅-液氩采样型量能器，具有手风琴型的几何结构，主要用来测量电子和光子的能量，覆盖 $|\eta| < 3.2$ 的范围。电磁量能器使用铅作为吸收物质来使粒子发生电磁簇射，而液氩作为采样物质测量能量。簇射粒子会使液氩离子化，产生电子，电子被收集、刻度 (calibration) 后能够度量能量。之所以选择液氩，是因为它稳定性高，容易刻度，价格也比较便宜。电磁量能器桶部覆盖 $|\eta| < 1.475$ ，是由 2 个长 3.2 m、内径 2.8 m、外径 4 m 的半桶量能器组成，2 个半桶量能器在 $z = 0$ 处有 4 mm 的空隙，不同 η 处厚度在 $22 X_0$ 到 $33 X_0$ 之间。端盖部分覆盖 $1.375 < |\eta| < 3.2$ ，分为同轴的 2 层轮状量能器。内侧的端盖量能器覆盖 $2.5 < |\eta| < 3.2$ ，厚度从 $26 X_0$ 到 $36 X_0$ 。外侧的端盖量能器覆盖 $1.375 < |\eta| < 2.5$ ，厚度从 $24 X_0$ 到 $38 X_0$ 。在需要精确测量的 $|\eta| < 2.5$ 区域，电磁量能器有 3 层，结构图见图3.8。第一层的厚度为 $4.3 X_0$ ， η 方向粒度最高，分辨率达到 $\Delta\eta = 0.0031$ ，可以较好地地区分光子和 π^0 。第二层是最厚的，有 $16 X_0$ ，可以提供较好的 η - ϕ 分

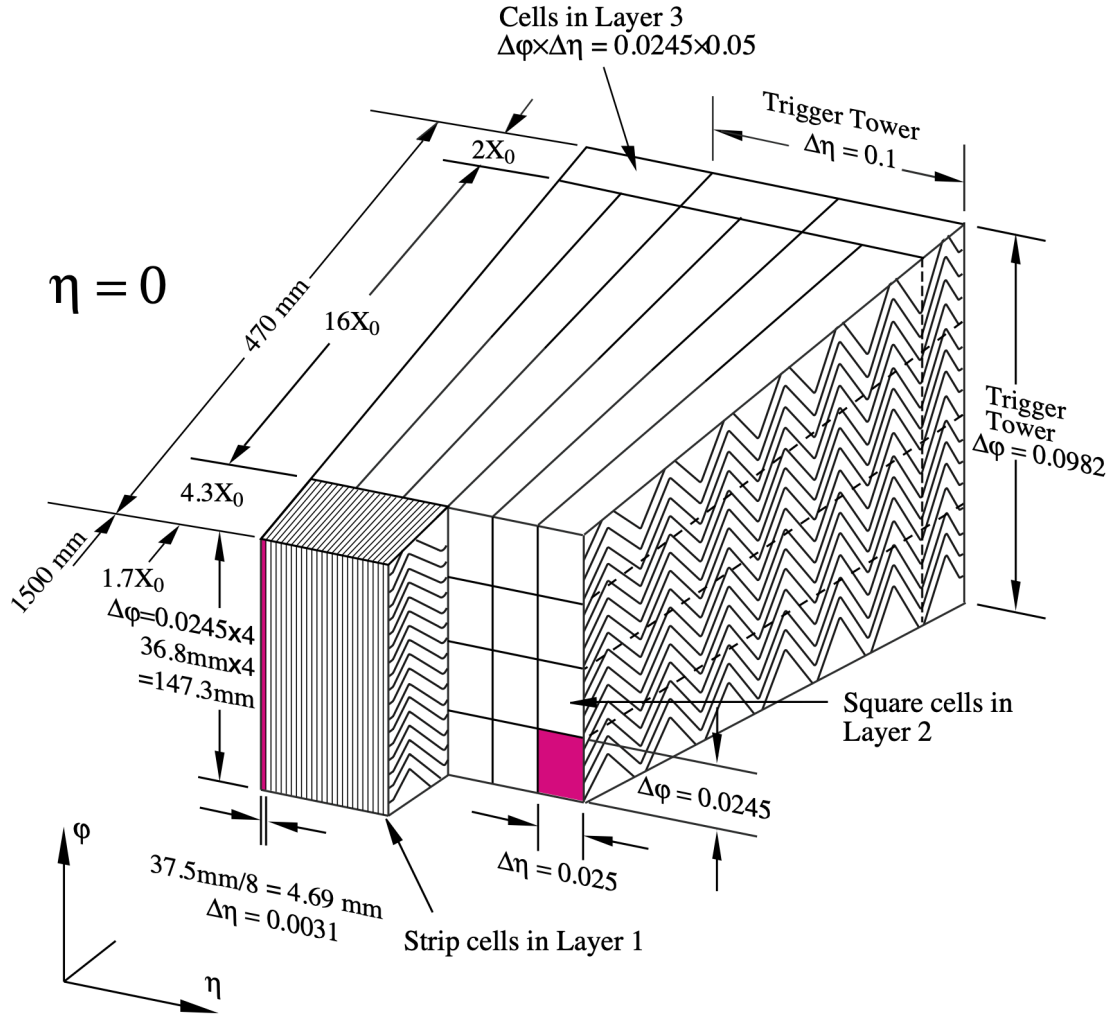
图 3.7 ATLAS 量能器剖面图^[54]

分辨率。第三层厚度仅有 $2 X_0$ ，用来区分电磁簇射和强子簇射。在 $|\eta| < 1.8$ 的区域，安装有预采样量能器 (presampler)，用来修正电子和光子抵达电磁量能器前的能量损失。这个预采样层在桶部和端盖分别是 1.1 cm 和 0.5 cm 的纯液氩。

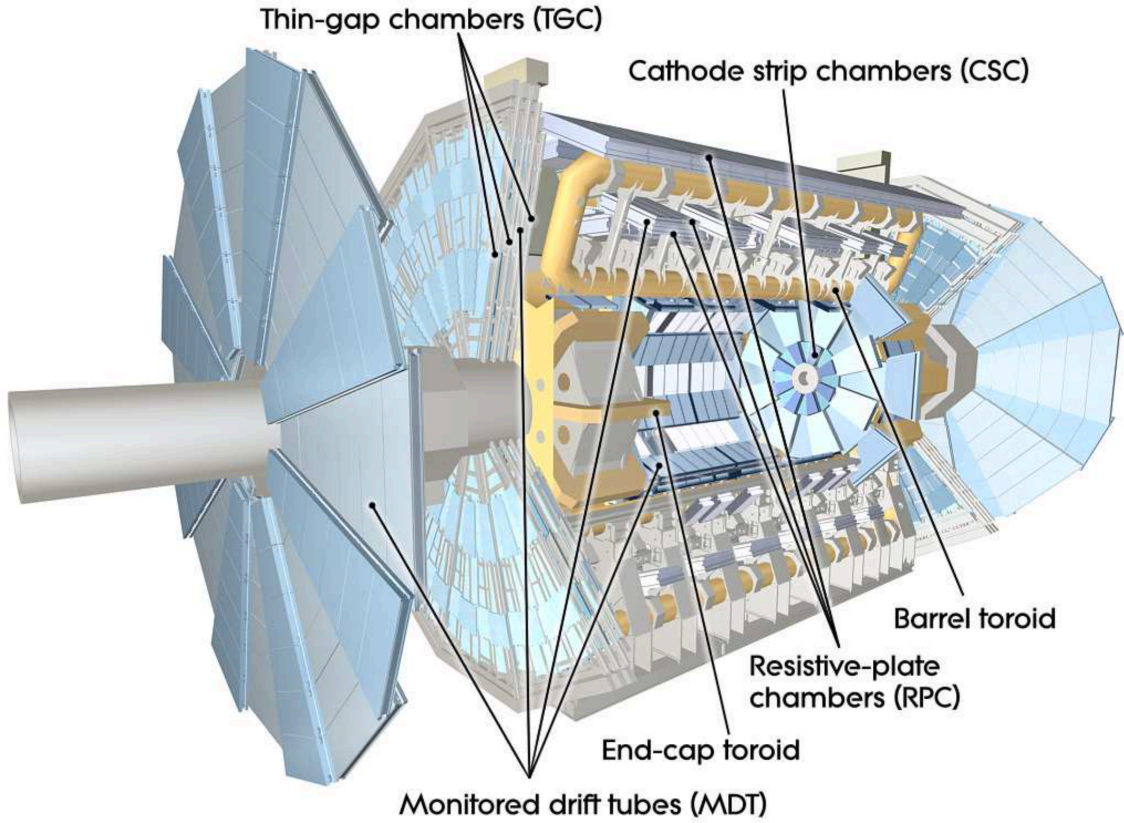
强子量能器主要用来测量喷注的能量，粒度比电磁量能器差一些。在桶部 $|\eta| < 1.7$ 范围是瓦片量能器 (tile calorimeter)，使用的吸收材料是铁，闪烁体用来采样。铁中产生的簇射在闪烁体中被转化为光子，这些光子通过光纤导出，被光电倍增管放大后可以刻度成能量。瓦片量能器包括一个 5.8 m 中心桶部量能器，和 2 个 2.6 m 的拓展桶部量能器。端盖 $1.5 < |\eta| < 3.2$ 范围是用铜作为吸收材料的液氩量能器。前向量能器 (Forward Calorimeter, FCal) 能够测量 $3.1 < |\eta| < 4.9$ 内的粒子能量，有 3 个模块。第一个模块使用铜作为吸收材料，为电磁簇射做了优化。其他两个模块采用钨来吸收能量，物质密度非常高。强子量能器在桶部和端盖厚度分别为 9.7λ 和 10λ 。

3.2.3 μ 子谱仪

μ 子谱仪是 ATLAS 探测器的最外层，用于在 $|\eta| < 2.7$ 范围内鉴别 μ 子和测量 μ 子的动量，还可对 $|\eta| < 2.4$ 中的 μ 子进行触发。 μ 子谱仪测量动量的原理和内部探测器一样，也是利用 μ 子在磁场中偏转径迹的曲率来确定动量。 μ 子谱仪的结构展示在图3.9，由 4 种径迹测量室组成，分别是漂移管径迹室 (Monitored Drift Tubes, MDT)，阴极丝径迹室 (Cathode Strip Chambers, CSC)，电阻板径迹室


 图 3.8 ATLAS 电磁量能器桶部 $\eta = 0$ 处结构图^[54]

(Resistive Plate Chambers, RPC) 和薄隙径迹室 (Thin Gap Chambers, TGC)。这些径迹室的原理类似，都是 μ 子穿过径迹室，造成径迹室中的气体电离，通过收集电离的电荷进行测量。MDT 每个径迹室有 3 - 8 层装有氩气、二氧化碳和水蒸气混合气体的漂移管，漂移管中间是一根阳极丝。MDT 空间分辨率很好，每个漂移管分辨率有 $80 \mu\text{m}$ ，径迹室分辨率能达到 $35 \mu\text{m}$ ，主要用于精确测量 $|\eta| < 2.7$ 中 μ 子的径迹。但是漂移管中电子漂移比较慢，需要 700 ns 。CSC 用于端盖 $2 < |\eta| < 2.7$ 区域，是多丝正比漂移室，在 r 方向（径迹偏转方向）空间分辨率为 $40 \mu\text{m}$ ， ϕ 方向空间分辨率为 5 mm ，也是用于精确测量 μ 子的径迹。 μ 子触发系统需要几十纳秒级的读出速度，所以用 RPC 和 TGC 来作为补充，它们的读出速度都能达到 $15 \text{ ns} - 25 \text{ ns}$ 。RPC 用于桶部 $|\eta| < 1.05$ 区域，用两个平行的电阻板收集电离电荷。由于雪崩效应，读出非常快，但空间分辨率只有 10 mm 。TGC 的结构和 CSC 类似，用于端盖 $1.05 < |\eta| < 2.4$ 区域，空间分辨率在几毫米。

图 3.9 ATLAS μ 子谱仪结构图^[54]

3.2.4 磁铁系统

磁铁系统对于带电粒子动量的测量十分重要，ATLAS 磁铁系统如图3.10所示。螺线管磁铁 (solenoid magnet) 长 5.8 m，内径 2.46 m，外径 2.56 m，为内部探测器提供一个 2 T 的沿束流方向的磁场。为了减小粒子进入量能器前的能量损失，保证量能器的效果，螺线管磁铁对布局进行了优化，使得厚度只有 $0.66 X_0$ 。所用材料是有高稳定性的 NbTi 导体，运行在 4.5 K 的温度，充放电大概需要 30 分钟。桶部的 8 个圆环型磁铁 (toroid magnet) 长 25.3 m，跨度从 $r = 9.4$ m 到 $r = 20.1$ m，使用的导体是 Nb/Ti/Cu，为 μ 子谱仪提供 0.5 T 的磁场。端盖的圆环型磁铁为 μ 子谱仪提供 1 T 的磁场。

3.2.5 触发和数据处理系统

LHC 每秒进行 4000 万次质子束团对撞（每次束团对撞称为一个事例 (event)），而 ATLAS 总共有超过 1 亿电子学读出道，每秒会产生超过几十 TB 的数据，所以把数据全部记录下来并处理是不实际的。其实，对撞产生的令人感兴趣的事例很罕有，而并不那么有价值的事例却很多，所以需要触发和数据处理系统 (Trigger and Data Acquisition, TDAQ) 系统来挑选一小部分我们感兴趣的事例记录下来。ATLAS

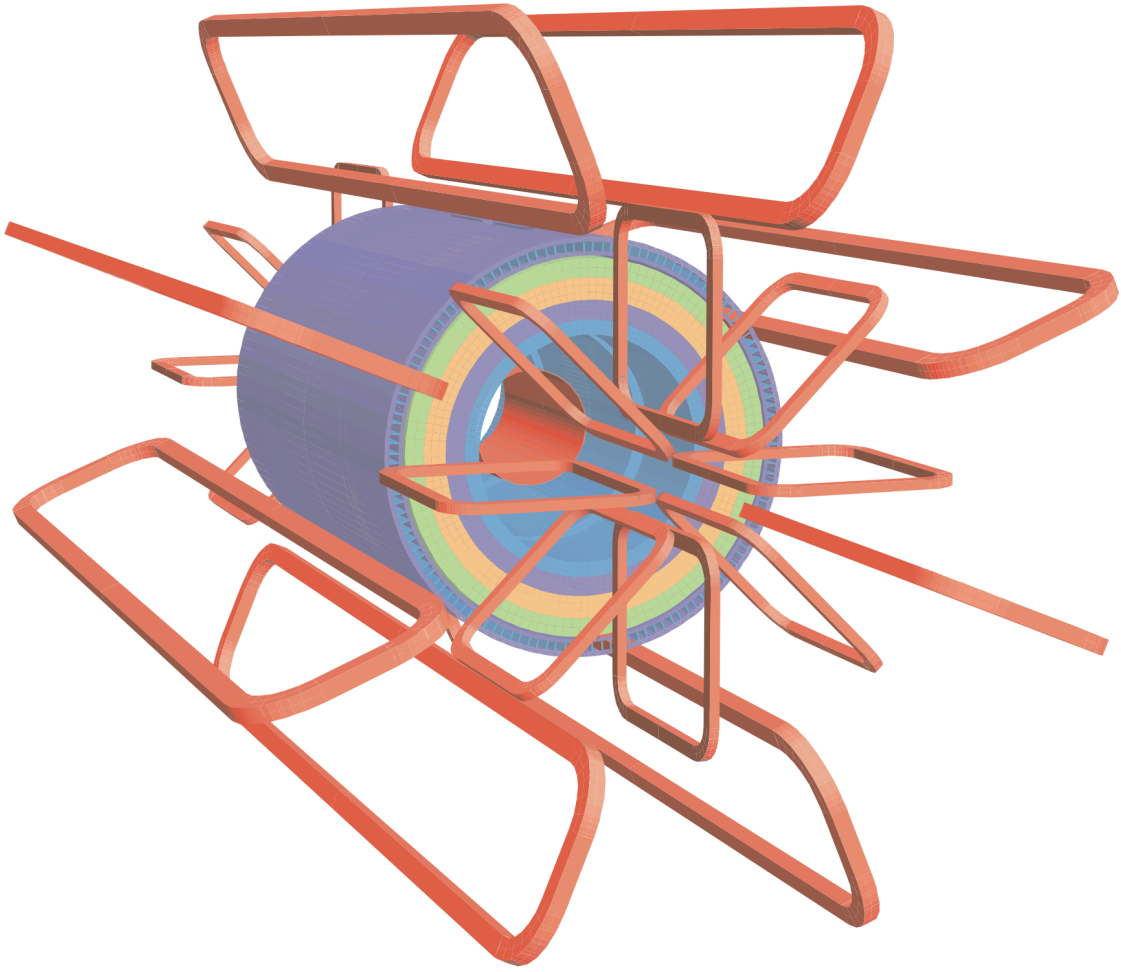


图 3.10 ATLAS 超导磁铁结构，橘色部分是磁铁，其他颜色的是量能器。螺线管磁铁在量能器内侧，圆环型磁铁在量能器外侧^[54]

触发和数据处理系统示意在图3.11。ATLAS 触发系统分为两级：基于硬件的 1 级触发 (Level-1, L1) 和基于软件的高级触发 (High-Level-Trigger, HLT)。L1 主要利用 μ 子谱仪的 RPC 和 TGC 的信息并结合量能器的信息，利用比较简单的固化在硬件中的算法定义感兴趣的区域 (Regions-of-Interest, RoI)，即超过一定阈值的高横能量 E_T 区域，并在 2.5 ms 内判断是否通过某些筛选标准，比如是否为电子、光子、喷注等，将事例率从 40 MHz 降到 100 kHz。随后，L1 会把经过筛选的事例、通过的筛选条件和 RoI 中的一些特征传递给 HLT。在把事例传给 HLT 之前，快速径迹重建系统 (Fast TracKer, FTK) 能够快速通过查表的方式来进行模式识别，提供内部探测器的全局径迹重建，为 HLT 提供有关径迹的信息^[59]。HLT 利用和离线重建算法类似的算法以及整个探测器的信息来进行重建，然后进一步筛选事例，在 200 ms 内把事例率降到 1 kHz。HLT 重建的区域可以是 L1 定义的 RoI，或者是整个探测器范围^[59]。

通过 HLT 筛选的事例以多种方式被记录进不同的数据流，比如 physics-Main

主要记录用于物理分析的数据，TLA (Trigger Level Analysis) 数据流只记录 HLT 重建的对象而没有探测器的数据，还有 **express**、**debug** 等数据流。这些数据最终被储存在 CERN 的数据中心 Tier-0，这是世界 LHC 计算网格 (Worldwide LHC Computing Grid, WLCG) 的第一层级，其他层级分布在世界各地，共同储存和分析 LHC 实验数据。ATLAS 数据在网格中不同节点都有备份，以防宝贵的数据丢失。这些数据后续会使用 ATLAS 官方软件框架 ATHENA 来进行处理和重建。一般需要首先重建只有 10 - 20 Hz 的 **express** 数据流，获得初步的刻度，再将这些刻度用于全部的 physics-Main 数据流。还有一些很重要的元数据 (metadata)^[60]，它们记录了 LHC 和 ATLAS 在取数时的一些状态，比如磁铁的状态、束流的状态、失效的探测单元等。根据这些状态，会给不同的数据一个标签，所谓好运行数据列表 (Good Run List, GRL)，物理分析应该使用 GRL 中的可靠数据来保证结果的有效性。

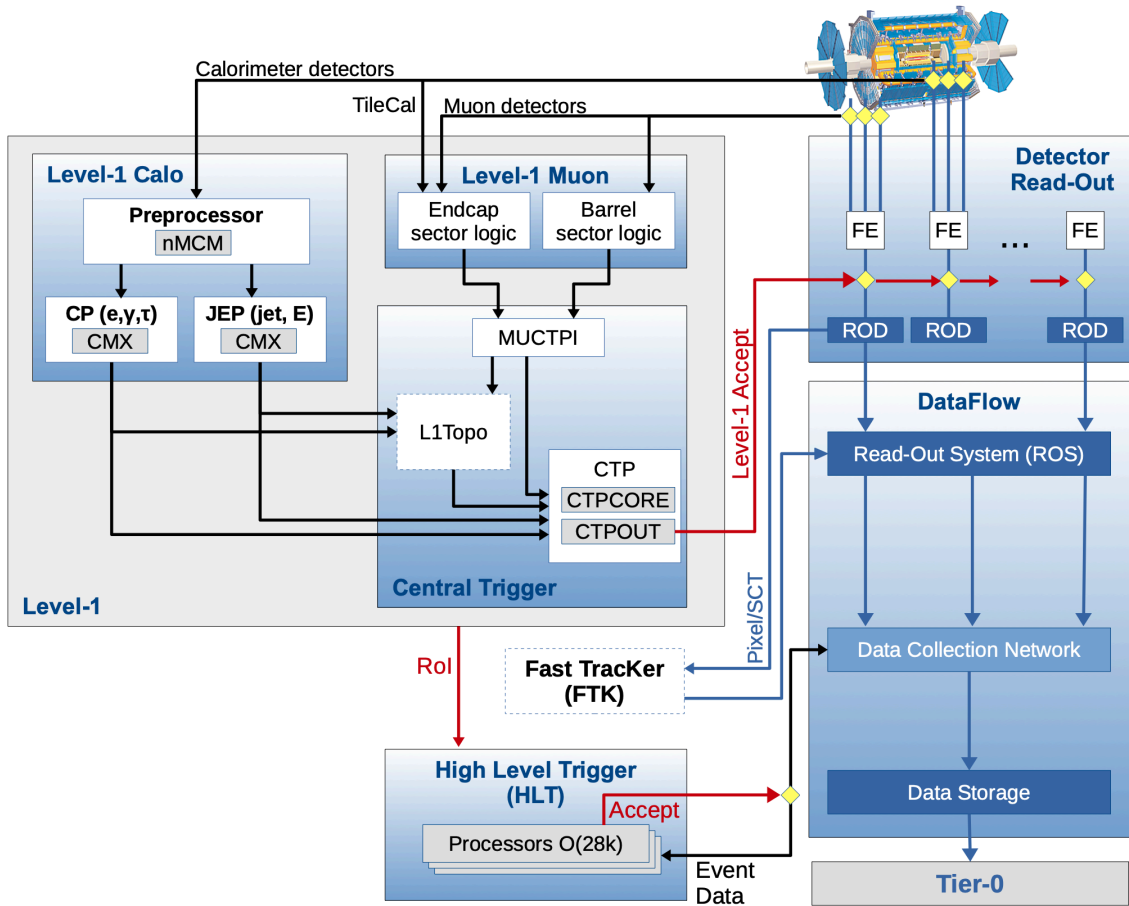


图 3.11 ATLAS 触发和数据处理系统^[59]

3.3 FASER 探测器

FASER (The ForWArD Search ExpeRiment) 实验是 2019 年被 CERN 批准的 LHC 上一个新的小型实验，主要寻找超出标准模型的小质量、弱耦合长寿命新粒子，同时，可以用来研究高能中微子^[61]。FASER 探测器现在正在建造当中，预计在 LHC Run-3 阶段开始正式取数，LS3 时可能会改造成更大尺寸的探测器 FASER 2。FASER 实验研究的粒子产生于 ATLAS 对撞点，由于研究的粒子寿命较长，FASER 探测器放置于距 ATLAS 对撞点沿束流方向 480 米处的 TI12 隧道内，如图3.12。TI12 隧道之前是用于连接超级质子同步器 SPS 和 LEP (Large Electron-Positron) 对撞机的，但是目前闲置。为了使 FASER 探测器的高度能够对准 ATLAS 对撞点，TI12 中放置 FASER 探测器的地面只需要向下挖 0.5 米，然后 TI12 就有了完全适合安放 FASER 探测器的空间。利用现存的 TI12 隧道内的空间避免了大型市政工程，大大节约了 FASER 实验的费用和建造工期。将 FASER 探测器放在 TI12 的另一个优点是：FASER 探测器和 ATLAS 之间恰好有着一些有利于 FASER 实验的设施。例如，来自 ATLAS 对撞点的很多粒子会被 LHC 上保护磁铁的 TAS (Target Absorber Secondary) 和 TAN (Target Absorber Neutral) 吸收，带电粒子也会被 LHC 上的磁铁偏转掉，使得这些粒子最后难以到达 FASER 探测器。另外，ATLAS 对撞点和 FASER 探测器之间还有 10 米的混凝土和 90 米的岩石，这使得只有标准模型中的高能 μ 子和中微子才可能进入 FASER 探测器，所以 FASER 实验环境非常干净。而且，FASER 探测器所处位置的辐射水平很低，所用的电子学器件并不需要很强的抗辐照性能。为了有效地鉴别新粒子和控制费用，FASER 探测器被设计成图3.13展示的结构，下面具体介绍各个部分。

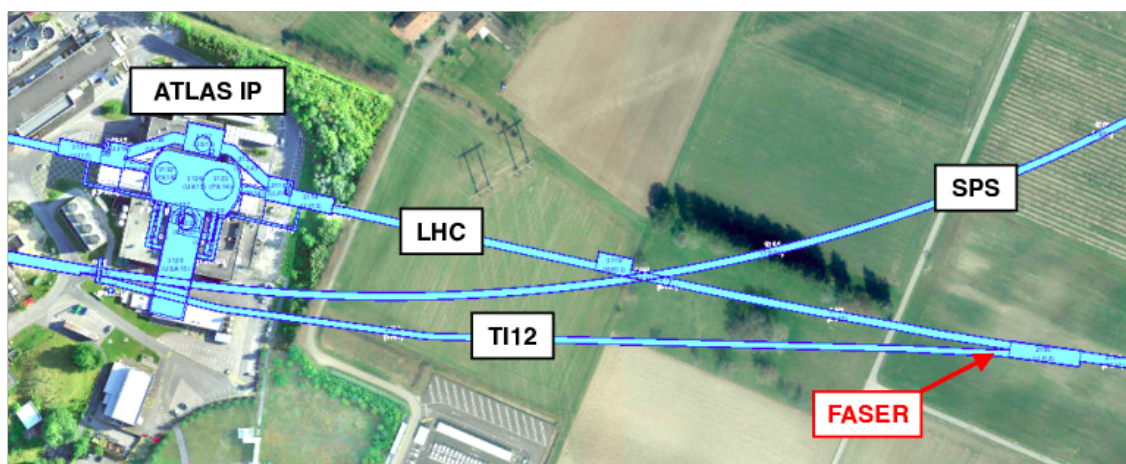


图 3.12 FASER 探测器在 LHC 中的位置

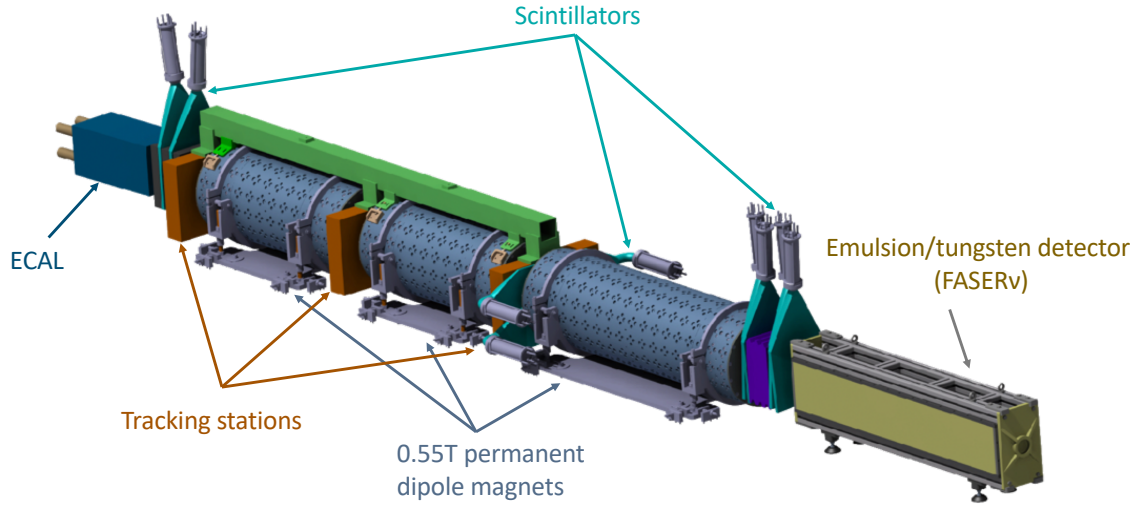


图 3.13 FASER 探测器的结构

3.3.1 钨/乳胶探测器

钨/乳胶探测器处于 FASER 探测器最前端，用来研究产生于 ATLAS 对撞点的中微子。钨/乳胶探测器由 $70\ \mu\text{m}$ 乳胶薄片和 $1\ \text{mm}$ 钨平板交错而成，总共有 1000 层乳胶薄片，总长度 1.35 米，相当于 $285\ X_0$ 和 $10.1\ \lambda$ 。乳胶薄片由直径 $200\ \text{nm}$ 的溴化银晶体分散在明胶介质中组成，位置分辨率为 $50\ \text{nm}$ 。钨的放射性低，并且密度高，辐射长度和相互作用长度较小，可以保持探测器尺寸比较小。

3.3.2 闪烁体探测器

FASER 上有 5 个闪烁体探测器，闪烁体的材料是塑料闪烁体 Bicron BC 408。第 1 个闪烁体在钨/乳胶探测器之前，第 2 和第 3 个闪烁体在第一个磁铁之前，用来排除带电粒子，主要是高能 μ 子。为了防止高能 μ 子通过韧致辐射产生的光子干扰事例重建，第 2 和第 3 个闪烁体之间加了一层大约 $20\ X_0$ 厚的铅，用来吸收光子，或者使光子发生簇射被第 3 个闪烁体检测到。这两个闪烁体厚 $2\ \text{cm}$ ，对带电粒子的探测效率高于 99.99% 。第 4 个闪烁体位于第一个磁铁之后，用于触发和计时。对于某些预期的信号事例，长寿命粒子在第一个磁铁内部发生衰变，产生 2 个带相反电荷的标准模型粒子，第 4 个闪烁体就是通过探测这 2 个带电产物来作为触发。该闪烁体时间精度达到 $1\ \text{ns}$ ，触发时间在事例重建时需要和 ATLAS 中质子束团对撞的时间相匹配，从而排除不是来自 ATLAS 对撞点的本底。这层闪烁体厚度 $1\ \text{cm}$ ，比前 3 个闪烁体薄，这是为了减少闪烁体中的物质对径迹重建的影响，但探测效率仍然达到 98% 以上。最后一层闪烁体在电磁量能器前面，一方面作为触发，与第 4 个闪烁体进行触发符合，减少非物理的触发。另一方面，这层闪烁体前面有一层薄的铅，作为预簇射 (preshower)，这对于分辨衰变末态为 2 个很靠近

的光子的信号十分重要，否则难以和高能中微子在量能器中发生的深度非弹性散射区分。

3.3.3 径迹探测器

FASER 的径迹探测器利用了 ATLAS 闲置的 SCT 模块。SCT 在 Run-1 和 Run-2 的运行中已经充分证明是可靠的，而且空间分辨率对于 FASER 的径迹重建是足够的。FASER 的径迹探测器分为夹在磁铁间的 3 个径迹站 (tracking station)，每个径迹站又由 3 个含有 8 个 SCT 模块的径迹探测平面组成，见图 3.14。每个平面的 8 个 SCT 模块是交错排布的，相邻的 SCT 模块在 FASER 中轴线方向相距几毫米，这种排布允许 SCT 模块的边缘重叠，使得不同 SCT 模块的硅传感器表面之间没有空隙，避免探测盲区。这些 SCT 模块中的硅微条沿着磁场的方向，为磁场的偏转平面提供更好的空间分辨率。由于 TI12 内辐射水平较低，硅传感器不需要冷却就可以提供可接受的噪声水平，但是 SCT 上的专用集成电路芯片必须要冷却。FASER 采取水冷系统来保持 SCT 温度在 30°C 以下。鉴于 FASER 实验中 SCT 的触发率比较低，SCT 的读出系统比 ATLAS 使用的简单的多。

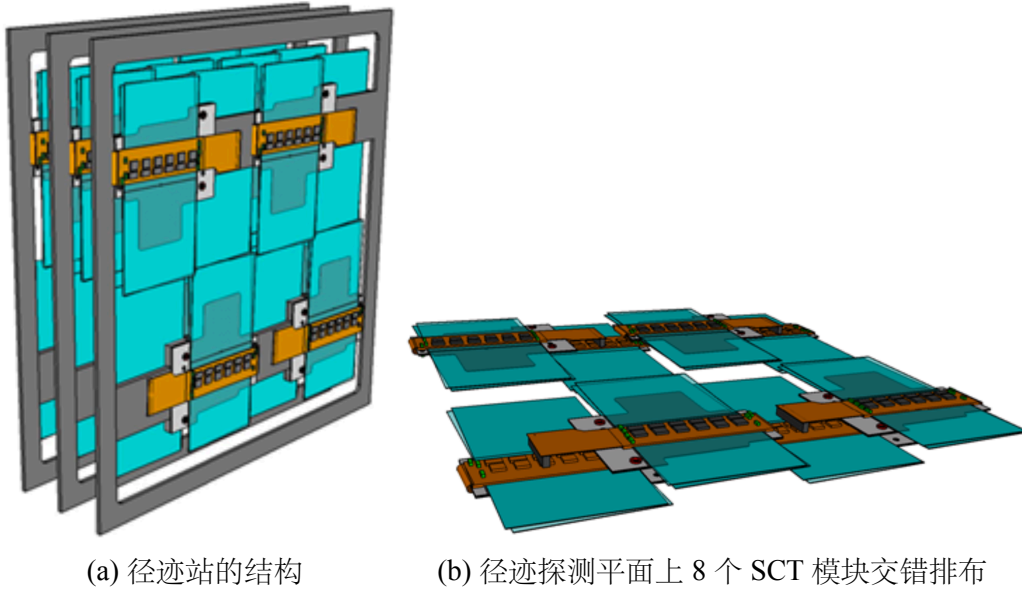


图 3.14 FASER 径迹探测器^[62]

3.3.4 电磁量能器

电磁量能器能够有效地把 μ 子和电子、光子区分开来。对于 FASER 实验的信号而言，末态的光子对或正负电子对在到达量能器时，间距往往只有几毫米，此时电磁量能器并不能单独地测量每一个粒子的能量，只能重建出它们的总能量。

FASER 利用了 4 块 LHCb 闲置的外部电磁量能器模块。这些模块是铅-闪烁体采样型量能器，每个模块长 754 mm，横截面尺寸为 121.2 mm × 121.2 mm。FASER 电磁量能器总共包含 66 层的 2 mm 铅和 4 mm 塑料闪烁体，总的厚度有 $25 X_0$ 。对于 TeV 级的沉积能量，量能器的能量分辨率在 1% 左右。对于更高能量的入射粒子，FASER 量能器无法完全容纳其簇射，从而导致能量分辨率降低。

3.3.5 永磁铁

衰变自高能量、低质量长寿命粒子的正负粒子对的动量方向会十分靠近，FASER 的磁铁需要提供磁场来偏转带电粒子的径迹以测量动量，并且需要使带电粒子分离到探测器足够分辨它们。FASER 利用 NdFeB 材料制成的永磁铁组成内径 200 mm，外径 430 mm 的空心圆筒，为内部提供近乎 0.55 T 的匀强磁场，结构见图 3.15(a)，磁场分布如图 3.15(b) 所示。FASER 探测器总共有 3 个磁铁，第一个长 1.5 米，内部作为长寿命粒子的衰变室。另外 2 个长 1 米，处于 3 个径迹探测站之间。永磁体不需要供电，也不需要冷却系统，比较稳定和方便。

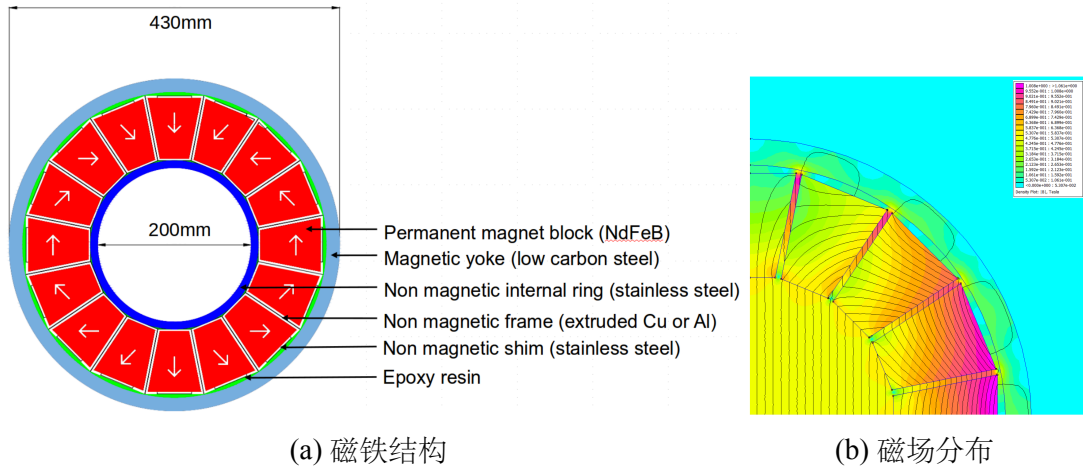


图 3.15 FASER 永磁铁^[62]

第4章 ATLAS 实验物理对象的重建与鉴别

在 LHC 上的粒子对撞实验中, ATLAS 探测器输出的数据仅仅是海量的电子学信号, 它们是不可直接理解的。为了理解对撞数据, 需要将这些电子学信号刻度成各种物理量, 比如空间位置、能量等, 然后将不同探测单元测得的物理量重建成一个个已知的物理对象。这样, 一个事例的数据才能和物理上的粒子散射过程对应起来。将探测器输出的电子学信号转化为物理对象的重建与鉴别过程对于整个物理分析是基础性的, 也是至关重要的。本章将介绍本文工作依赖的 ATLAS 实验中光子和喷注的重建与鉴别。

4.1 光子的重建与鉴别

4.1.1 光子的重建

光子的重建与鉴别无论对标准模型的精确测量, 还是对超标准模型的寻找, 都是非常重要的。光子的重建分为两种: 在进入电磁量能器前转变为正负电子对的称为转换光子 (converted photon), 其他的叫做非转换光子 (unconverted photon)。由于光子和电子都会在电磁量能器中产生电磁簇射, 并几乎把能量完全沉积在其中, 所以 ATLAS 中光子和电子的重建是并行的。从图3.8中可以看出, 桶部电磁量能器第二层中的探测单元 (cell) 尺寸为 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$, 粒度很高。所以, 一个电磁簇射通常会将能量沉积在多个相邻的探测单元, 这些探测单元的集合称为团簇 (cluster)。电子、转换光子和非转换光子的重建都是从电磁量能器中的团簇开始。电子的团簇要求与来自主顶点 (primary vertex) 的径迹匹配, 转换光子在电磁量能器中对应的团簇必须与来自次级顶点 (secondary vertex) 的径迹相符合, 非转换光子则要求内部探测器中没有与该团簇匹配的径迹。

团簇的重建从种子开始, 滑窗算法 (sliding-window algorithm) 会连续搜索 3×5 个探测单元的窗口, 若窗口中横能量超过 2.5 GeV 则成为一个团簇种子。然后团簇算法 (clustering algorithm) 会围绕这些团簇种子形成团簇, 并且把与周围团簇种子重合的低能量团簇移除。对于 $E_T > 20$ GeV 的光子, 蒙特卡洛模拟结果表明这种团簇寻找算法效率在 99% 以上^[63]。对于只有很少的能量泄漏到强子量能器的团簇, 也就是电磁簇射产生的团簇, 会开始为这个团簇匹配内部探测器中的径迹。匹配过程是先利用标准的径迹模式重建, 若对于 Pixel 和 SCT 上的径迹种子模式识别失败, 则转用基于卡尔曼滤波 (Kalman filter) 的径迹模式重建算法, 这种算法可

以容忍带电粒子穿过物质时高达 30% 的能量损失，更具有包容性。最终，利用高斯和滤波 (Gaussian-sum filter) 算法来拟合模式识别算法挑选出的径迹种子，得到径迹参数。若找到了与团簇匹配的径迹，接下来需要判断这个径迹是来自主顶点的还是光子的转换顶点。若有 2 条径迹都来自于一个零质量粒子的次级顶点，那么这个顶点就被认为是一个光子转换顶点。有时候，会重建出只对应一个径迹的光子转换顶点，这时要求这条径迹在最内层的 Pixel 中没有击中点。内部探测器的径迹分为两种，一种是在 Pixel 和 SCT 中有击中点 (hit) 的 Si 径迹，另一种是只在 TRT 中存在击中点的 TRT 径迹。当有多个转换顶点对应同一个团簇时，优先匹配有 2 条 Si 径迹的顶点，其次是有 TRT 径迹的 2 径迹顶点，最后才选择单径迹顶点。这一套重建算法对于 $E_T > 20 \text{ GeV}$ 的模拟光子而言，重建出转换光子的效率在 70% 左右。受 pile-up 的影响效率会浮动，对于 $0 \leq \mu \leq 60$ ，效率会变化 $\pm 5\%$ 。把非转换光子误重建为转换光子的几率在 $\mu = 60$ 时为 9%，而 $\mu < 24$ 时只有 1%^[64]。

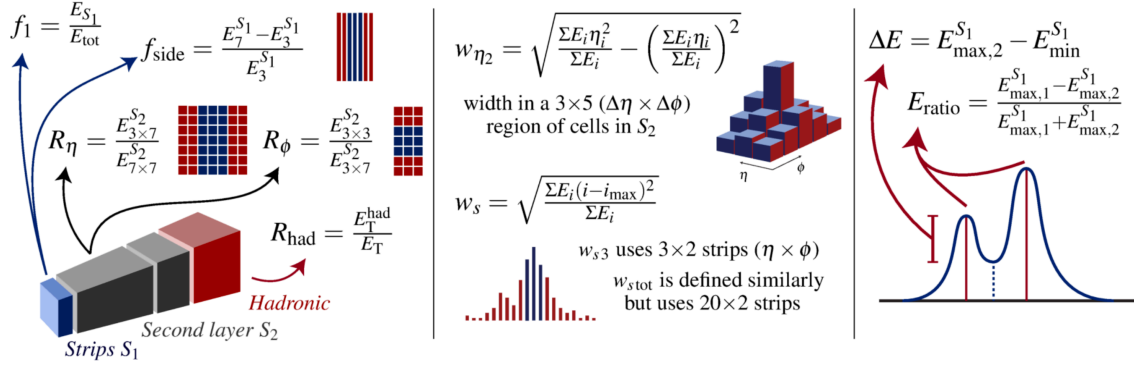
4.1.2 光子的鉴别与孤立性

在物理分析中，通常需要的是来自硬散射的即时光子 (prompt-photon)，而不是喷注里的强子衰变产生的非即时光子 (non-prompt-photon)。为此，ATLAS 实验设计了一系列筛选条件来鉴别即时光子。这些筛选条件可以分为三类：一类利用了泄露到强子量能器的能量信息，一类利用了电磁量能器第一层能量分布信息，还有一类利用了电磁量能器第二层能量分布信息。即时光子倾向于在电磁量能器中产生更窄的能量沉积，并且泄露到强子量能器的能量更少。为了满足不同物理分析对于光子的需要，ATLAS 发展了宽松的和严格的两套光子鉴别标准，筛选条件用到的变量见表 4.1，图 4.1 非常有助于形象地理解这些变量。宽松的光子鉴别标准主要利用了电磁量能器第二层和强子量能器泄露能量的信息。而严格的鉴别标准更进一步考虑了第一层电磁量能器，并且对于转换光子和非转换光子分别进行了优化。考虑到量能器的几何形状和粒子进入量能器前穿过的其他探测器物质，这些筛选条件在不同的 7 个 $|\eta|$ 区域有不同的阈值， $|\eta|$ 区域划分为：0.0-0.6, 0.6-0.8, 0.8-1.15, 1.15-1.37, 1.52-1.81, 1.81-2.01, 2.01-2.37。

喷注中 π^0 衰变产生的光子是即时光子最大的本底。为了排除这些本底，光子的孤立性是一个很好的指标。ATLAS 通过计算以光子候选者为中心的一定尺寸 ΔR 的圆锥内的横能量来定义光子的孤立性。这里的横能量有两种类型：一种是量能器孤立横能量 E_T^{iso} ， E_T^{iso} 就是量能器中团簇沉积的横能量去除光子能量以及 pile-up 和底层事例 (underlying event) 造成的沉积能量；另一种径迹孤立横能量 p_T^{iso} 通过对横动量超过 1 GeV 的来自主顶点的径迹横动量求和得到。孤立性的筛选也分为宽松和严格两种标准。宽松的孤立性要求对于光子横能量为 E_T 和 $\Delta R = 0.2$

表 4.1 宽松的和严格的光子鉴别所用到的变量

分类	变量名	变量描述	宽松	严格
HCAL 泄露	R_{had_1}	HCAL 第一个取样层中 E_T 和电磁团簇 E_T 的比值 ($ \eta < 0.8$ 或 $ \eta > 1.52$)	✓	✓
	R_{had}	HCAL 中 E_T 和电磁团簇 E_T 的比值 ($0.8 < \eta < 1.37$)	✓	✓
ECAL 第二层	R_η	光子电磁团簇沉积在以其为中心的 $3 \times 7 \eta \times \phi$ 探测单元中的能量和沉积在 7×7 单元中的能量比值	✓	✓
	w_{η_2}	横向簇射宽度 $\sqrt{(\sum E_i \eta_i^2) / (\sum E_i) - ((\sum E_i \eta_i) / (\sum E_i))^2}$, E_i 和 η_i 是探测单元 i 中的沉积能量和赝快度, 求和取 3×5 的窗口	✓	✓
	R_ϕ	光子电磁团簇沉积在以其为中心的 $3 \times 3 \eta \times \phi$ 探测单元中的能量和沉积在 3×7 单元中的能量比值		✓
ECAL 第一层	$w_{s\ 3}$	横向簇射宽度 $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{max})^2) / (\sum E_i)}$, i 是 $3 \times 2 \eta \times \phi$ 探测单元的指标, i_{max} 是 ECAL 第一层沉积能量最大的 3 个连续探测单元的中心指标		✓
	$w_{s\ tot}$	横向簇射宽度 $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{max})^2) / (\sum E_i)}$, i 是 $20 \times 2 \eta \times \phi$ 探测单元的指标, i_{max} 是 ECAL 第一层沉积能量最大的探测单元的指标		✓
	f_{side}	连续 7 个探测单元, 外围 4 个探测单元中沉积的能量和中心 3 个探测单元中沉积的能量的比值		✓
	ΔE_s	第二大沉积能量和第一、二大沉积能量间最小沉积能量的差值		✓
	E_{ratio}	第一、二大沉积能量之差与第一、二大沉积能量之和的比值		✓
	f_1	ECAL 第一层沉积能量和电磁团簇总能量的比值		✓


 图 4.1 宽松的和严格的光子鉴别所用到的变量含义示意图^[64]

的圆锥，圆锥内的 $E_T^{\text{iso}} < 0.065 E_T$ 且 $p_T^{\text{iso}} < 0.05 E_T$ 。严格的孤立性需要量能器孤立横能量对于 $\Delta R = 0.4$ 的圆锥满足 $E_T^{\text{iso}} < 0.022 E_T + 2.45 \text{ GeV}$ ，而径迹孤立横能量的条件和宽松标准一致，有时候根据分析需要也可以不对 p_T^{iso} 作要求。

4.2 喷注的重建、刻度和标定

4.2.1 喷注的重建

在 ATLAS 上，喷注重建算法可以用不同的具有四动量的对象作为输入，不同的输入对象就定义了不同类别的喷注。物理分析中常用的喷注是由量能器上重建出的拓扑团簇 (topo-cluster)^[65] 定义的。利用内部探测器重建出的径迹来定义的称为径迹喷注 (track jet)。而把蒙特卡洛模拟中部分子经过簇射和强子化后产生的稳定的粒子（去除 μ 子和中微子）收集形成的称为真实喷注 (truth jet)。径迹喷注和真实喷注的重建过程比较准确和清晰，所以常用来帮助对拓扑团簇重建出的喷注进行刻度，也可作为评估其重建效果的基准。

由于 ATLAS 的量能器粒度较高，ATLAS 对于喷注的重建主要就是依靠量能器的信息。由于存在电子学噪声和 pile-up，量能器每个探测单元在没有信号的时候依然有读出。记量能器探测单元的平均噪声为 $\sigma_{\text{noise}}^{\text{EM}}$ 。拓扑团簇的重建从种子开始，种子就是那些能量沉积大于 $4\sigma_{\text{noise}}^{\text{EM}}$ 的探测单元。然后，将和种子在三维空间相邻的沉积能量超过 $2\sigma_{\text{noise}}^{\text{EM}}$ 的探测单元不断与种子组合成越来越大的团簇。所谓在三维空间相邻，就是对于同一层量能器的单元，它们是互相连接的，对于不同层的量能器单元，它们的 (η, ϕ) 需有所重叠。最后，团簇周边沉积能量大于 0 的探测单元也被合并进团簇。不同的团簇种子在形成团簇时可能互相重叠，于是可以把这些团簇合并为一个大的团簇。以上提及的探测器单元沉积能量都是所谓电磁能量刻度 (EM energy scale)，这种刻度正确度量了电子和光子的能量沉积。但由于 ATLAS 量能器的非补偿特性，量能器对强子的沉积能量测量偏低，电磁能量刻度

没有考虑这个问题。为此，ATLAS 提供了对拓扑团簇中的强子沉积能量正确度量的 LCW (Local hadronic Cell Weighting) 刻度。除了考虑量能器的非补偿效应，LCW 刻度也把团簇算法和死物质 (dead material) 造成的信号能量损失纳入了考虑。

当喷注能量较小时，量能器的分辨率会变差。而对于 p_T 较小的带电粒子的径迹，内部探测器重建出的径迹的分辨率较高，而且径迹还可以与顶点相对应，以区分 pile-up。所以，ATLAS 也发展了同时把拓扑团簇和径迹作为喷注重建算法输入对象的粒子流算法^[66]，充分利用内部探测器和量能器各自的优点。由于量能器同时测量了带电粒子和中性粒子沉积的能量，粒子流算法需要仔细地去除拓扑团簇中带电粒子的沉积能量而代之以径迹的能量。ATLAS 的粒子流喷注算法流程图如图4.2所示。首先，挑选出来自主顶点的 $p_T < 40$ GeV 的径迹，考虑与拓扑团簇的距离 $\Delta R' = \sqrt{(\Delta\eta/\sigma_\eta)^2 + (\Delta\phi/\sigma_\phi)^2}$ ， σ_η 和 σ_ϕ 是考虑的拓扑团簇的各探测单元根据沉积能量相对于团簇重心计算出的 η 和 ϕ 方向的标准差，与径迹的 $\Delta R'$ 最小且 $\Delta R' < 1.64$ 的拓扑团簇就和径迹匹配。其次，喷注的能量可能沉积在多个拓扑团簇中，这时需要把多个团簇都考虑进来。然后，拓扑团簇将根据匹配上的径迹的位置和 p_T 确定需要去除的沉积能量。最终，以这样的粒子流对象作为喷注重建算法的输入，提高了重建喷注动量方向和大小的分辨率，也更有效地减少了 pile-up 的影响。

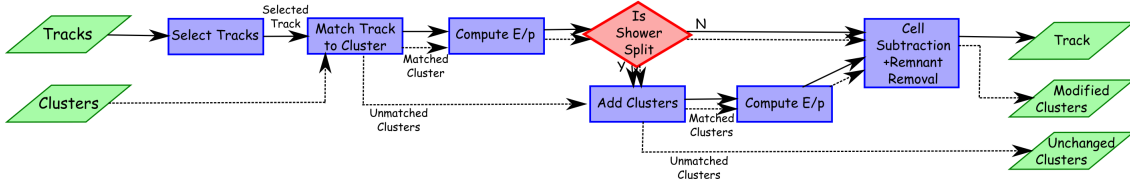


图 4.2 ATLAS 粒子流算法流程图^[66]

ATLAS 还在不断优化喷注算法的输入对象。例如，和粒子流算法类似但径迹沉积能量减除方案非常不同的 TCC (Track-Calo Cluster)^[67]。粒子流算法在低 p_T 表现更好，而 TCC 在高 p_T 表现更好，将它们的优点结合起来产生了 UFO (Unified Flow Object)^[68]。

喷注重建的输入对象确定后，接下来需要把这些对象组合起来重建出真正的喷注。喷注重建算法必须是红外和共线安全的，也就是说，当在算法输入中加入一个能量极小的辐射粒子，或者一个对象分裂成两个夹角很小的对象，不会改变喷注重建的结果。这是 QCD 理论计算为了消除红外发散对可观测量的要求。为了使数据可以和理论计算进行比较，喷注寻找算法也得满足这些要求。顺序重组算法 (sequential recombination algorithm) 就是满足要求的一类算法^[69]。这类算法由

两个变量决定，对象 i 和 j 的距离 d_{ij} ，对象 i 和束流轴 B 的距离 d_{iB} ：

$$\begin{aligned} d_{ij} &= \min \left(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p} \right) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \\ d_{iB} &= k_{ti}^{2p}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

其中 $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ ， k_t ， y ， ϕ 分别是对象的横动量、快度和方位角。算法的步骤如下：

- (1) 对所有可能的对象组合计算 d_{ij} 和 d_{iB} ，并找到最小值；
- (2) 如果最小值是 d_{ij} ，那么将对象 i 和 j 组合起来，重新计算组合对象的 k_t ， y 和 ϕ ，后续只考虑 i 和 j 的组合对象；
- (3) 如果最小值是 d_{iB} ，那么认为对象 i 就是一个喷注，在接下来的过程中不再考虑；
- (4) 重新计算 d_{ij} 和 d_{iB} ，直到所有对象都重建为了喷注。

参数 R 决定了可以组合成一个喷注的两个对象间的最大距离，ATLAS 一般取 $R = 0.4$ 。对于高能量的大质量粒子衰变形成的大直径喷注，通常取 $R = 1.0$ 。参数 p 取 -1, 0, 1，对应于不同的顺序重组算法，体现了形成喷注不同的着重点：

- (1) $p = 1$ 为 k_t 算法：此时横动量较小的对象先组合，喷注的动量方向会随着大横动量的对象的加入不断改变，形状也比较随机，容易受 **pile-up** 和底层事例的影响；
- (2) $p = 0$ 为 Cambridge/Aachen 算法：这种算法完全没有考虑不同对象的能量，仅仅将距离相近的对象优先组合，这种算法对于研究喷注的内部结构比较有用；
- (3) $p = -1$ 为 anti- k_t 算法：这是目前 ATLAS 最常用的喷注重建算法，先组合横动量最大的对象，再合并低能对象，重建出的喷注四动量不易被 **pile-up** 和底层事例显著改变，最终喷注的形状基本就是不超过 R 的圆锥。

图4.3展示了不同的喷注重建算法的比较。此处重组的对象是部分子水平模拟的粒子，同时模拟了均匀分布的小能量粒子，不同的颜色是重建出的不同的喷注。可以看出 anti- k_t 算法重建出的喷注明显更接近物理上的喷注。

4.2.2 喷注的刻度

对喷注进行刻度是为了使重建出的喷注的四动量接近真实喷注，ATLAS 对喷注的刻度流程见图4.4。

若 **pile-up** 落入喷注在量能器的团簇中，显然会导致喷注重建出的四动量的偏差。随着 LHC 亮度的提高，**pile-up** 对喷注重建的干扰越来越大。**pile-up** 有两种来

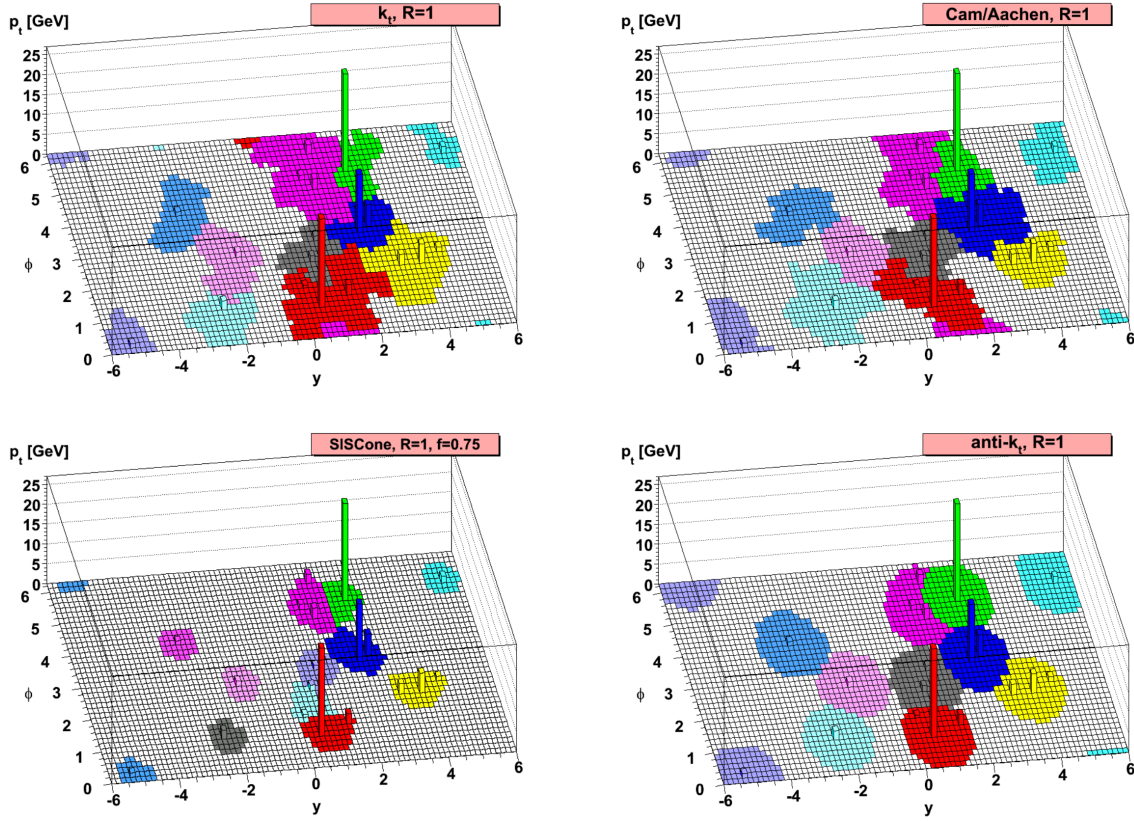


图 4.3 不同喷注重建算法以模拟粒子为重组对象的结果比较，SIScone 算法是一种圆锥算法^[69]

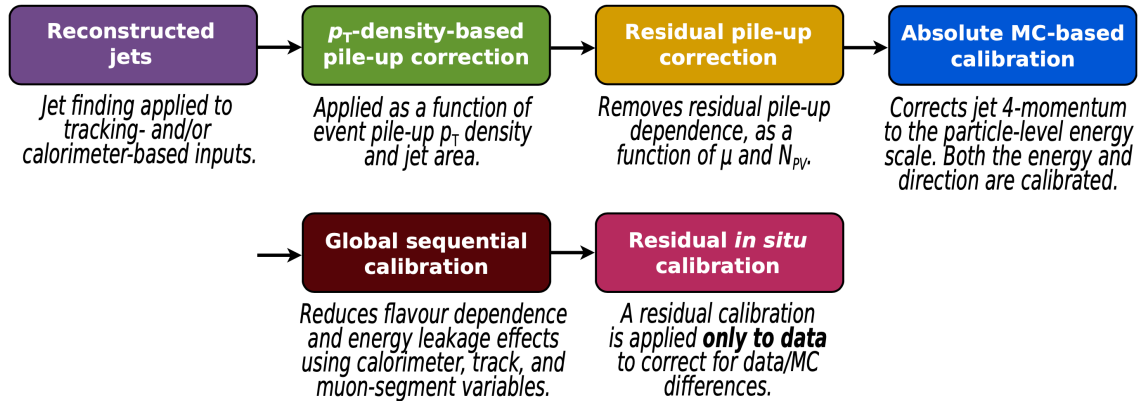


图 4.4 ATLAS 喷注刻度的流程图，每一步都是对喷注的四动量进行修正^[70]

源。一种是在时 pile-up (in-time pile-up)，由束团对撞时硬散射外的其他质子散射产生，在喷注中造成的沉积能量和事例的主顶点数目 N_{pV} 有关。另一种是离时 pile-up (out-of-time pile-up)，这是由于量能器的响应时间比束团对撞的时间间隔 25 ns 长，导致相邻束团碰撞造成的部分量能器沉积能量会累计在该喷注的沉积能量中，离时 pile-up 的沉积能量和每次束团对撞的平均相互作用数目 $\langle \mu \rangle$ 有关。ATLAS

通过从重建的喷注横动量 p_T^{reco} 减去三个部分来去除 pile-up:

$$p_T^{\text{corr}} = p_T^{\text{reco}} - \rho \times A - \alpha \times (N_{\text{PV}} - 1) - \beta \times \mu. \quad (4.2)$$

A 是喷注的面积，喷注的面积越大，pile-up 沉积的能量应当越多， ρ 是通过模拟得到的单位面积 pile-up 沉积的横动量的中位数。 ρ 是在中央桶部的区域和对横动量较小的喷注导出的，它并不能完全地代表 pile-up 在其他 η 区域和对横动量较高的喷注的影响。剩余的 pile-up 修正分别对应于在时和离时的 pile-up，通过模拟发现它们互不相关，且和 N_{PV} 与 $\langle \mu \rangle$ 具有良好的线性关系。对不同的真实喷注 p_T^{true} 和 $|\eta|$ 分区，系数 α 和 β 通过拟合 p_T^{reco} 和 p_T^{true} 的差值得到。 α 和 β 与 p_T^{true} 有对数关系，对于每一个 $|\eta|$ 分区，在 $20 \text{ GeV} < p_T^{\text{true}} < 200 \text{ GeV}$ 范围进行对数拟合，再取 $p_T^{\text{true}} = 25 \text{ GeV}$ 时拟合出的 α 和 β 与 $|\eta|$ 线性拟合得到光滑分布的 α 和 β 。图4.5表明，经过这些修正后的重建喷注横动量已与在时和离时 pile-up 无关。

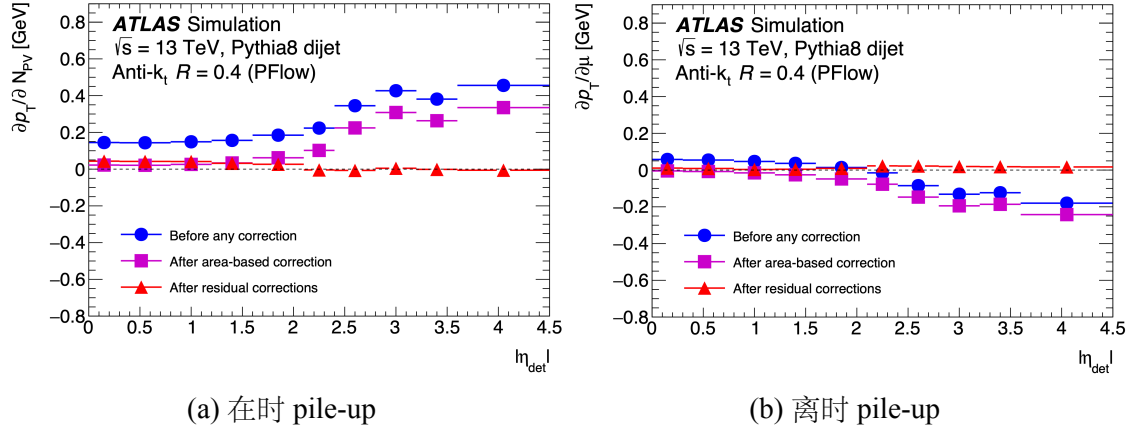
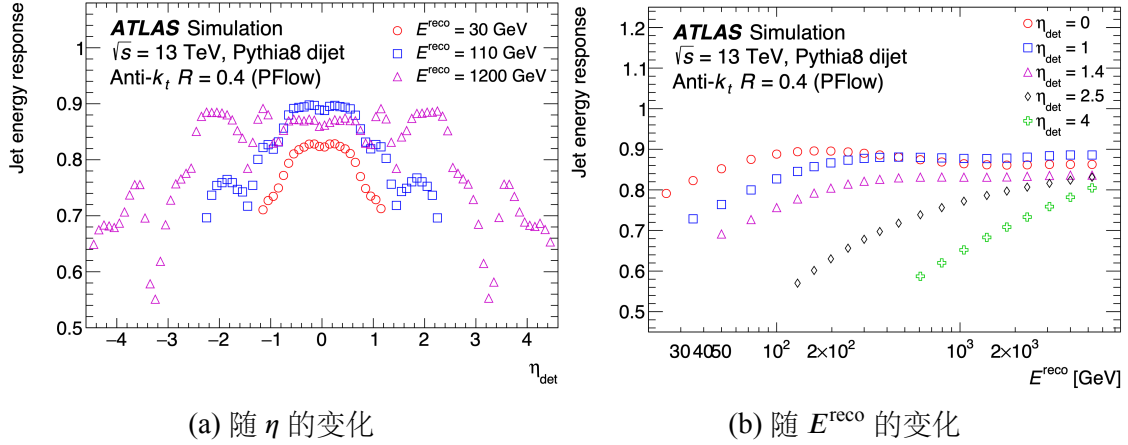


图 4.5 喷注的横动量对 pile-up 的依赖与 $|\eta|$ 的关系 ($p_T^{\text{true}} = 25 \text{ GeV}$)^[70]

去除 pile-up 后，下一步就需要把喷注的四动量刻度到真实喷注的四动量。这一步需要考虑到量能器的非补偿性、量能器中的死物质、团簇外的沉积能量和喷注 $|\eta|$ 重建的偏差。能量响应定义为 $R = E^{\text{reco}}/E^{\text{true}}$ ，平均能量响应就是对 $E^{\text{reco}}/E^{\text{true}}$ 分布进行高斯拟合得到的均值参数，喷注能量刻度因子 (Jet Energy Scale, JES) 就是平均能量响应的倒数。对于不同的 E^{reco} 和 $|\eta|$ 分区需要分别导出 JES，结果如图4.6所示，明显看到探测器结构对平均能量响应的影响。对于喷注 $|\eta|$ 的修正与能量类似，只不过利用的是重建的和真实的 $|\eta|$ 之间的差值，而非比值。

之前的两步都是对所有喷注的普遍修正。但实际上，对于具有不同味道和结构的喷注，刻度需要随之改变，否则会造成喷注能量分辨率 (Jet Energy Resolution, JER) 比较大。下一步的全局顺序刻度 (Global Sequential Calibration, GSC) 就是通过对不同的喷注进行一系列的进一步修正来减小喷注能量分辨率，而不改变 JES。GSC 基于一些全局喷注变量，包括喷注沉积能量的结构，与喷注关联的径迹，与


 图 4.6 喷注的平均能量响应^[70]

喷注对应的 μ 子谱仪的信息。利用总共 6 个变量分别独立地对喷注的四动量进行修正，这些修正也是作为 p_T^{true} 和 $|\eta|$ 的函数。图4.7展示了这 6 个修正对 JER 每一步的优化。

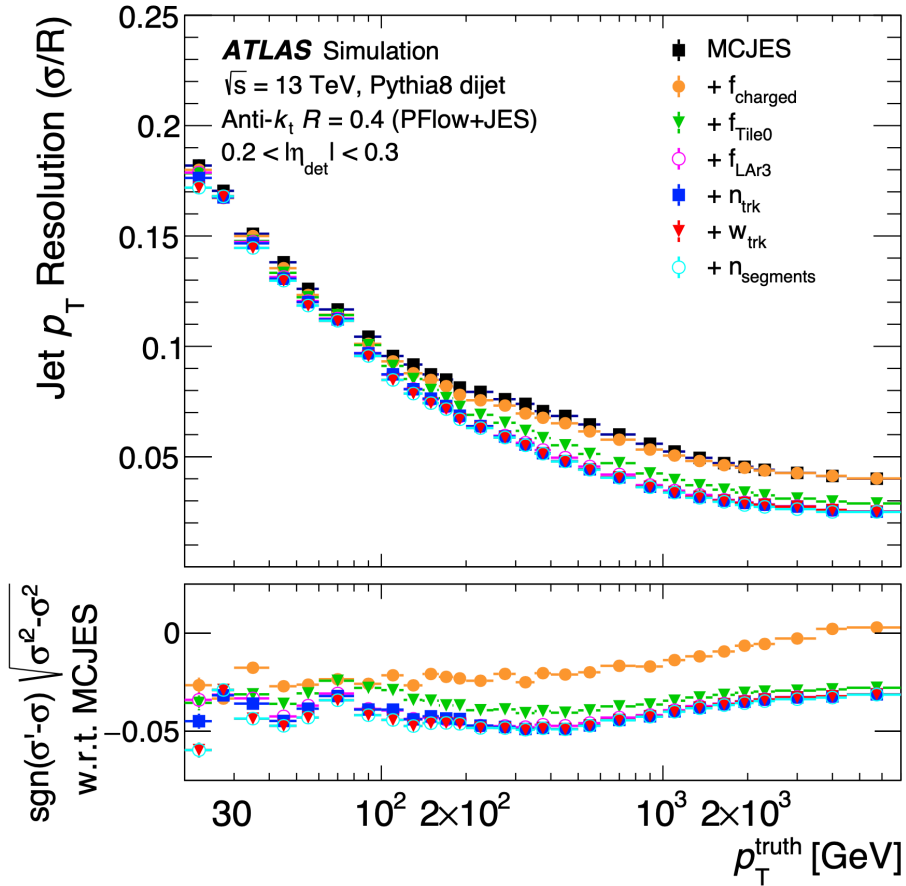


图 4.7 GSC 每一步修正对于 JER 的优化，所有味道的喷注都已包括进来，上方纵轴的 σ/R 是分数 JER，下方纵轴的 σ 是没有经过任何 GSC 修正的 JER， σ' 分别是每一步 GSC 修正后的 JER^[70]

前面的刻度都是利用了 MC 模拟的真实喷注来修正重建喷注,但 MC 模拟毕竟不能做到和真正的质子对撞产生的喷注完全一致,所以最终还需利用数据进行 in situ 刻度来弥补数据和 MC 间的不同。in situ 刻度需要利用喷注反冲于另一个刻度比较准确的对象的事例,同时对数据和 MC 就同一种事例测量喷注的响应 $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}}$,取高斯拟合的均值 $R_{\text{in situ}}$ 作为平均的喷注响应。将数据和 MC 得到的平均喷注响应的比值 $c = R_{\text{in situ}}^{\text{data}}/R_{\text{in situ}}^{\text{MC}}$ 作为一个新的刻度因子,并将这个因子的倒数仅仅应用于数据,而不是 MC。in situ 刻度分为三步。首先是用双喷注事例,用桶部中间区域 $|\eta| < 0.8$ 的喷注对前向 $0.8 \leq |\eta| < 4.5$ 喷注四动量进行修正。然后,用低 p_T 的喷注反冲于刻度良好的光子或 Z 玻色子的事例,对低 p_T 的喷注进行刻度。这一步 ATLAS 考虑了 3 种事例: $\gamma + \text{jet}$, $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$ 和 $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{jet}$ 。最后,利用刻度好的低 p_T 喷注,在仅含有一个高 p_T 喷注的多喷注事例中对高 p_T 的喷注进行修正。经过这三步,在不同 η 区域和不同 p_T 的喷注都修正了数据和 MC 模拟的差异。图4.8给出了用这 4 种事例联合测量的 in situ 刻度因子。

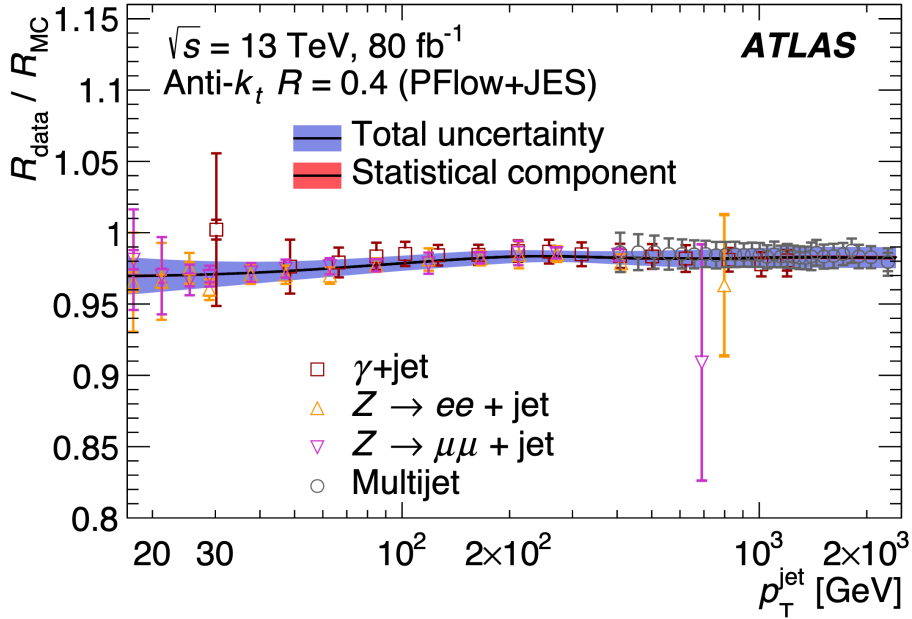


图 4.8 4 种分析和联合测量（黑色实线）给出的 in situ 刻度因子随喷注横动量的变化^[70]

JES 总共有 125 项独立的系统误差,大部分系统误差来自 in situ 刻度,包括分析的筛选条件、MC 的误模拟、来自轻子和光子刻度的系统误差等。总的系统误差见图4.9,其中“Relative in situ JES”是来自 in situ 刻度第一步对前向喷注的修正,数据和 MC 在 $|\eta| = 2.5$ 处的显著差异造成了图4.9(b)中系统误差的两个凸起。其他 in situ 刻度系统误差都归并到了“Absolute in situ JES”。“Punch-through”是 GSC 中 MC 模拟的进入 μ 子谱仪的喷注和数据间的差别导致的系统误差。关于喷注味道的两个系统误差是考虑到产生于不同部分子的喷注组成结构和量能器对其的响应不同。

物理分析中并不需要如此多独立的 JES 系统误差，如果能将所有的系统误差都相加成为一项 JES 多余参数 (nuisance parameter)，自然是方便的，但一些系统误差对于不同 η 和 p_T 的喷注确实存在着关联，所以存在着多种方案根据本征矢量分解将 125 项系统误差约化成一些最少地损失关联性的有效多余参数。约化的多余参数的协方差矩阵需要和原多余参数的协方差矩阵相比较，如果差距过大，就需要加入更多的多余参数来减小关联信息的损失，直到它们的差距小于一定阈值。

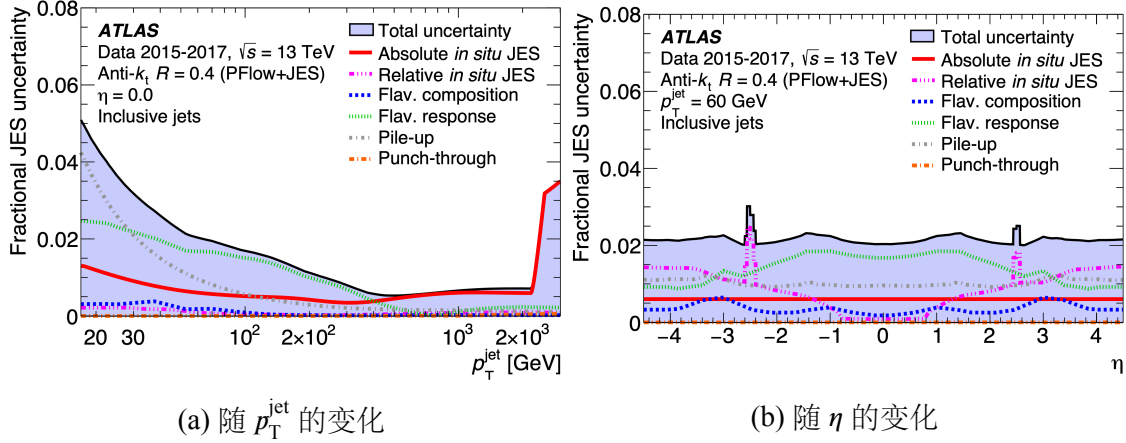


图 4.9 JES 的系统误差，总的误差是图中各项误差的平方和的平方根^[70]

喷注能量分辨率对涉及喷注的物理分析以及丢失横动量的测量都十分重要。JER 和量能器分辨率的构成类似，可以参数化为：

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{N}{p_T} \oplus \frac{S}{\sqrt{p_T}} \oplus C. \quad (4.3)$$

噪声项 N 来源于电子学噪声和 pile-up，这两项都直接影响沉积在量能器中的能量，几乎独立于喷注的能量沉积。随机项 S 反映了沉积能量的随机涨落，与 $\sqrt{p_T}$ 成正比。常数项 C 直接和 p_T 相关，比如沉积在死物质中的能量。ATLAS 利用双喷注事例来测量 JER，这得益于喷注在同样的 η 区域横动量的分辨率是相同的。JER 通过拟合双喷注事例中的不对称变量 $\mathcal{A}$ 得到， $\mathcal{A}$ 定义为：

$$\mathcal{A} \equiv \frac{p_T^{\text{probe}} - p_T^{\text{ref}}}{p_T^{\text{avg}}}. \quad (4.4)$$

其中 $p_T^{\text{avg}} = (p_T^{\text{probe}} + p_T^{\text{ref}})/2$ 。虽然作为探针的喷注和作为参考的喷注在不同的 η 区域，但 JER 的区别小于 1%，于是得到

$$\left\langle \frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \right\rangle^{\text{probe}} = \left\langle \frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \right\rangle^{\text{ref}} = \frac{\sigma_{\mathcal{A}}}{\sqrt{2}}. \quad (4.5)$$

实际测量到的 $\sigma_{\mathcal{A}}$ 不仅受探测器分辨率的影响，还会受到诸如强子化等过程造成

喷注中粒子数目不确定变化的物理效应的影响，这部分也就是真实喷注的分辨率，测量到的 σ_A 是两者的卷积。真正应该拟合的是去除真实喷注分辨率后仅含有探测器分辨率的 σ_A^{det} 。图4.10给出了 ATLAS 实验喷注能量分辨率及其误差。

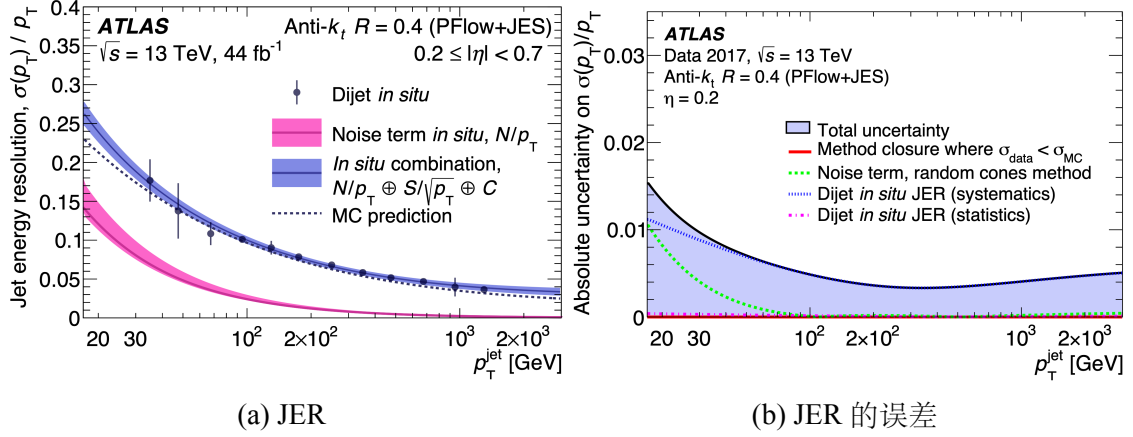


图 4.10 JER 及其误差随 p_T^{jet} 的变化，噪声项 N 是通过随机圆锥的方法另外测量的，并在 JER 的拟合中被固定^[70]

4.2.3 b -jet 的标定

喷注可能是由各种味道的夸克或者胶子发生簇射和强子化产生，也可能是由于高能量的 $W/Z/\text{Higgs}$ 衰变产生的两个喷注距离过近，从而在量能器中不可区分所形成的大直径喷注。很多物理分析需要了解事例中的喷注源于哪种粒子，于是发展出了各种关于喷注的标定算法。本文工作需要标对 b -jet。所谓 b -jet 是指含有 b 强子的喷注，不含 b 强子但含有 c 强子的喷注称为 c -jet，不含 b 强子和 c 强子的喷注称为 light-jet。 b -jet 的标定算法都是利用 b 强子的长寿命、高质量和衰变产物多重性等性质。例如， b 强子的 $c\tau = 450 \mu\text{m}$ ，会产生一个离主顶点有相当距离的次级顶点，这就能作为区分 b -jet 的特征。ATLAS 先是发展出了几种基于喷注中径迹和顶点的低阶算法来标定 b -jet：IP2D 和 IP3D 算法^[71] 利用了喷注中径迹的影响参数 (impact parameter)；SV1 算法^[72] 重建了单一的远离主顶点的次级顶点；JetFitter 算法^[73] 考虑了 b 强子弱衰变时和其他部分子不同的拓扑结构，试图重建 b 强子完整的衰变过程。基于这些低阶算法，ATLAS 又将它们结合起来作为多变量分类器的输入，形成了 2 种高阶 b -jet 标定算法：MV2 和 DL1。MV2 算法采用了增强决策树 (Boosted Decision Tree, BDT) 作为分类器，BDT 可以更充分地挖掘输入变量包含的信息以提高 b -jet 标定的准确度。DL1 算法则利用了深度神经网络来鉴别 b -jet，该网络有 3 个输出值 p_b 、 p_c 和 p_{light} ，分别对应分类对象为 b -jet、 c -jet

和 light-jet 的概率，最终 DL1 对 b -jet 标定的判别变量为：

$$D_{DL1} = \ln \left(\frac{p_b}{f_c \cdot p_c + (1 - f_c) \cdot p_{\text{light}}} \right), \quad (4.6)$$

f_c 是 c -jet 在本底训练样本中的占比^[74]。为了比较这些算法的优劣，常用的指标有：正确地标定 b -jet 的效率 ϵ_b ，把 c -jet 或 light-jet 误标定为 b -jet 的效率 ϵ_c 和 ϵ_l ，常使用 $1/\epsilon_c$ 和 $1/\epsilon_l$ 作为 c -jet 和 light-jet 的拒绝率。图4.11比较了各种低阶算法和高阶算法对 c -jet 和 light-jet 的拒绝率随 ϵ_b 的变化，可以看出高阶算法的拒绝率比低阶算法显著提高，DL1 表现略优于 MV2。

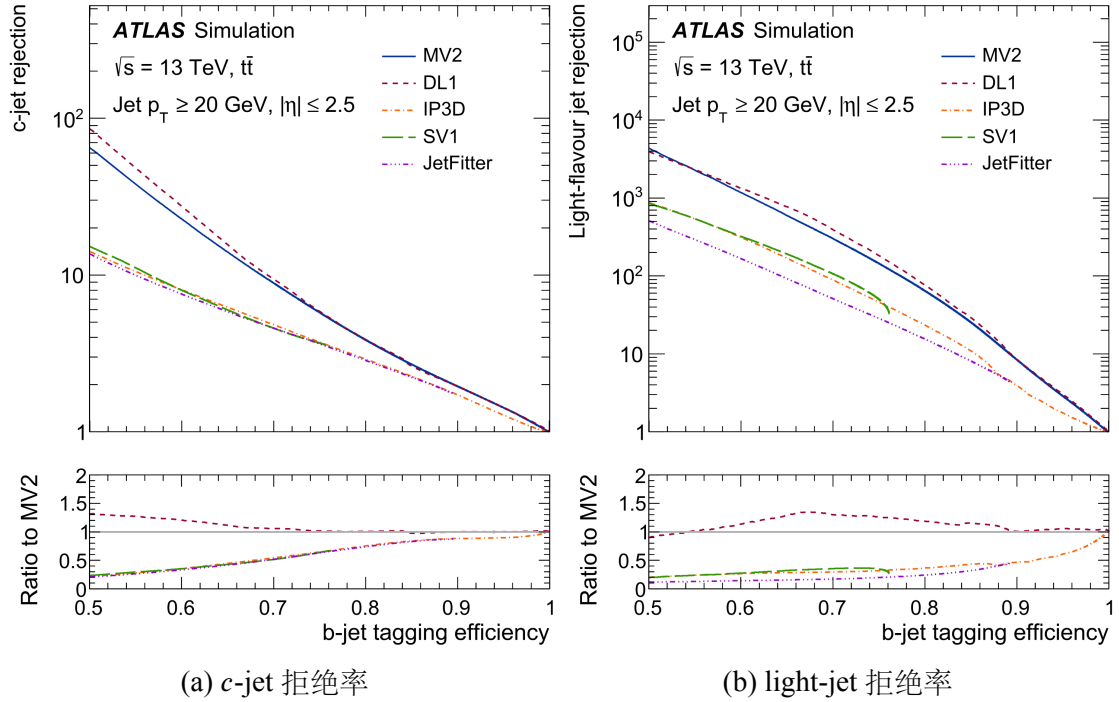


图 4.11 IP3D、SV1、JetFitter、MV2 和 DL1 算法的拒绝率随 b -jet 标定效率的变化，DL1 的 $f_c = 8\%$ ，样本为 MC 模拟的 $t\bar{t}$ 事例^[74]

以上算法的 b -jet 标定效率都是利用 MC 模拟得到的，应用到数据中会存在一定差异。ATLAS 利用 $t\bar{t}$ 事例的数据来评估 b -jet 标定算法的实际表现，因为 $t\bar{t}$ 事例截面很大，而且 t 夸克几乎 100% 衰变到 b 夸克。为了使信号更明确，要求 t 夸克衰变产生的 W 玻色子都衰变到轻子。图4.12比较了 MV2 算法在 $\epsilon_b = 70\%$ 工作点对数据和 MC 的标定效率在不同喷注的 p_T 和 η 分区不同。利用在数据和 MC 中 b -jet 标定效率的比值可以得到刻度因子，图4.13展示了 MV2 和 DL1 算法在不同工作点的刻度因子。ATLAS 最终使用的刻度因子需要经过平滑化和外推到高横动量的区域 ($p_T \geq 400$ GeV)，高横动量区域的刻度因子保持和 $p_T = 400$ GeV 时一致，只是加上了外推方法的系统误差。图4.14是 MV2 和 DL1 在 $\epsilon_b = 70\%$ 工作点

经过平滑化和外推到 $\sim \text{TeV}$ 的刻度因子。对于 MC，每一个被 $b\text{-jet}$ 标定的喷注都需要乘上一个权重，以便保持和数据的标定效率一致。若喷注被标定为 $b\text{-jet}$ ，权重就是刻度因子 $w_{\text{jet}} = SF(p_T)$ 。若喷注没有被标定为 $b\text{-jet}$ ，权重则为：

$$w_{\text{jet}} = \frac{1 - \epsilon_b^{\text{data}}(p_T)}{1 - \epsilon_b^{\text{MC}}(p_T)} = \frac{1 - SF(p_T) \epsilon_b^{\text{MC}}(p_T)}{1 - \epsilon_b^{\text{MC}}(p_T)}. \quad (4.7)$$

这些权重保证了 MC 的总事例数不改变。

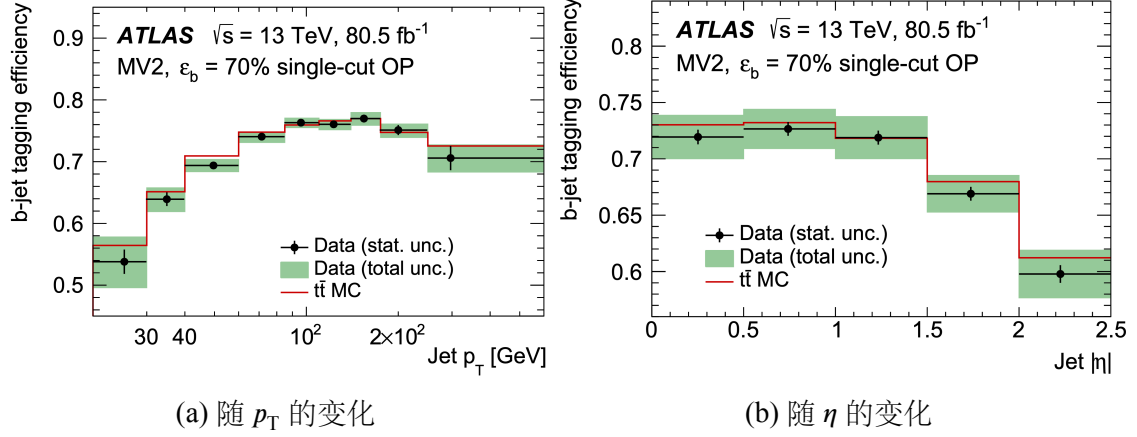


图 4.12 MV2 算法在 $\epsilon_b = 70\%$ 工作点对数据和 MC 的标定效率^[74]

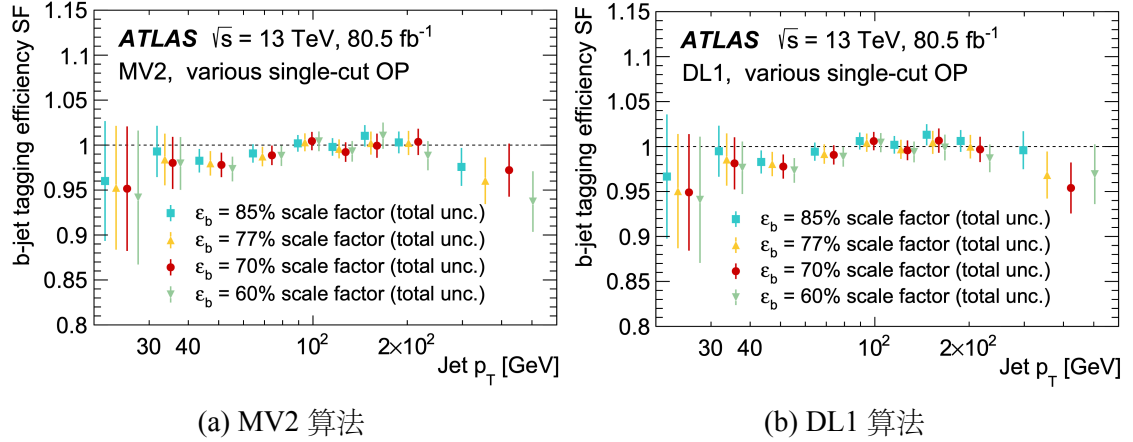
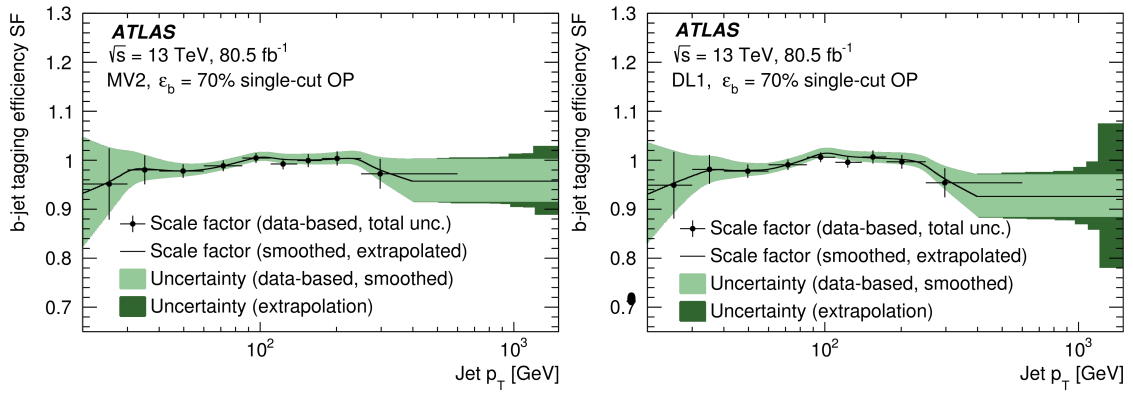


图 4.13 $\epsilon_b = 60\%, 70\%, 77\%, 85\%$ 工作点的刻度因子随 p_T 的变化^[74]



(a) MV2 算法

(b) DL1 算法

 图 4.14 $\epsilon_b = 70\%$ 工作点经过平滑化和外推的刻度因子随 p_T 的变化^[74]

第5章 在 ATLAS 实验的双喷注加光子末态寻找新共振峰

如果 LHC 上质子-质子对撞使得正反夸克能够通过 s -道产生新粒子, 那么新粒子也可以衰变回一对夸克, 最终的末态就是两个喷注。通过双喷注末态寻找共振峰是对撞机物理一个很经典的分析, 时间跨度已超过 30 年^[75]。UA2^[76-77] 和 CDF^[78] 在双喷注末态对较低质量的共振峰进行过寻找, 而 LHC 上越来越高的能量和亮度允许我们搜寻更高质量的新粒子, 目前 LHC 已将寻找的共振峰质量范围拓展到了 TeV 以上^[79-93]。但与此同时, 在 LHC 双喷注末态对低质量共振峰的寻找却越来越困难。这是由于受限于有限的探测器读出带宽, 我们无法把 LHC 产生的海量的双喷注事例全部记录下来, 而低横动量喷注事例的截面更大, 所以 ATLAS 和 CMS 对低横动量双喷注事例的触发设置了预定比 (prescale) 因子 p , 这意味着对每 p 个满足触发的事例只记录 1 个事例的数据。使用预定比触发收集数据的双喷注分析显著降低了灵敏度, 而非预定比 (unprescale) 触发一般要求喷注最小横动量阈值 $p_T^{\min}$ 为几百 GeV, 双喷注的不变质量 $m_{jj} \approx 2p_T^{\min}$, 这导致 ATLAS 和 CMS 对质量小于 1 TeV 的双喷注共振峰灵敏度很差。不过, ATLAS 和 CMS 仍然发展出了一些互补的方法来避免喷注触发给低质量双喷注共振峰的寻找带来的限制, 比如触发水平分析 (Trigger Level Analysis, TLA)^[91-92]。TLA 利用了只记录部分事例信息的数据流, 每个事例的存储尺寸很小, 所以能够获得包括低质量喷注在内的更多总事例。对于 $450 \text{ GeV} < m_{jj} < 1 \text{ TeV}$, TLA 是所有双喷注分析中最为灵敏的。另一种研究低质量共振峰的方法要求新粒子反冲于一个高横动量的光子^[94-95], 让光子作为触发, 从而规避喷注触发的限制, 一个示例过程如图5.1所示。若新粒子的质量更小, 末态的两个喷注将融合为一个大直径喷注, LHC 也已经进行过这样的寻找^[96-98]。不过大直径喷注分析的灵敏度在质量高于 200 GeV 时, 由于不少衰变产物散落在大直径喷注的圆锥之外, 灵敏度也开始下降。本章呈现的分析就是利用 ATLAS 79.8 fb^{-1} 积分亮度的数据在分离的双喷注加光子末态寻找新的共振峰。同时, 特别考虑了末态喷注为 b 喷注的情形, 以提高对某些信号的灵敏度^[98-100]。

5.1 数据集和 MC 样本

本分析利用了 ATLAS 在 2015 年至 2017 年以 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 进行质子-质子对撞产生的 GRL 中的数据, 积分亮度 79.8 fb^{-1} , 所有数据都用 ATHNA R21 进行了重新处理。

分析的本底估计是数据驱动 (data-driven) 的, 直接通过用光滑函数拟合数据

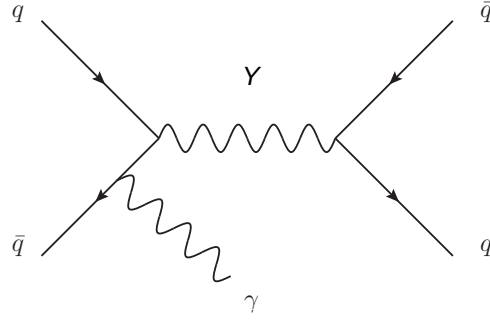


图 5.1 存在初态辐射光子的双喷注过程费曼图， Y 代表可能的新共振峰

来估计本底。但仍然需要本底的 MC 模拟样本，用来在揭盲 (unblind) 前研究分析策略和交叉验证。本底 MC 样本是 Sherpa 2.1.1^[44] 产生的含光子以及 1 个、2 个或 3 个喷注的末态，准到次领头阶，部分子分布函数用的是 CT10^[101]。信号样本是根据 2.2.2.1 节的轴矢量 Z' 基准模型产生的，用来优化分析的筛选条件和设置上限。信号样本由利用 NNPDF2.3 LO 部分子函数^[102] 和 A14 调制^[103] 参数的 MadGraph^[104] 产生，然后 Pythia 8^[43] 模拟部分子簇射和强子化过程。信号模拟了 5 个质量点，固定 $m_{\chi} = 10 \text{ TeV}$, $g_{\text{DM}} = 1.5$ ，考虑了和夸克的耦合强度 $g_q = g_{\text{SM}} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ ，每个参数的模拟事例数至少 20000 个。为了进一步提高统计量，在产生光子的时候对其真实横动量进行了过滤，对于不同的触发条件分别要求 $p_T^{\gamma} > 50 \text{ GeV}$ 和 $p_T^{\gamma} > 100 \text{ GeV}$ 。产生的 Z' 样本见表 5.1 和表 5.2。

所有的 MC 样本都是用 Geant4^[105] 模拟的探测器。pile-up 是 MSTW2008 LO 部分子分布函数和 AU2 调制^[106] 参数的 Pythia 8.165 模拟的软质子-质子对撞。在 2015 年至 2017 年的运行中，LHC 的运行和 pile-up 等条件都发生了很大变化，所以需要产生不同的 MC 版本 (MC campaign)，mc16a 对应 2015 年和 2016 年数据，mc16d 对应 2017 年数据。

5.2 事例筛选

5.2.1 物理对象定义

分析要求的光子就是按照 4.1 节描述的过程重建的，要求光子的 $|\eta| < 2.37$ ，而且不在量能器桶部和端盖的过渡区 $1.37 < |\eta| < 1.52$ ，以确保光子的重建效果。光子需通过一些 ATLAS 标准的筛选条件，以避免由于探测器问题或非对撞产生的光子。光子可以是转换光子或非转换光子，但必须通过严格的鉴别标准和严格的孤立标准。

喷注用 4.2 节提到的 $R = 0.4$ 的 anti- k_t 算法重建，同样要求了 ATLAS 标准的

表 5.1 Z' 信号样本, 要求 $p_T^\gamma > 100$ GeV

产生子	质量 [GeV]	g_{SM}	σ [pb]	ϵ_{filter}
MadGraph+ Pythia	300	0.3	1.381300e+01	6.537400e-02
MadGraph+ Pythia	400	0.3	6.405000e+00	8.757300e-02
MadGraph+ Pythia	500	0.3	3.292000e+00	1.055600e-01
MadGraph+ Pythia	250	0.3	2.146000e+01	5.373200e-02
MadGraph+ Pythia	250	0.2	9.563800e+00	5.312200e-02
MadGraph+ Pythia	250	0.1	2.389000e+00	5.425300e-02
MadGraph+ Pythia	350	0.3	9.329000e+00	7.718300e-02
MadGraph+ Pythia	350	0.2	4.154500e+00	7.701000e-02
MadGraph+ Pythia	350	0.1	1.039500e+00	7.658100e-02
MadGraph+ Pythia	450	0.3	4.527500e+00	9.710500e-02
MadGraph+ Pythia	450	0.2	2.013800e+00	9.784300e-02
MadGraph+ Pythia	450	0.1	5.032000e-01	9.874600e-02
MadGraph+ Pythia	550	0.3	2.454000e+00	1.143400e-01
MadGraph+ Pythia	550	0.2	1.089800e+00	1.144700e-01
MadGraph+ Pythia	550	0.1	2.725300e-01	1.144000e-01
MadGraph+ Pythia	750	0.4	1.608300e+00	1.418700e-01
MadGraph+ Pythia	750	0.3	9.062000e-01	1.408600e-01
MadGraph+ Pythia	750	0.2	4.016500e-01	1.428800e-01
MadGraph+ Pythia	950	0.3	4.018800e-01	1.656600e-01
MadGraph+ Pythia	1050	0.4	1.238500e-01	1.996100e-01
MadGraph+ Pythia	1050	0.3	6.846500e-02	2.040100e-01

筛选条件以去除探测器问题和非对撞产生的假喷注^[107]。只考虑 $p_T > 25$ GeV 和 $|\eta| < 2.8$ 的喷注, 并且需通过宽松的干净要求^[107]。对于 $p_T < 60$ GeV 且 $|\eta| < 2.4$ 的喷注, 必须通过喷注顶点标定 (Jet Vertex Tagging, JVT) 的筛选, 以去除掉有很多径迹来自 pile-up 的喷注^[108]。如果喷注和光子的 $\Delta R < 0.4$, 则接下来的分析中不会考虑此喷注。

5.2.2 触发条件

2015 年至 2017 年横动量阈值最低的非预定比单光子触发是 HLT_g140_loose。从命名可以看出, 此触发要求 HLT 重建出的光子 $p_T > 140$ GeV, 并且通过宽松的

表 5.2 Z' 信号样本, 要求 $p_T^\gamma > 50 \text{ GeV}$

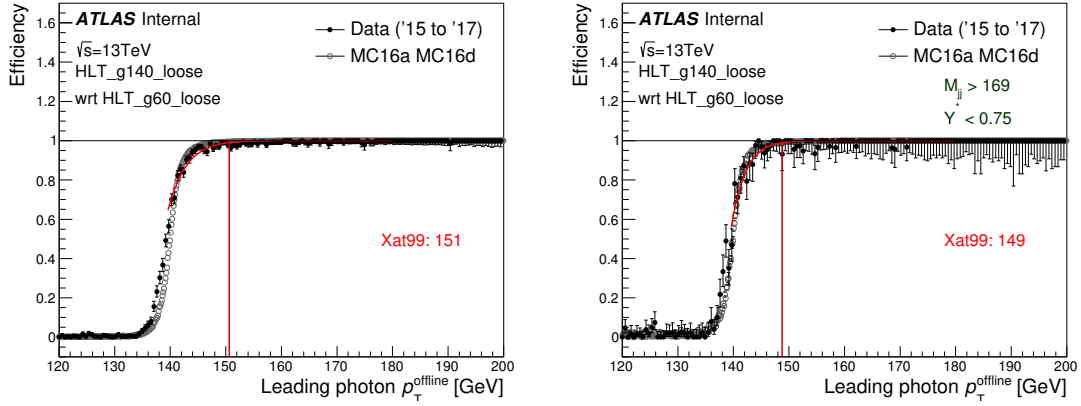
产生子	质量 [GeV]	g_{SM}	$\sigma \text{ [pb]}$	ϵ_{filter}
MadGraph+ Pythia	250	0.2	9.5670e+00	1.8690e-01
MadGraph+ Pythia	350	0.2	4.1526e+00	2.2809e-01
MadGraph+ Pythia	450	0.2	2.0142e+00	2.5954e-01
MadGraph+ Pythia	550	0.2	1.0913e+00	2.8470e-01
MadGraph+ Pythia	750	0.2	4.0150e-01	3.2058e-01
MadGraph+ Pythia	950	0.2	1.7771e-01	3.4522e-01
MadGraph+ Pythia	1050	0.2	3.0000e-01	3.9196e-01

鉴别标准。该触发对于 pile-up 不敏感, 在 3 年间的表现基本一致。为了确定能够使触发效率几乎达到 100% 的光子能量筛选阈值, 需要研究触发的开启曲线 (turn-on curve), 也就是触发效率随触发物理量的变化曲线。HLT_g140_loose 的触发效率需要以预定比触发 HLT_g60_loose 作为参考, 只要光子 $p_T > 70 \text{ GeV}$ 就可以完全触发 HLT_g60_loose, HLT_g140_loose 的触发效率就是触发 HLT_g60_loose 的事例中同时触发 HLT_g140_loose 的事例比例。HLT_g140_loose 的开启曲线如图 5.2(a) 所示, 数据的触发效率经过修改误差函数拟合

$$p_0 \cdot \left[1 + \text{erf} \left(\frac{x - p_1}{\sqrt{p_2}} \right) \right], \quad (5.1)$$

可以确定达到 99% 触发效率的离线重建的光子横动量为 151 GeV。对于 HLT_g140_loose 在本分析中的触发效率, 更准确地应该检查被分析所使用的事例的开启曲线, 如图 5.2(b) 所示。综合考量, 要求光子 $p_T > 150 \text{ GeV}$ 是恰当的。

HLT_g140_loose 触发虽然足够简单和稳定, 但对光子过高的横动量要求也拒绝了很多的信号事例, 降低了分析的灵敏度。于是, 分析还考虑了另一种触发条件, 称为联合触发。联合触发对不同年份的数据选用了不同的触发。联合触发的 L1 触发都是 L1_EM22VHI, 但从 2016 年到 2017 年, 非预定比的 HLT 触发对光子横动量的阈值提高了, 导致对应 2016 年数据的 HLT 触发为 HLT_g75_tight_3j50noL1_L1EM22VHI, 对应 2017 年数据的 HLT 触发为 HLT_g85_tight_L1EM22VHI_3j50noL1。这两个 HLT 触发都要求在 HLT 重建阶段至少有 3 个 $p_T > 50 \text{ GeV}$ 的喷注, 至少一个 $p_T > 75 \text{ GeV}$ 或 $p_T > 85 \text{ GeV}$ 的光子, 并且通过严格的鉴别标准。由于 HLT 重建没有判别喷注和光子位置重叠的算法, 3 个喷注之一其实是光子, 所以在离线重建阶段最终可以重建出 1 个光子和 2 个喷注。2015 年并没有类似的触发, 所以使用联合触发时会损失约 3 fb^{-1} 的数据, 只



(a) 领头光子 $p_T > 151$ GeV 时 (b) 所用事例通过所有分析的筛选条件, 领头光子 $p_T > 149$ GeV 时 HLT_g140_loose 触发效率大于 99%

图 5.2 2015 年至 2017 年数据和 MC 对 HLT_g140_loose 触发的开启曲线, 红色曲线是修改误差函数对数据触发效率的拟合

有 76.6 fb^{-1} 的数据, 少于单光子触发的 79.8 fb^{-1} 数据。但联合触发因为信号效率更高, 在高质量区灵敏度仍然比使用单光子触发高。联合触发的触发效率研究和单光子触发类似, 研究发现需要要求光子 $p_T > 95$ GeV 以及喷注 $p_T > 65$ GeV 才能大致做到 99% 的触发效率。但从图 5.3 可以看出, 这样的筛选条件在本分析中并不能真正做到完全的触发, 联合触发效率的不足之后需要作为一项系统误差。

图 5.4 比较了单光子触发和联合触发得到的 MC 本底双喷注不变质量谱分布。单光子触发保持本底在较低质量处依然是光滑的, 而联合触发由于较高的喷注横动量筛选条件, 使得低质量处的本底锐减, 在 ~ 300 GeV 以下无法被光滑函数拟合, 同时信号的效率也损失很大。所以, 本分析最终的策略是同时考虑两种触发条件, 并独立地拟合, 在联合触发收集的事例 m_{jj} 分布光滑的高质量区域, 用其来报告结果, 而在联合触发不再光滑的低质量区域, 用单光子触发收集的事例进行分析。

5.2.3 事例筛选条件

本分析要求事例必须存在一个至少拥有 2 条径迹的主顶点, 并且径迹的横动量都得大于 500 MeV。单光子触发要求至少一个光子 $E_{T, \text{trigger}}^\gamma > 140$ GeV, $E_{T, \text{trigger}}^\gamma$ 是 HLT 重建出的光子的横能量。选择横动量最高的光子 (领头光子) 作为共振峰的反冲光子, 为了保证触发效率, 要求离线重建的领头光子 $p_T > 150$ GeV。联合触发要求一个光子和两个喷注候选者的 $p_{T, \text{trigger}} > 50$ GeV, 并且对于 2016 年的数据 $E_{T, \text{trigger}}^\gamma > 75$ GeV, 对于 2017 年的数据 $E_{T, \text{trigger}}^\gamma > 85$ GeV。认为具有最大横动

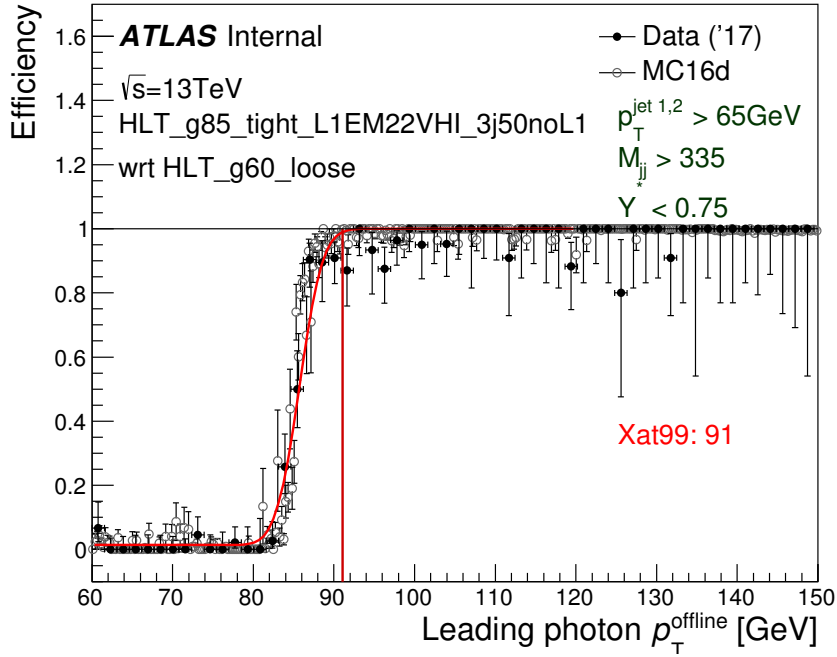


图 5.3 2017 数据和 MC 对联合触发的开启曲线，红色曲线是修改误差函数对数据触发效率的拟合，所用事例通过所有分析的筛选条件，领头光子 $p_T > 91$ GeV 时联合触发效率大于 99%

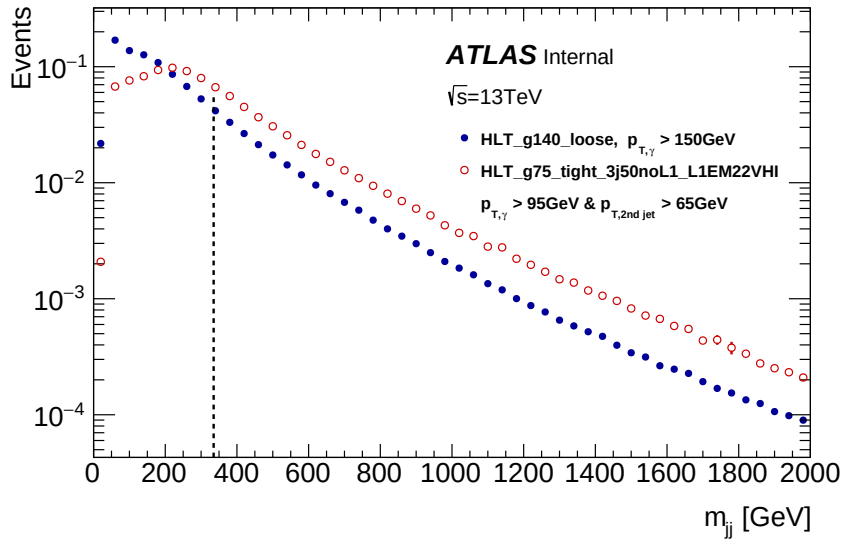


图 5.4 单光子触发和联合触发收集的 MC 本底事例的 m_{jj} 分布，已要求不同触发条件相应的动量筛选条件

量的喷注（领头喷注）和第二大横动量的喷注（次领头喷注）来自共振峰，要求它们离线重建的 $p_T > 65$ GeV。领头光子的离线重建 $p_T > 95$ GeV。为了使双喷注不变质量谱能够被光滑函数拟合，要求单光子触发的事例 $m_{jj} > 169$ GeV，联合触发的事例 $m_{jj} > 335$ GeV。

通过 t -道产生的双喷注倾向于有较大的 $|y^*| = |y_1 - y_2|/2$, y_1 和 y_2 是末态领头喷注和次领头喷注的快度。而共振峰衰变产生的两个喷注的 $|y^*|$ 会比较小。最优的筛选条件从图5.5展示的相关研究得到。最终选定 $|y^*| < 0.75$, 这个筛选条件在某些信号的质量窗口内保留了 80% 信号的同时拒绝了高达 80% 的本底。

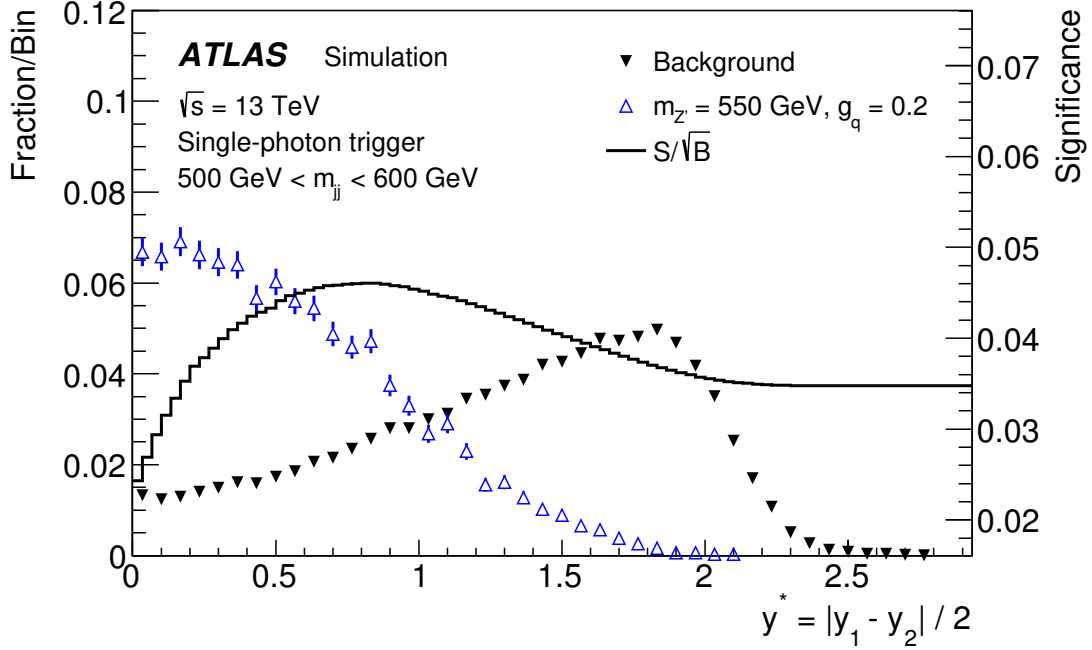


图 5.5 本底和 550 GeV, $g_q = 0.2$ 的 Z' 信号 MC 事例的 $|y^*|$ 分布, 只包括了 $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 600 \text{ GeV}$ 的事例, 黑色实线表示 $S/\sqrt{B}$ 随 $|y^*|$ 筛选条件阈值的变化, S 是信号 $|y^*|$ 小于阈值的累计事例数, B 是本底 $|y^*|$ 小于阈值的累计事例数

有些新模型预言了和 b 夸克耦合强度高于其他味道夸克的新粒子, 针对这种新共振峰, 本分析考虑了末态领头喷注和次领头喷注都被标定为 b 喷注的信号道, 以提高对这些共振峰的灵敏度。标定 b 喷注工作点的选择将在5.3.1节具体介绍。

最终本分析有 4 个信号道: 全味道 (flavour inclusive)、单光子触发信号道; 全味道、联合触发信号道; b -标定 (b -tagged)、单光子触发信号道; b -标定、联合触发信号道。每个信号道的事例筛选条件总结在表5.3。数据经过每一个筛选条件后的剩余事例数以及相对于前一筛选条件的剩余比例列在表5.4中, MC 模拟的 $m_{Z'} = 550 \text{ GeV}$, $g_q = 0.2$ 的信号经过每一个筛选条件后的剩余事例数以及相对于前一筛选条件的剩余比例列在表5.5。

5.2.4 数据和 MC 的比较

QCD 过程的 MC 模拟误差较大, 为了确认 MC 本底样本可以在揭盲前用来确定分析策略, 需要检查 MC 样本和数据的符合度。图5.6、图5.7、图5.8分别比较了 4

表 5.3 4 个信号道的筛选条件

筛选条件	单光子触发	联合触发
喷注数目	$n_{\text{jet}} \geq 2$	
光子数目	$n_{\gamma} \geq 1$	
领头光子	$E_T^{\gamma} > 150 \text{ GeV}$	$E_T^{\gamma} > 95 \text{ GeV}$
领头和次领头喷注	$p_T^{\text{jet}} > 25 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{jet}} > 65 \text{ GeV}$
中心性	$ y^* = y_1 - y_2 /2 < 0.75$	
不变质量	$m_{jj} > 169 \text{ GeV}$	$m_{jj} > 335 \text{ GeV}$
筛选条件	全味道	b -标定
喷注 $ \eta $	$ \eta < 2.8$	$ \eta < 2.5$
b -标定	—	$n_{b\text{-tag}} \geq 2$

表 5.4 数据经过每一个筛选条件后的剩余事例数，百分比是相对于前一筛选条件的剩余比例（样本在之前的处理阶段已经过一些初步筛选）

筛选条件	单光子触发		联合触发	
	剩余事例数	相对剩余百分比	剩余事例数	相对剩余百分比
触发	202639180	—	76850212	—
干净筛选	202302890	100%	76743740	100%
$n_{\text{jet}} \geq 2$	193205510	96%	75005508	98%
$n_{\gamma} \geq 1$	44098255	23%	37211972	50%
领头光子 p_T	11575203	26%	22090737	59%
领头喷注 p_T	11575203	100%	20837871	94%
次领头喷注 p_T	11575203	100%	13013218	62%
$ y^* < 0.75$	7369609	64%	8031090	62%
最小 m_{jj}	2522549	34%	1520114	19%
b -标定	15557	0.62%	9015	0.59%

个信号道中数据和 MC 的领头光子 E_T 、领头喷注 p_T 和次领头喷注 p_T 。图 5.6(b) 虽然显示 MC 模拟的事例经过联合触发条件收集后光子 E_T 和数据有所偏离，但光子 E_T 并不影响最终拟合的双喷注不变质量。图 5.7(a) 和图 5.8(a) 也显示出单光子触发时数据和 MC 模拟的喷注 p_T 有不一致，不过这些偏离是光滑的，没有剧烈起伏，所以应该不会影响 m_{jj} 的光滑性，也不会造成不变质量谱上出现假信号。

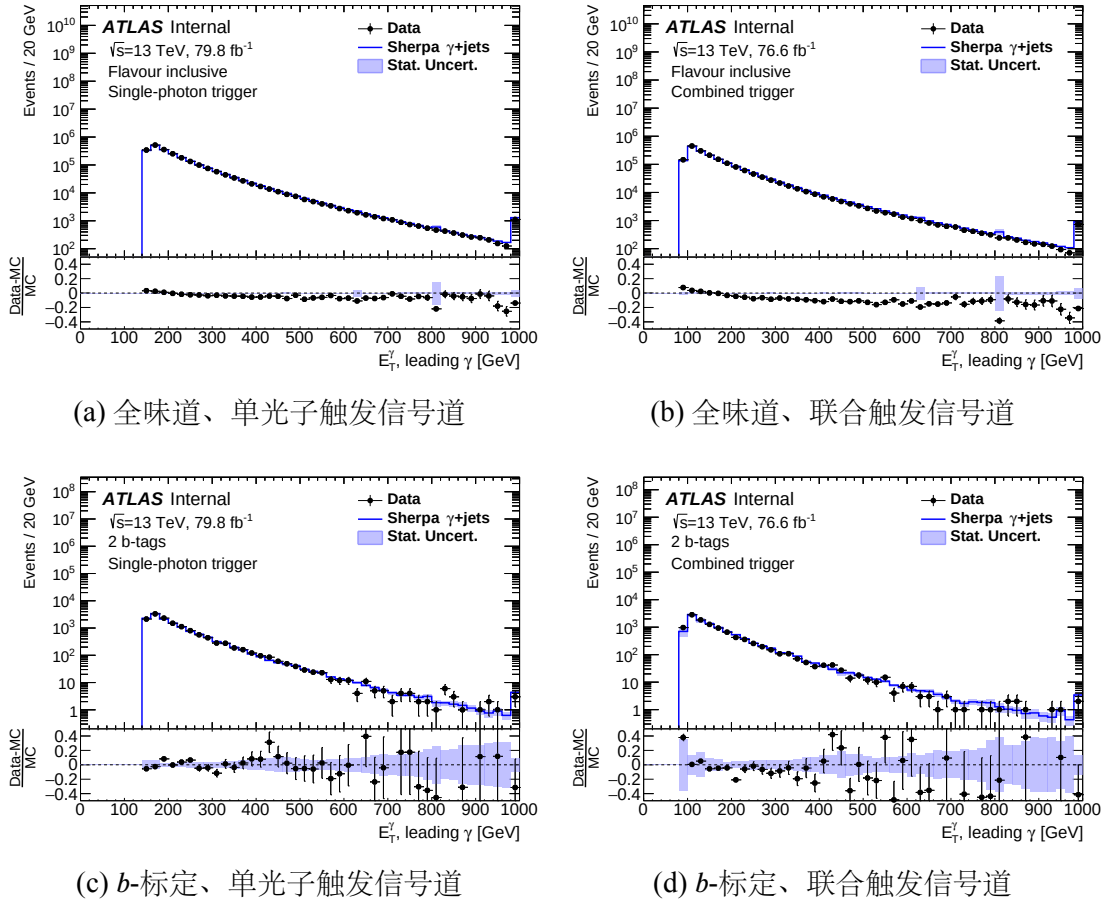
表 5.5 MC 模拟的 $m_{Z'} = 550 \text{ GeV}$, $g_q = 0.2$ 的信号经过每一个筛选条件后的剩余事例数, 百分比是相对于前一筛选条件的剩余比例, 误差仅是统计误差, 事例数均归一到 1 fb^{-1} (样本在之前的处理阶段已经过一些初步筛选)

筛选条件	单光子触发		联合触发	
	剩余事例数	相对剩余百分比	剩余事例数	相对剩余百分比
触发	68.22 ± 0.65	—	101.10 ± 0.79	—
干净筛选	68.17 ± 0.65	100%	101.01 ± 0.79	100%
$n_{\text{jet}} \geq 2$	66.36 ± 0.64	97%	99.75 ± 0.79	99%
$n_\gamma \geq 1$	56.32 ± 0.59	85%	90.88 ± 0.75	91%
领头光子 p_T	46.48 ± 0.54	83%	88.60 ± 0.74	97%
领头喷注 p_T	46.48 ± 0.54	100%	88.42 ± 0.74	100%
次领头喷注 p_T	46.48 ± 0.54	100%	83.80 ± 0.72	95%
$ y^* < 0.75$	31.55 ± 0.44	68%	58.50 ± 0.60	70%
最小 m_{jj}	29.19 ± 0.43	93%	49.57 ± 0.56	85%
b -标定	2.43 ± 0.12	8.3%	4.52 ± 0.16	9.1%

5.3 b -标定

5.3.1 b -标定工作点的选择

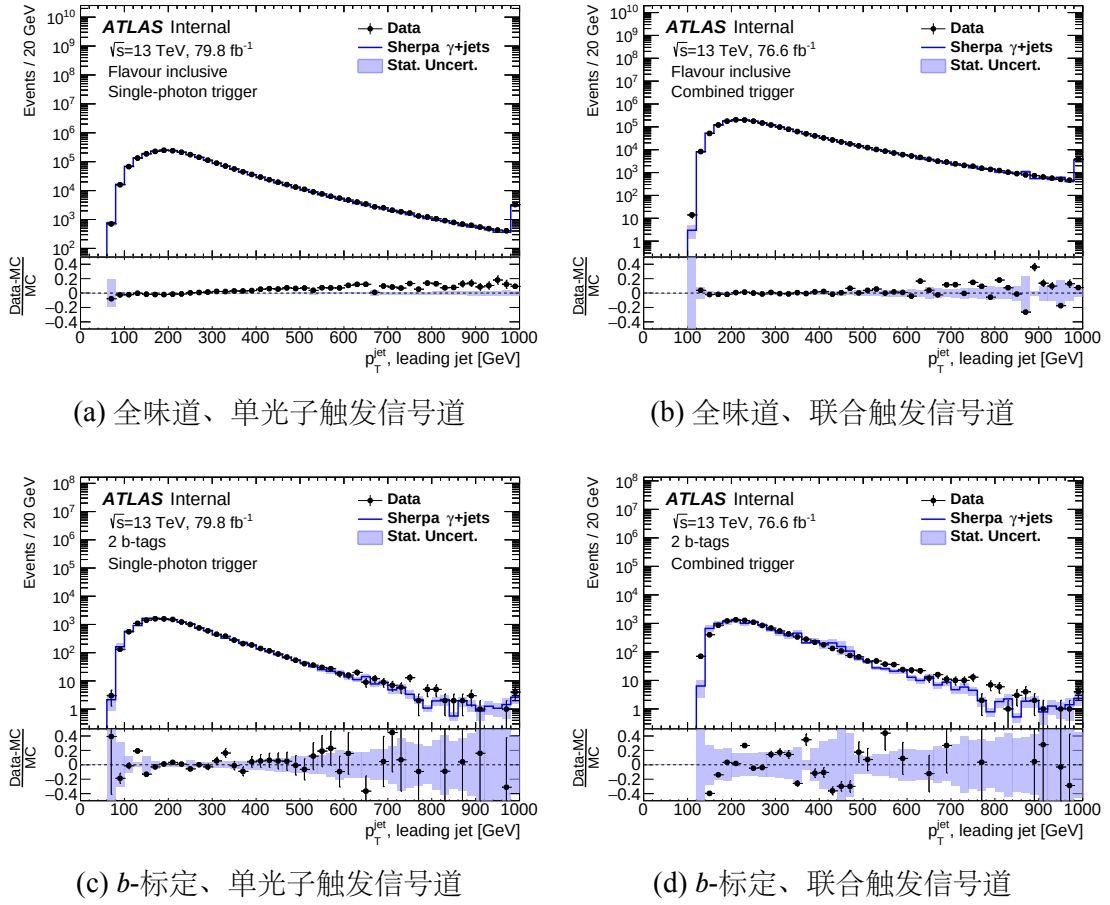
分析开始时, 可供选择的高阶 b -jet 标定算法有 6 种: MV2c10, MV2c10mu, MV2c10rnn, DL1, DL1mu 和 DL1rnn。MV2 和 DL1 b -jet 标定算法在 4.2.3 节介绍过, 后缀“c10”表明 MV2 算法 BDT 进行训练时本底样本 c -jet 占比 10%, 后缀“mu”指 MV2 和 DL1 在训练 BDT 和神经网络时包括了另一种低阶 b -jet 标定算法 SMT (Soft Muon Tagger) 的输出信息, 而后缀“rnn”指 BDT 和 DL1 神经网络同时考虑了 SMT 和另一种基于影响参数的循环神经网络 b -jet 标定器 (RNNIP) 的输出。每一种高阶 b -jet 标定算法又提供了 8 个工作点, 分别是固定 (fixed) 或混合 (hybrid) 的 60%、70%、77%、85% b -jet 标定效率工作点。所谓固定的工作点就是对 b -jet 标定算法的判别变量固定一个阈值, 喷注的判别变量得分高于阈值才被标定为 b -jet, 工作点就是选择不同的阈值使得 b -jet 标定效率达到期望的值。不过正如从图 4.12(a) 看到的, b -jet 标定效率会随着喷注横动量提高而改变。所以, 混合工作点在喷注低横动量区域固定判别变量的阈值, 而高横动量区域采用浮动的阈值来保证 b -jet 标定效率的稳定。 b -标定信号道的分析需要从如此多的 b -jet 标定算法和工作点挑选


 图 5.6 数据和 MC 模拟的领头光子 E_T 比较

出最优的加以应用，比较的依据是信号显著度^[109]：

$$Z = \sqrt{\sum_{i^{\text{th}} \text{ bin}} 2 \left[(s_i + b_i) \log \left(1 + \frac{s_i}{b_i} \right) - s_i \right]}, \quad (5.2)$$

s_i 和 b_i 分别是信号和本底的不变量谱的每一个直方图柱条 (bin) 的事例数。图5.9比较了应用 MV2c10 的不同混合工作点得到的不同 g_{SM} 和质量的 Z' 信号显著度。可以看出，70% 和 77% 混合工作点的表现相当且最好。而为了获得更高的 b -标定喷注信号道统计量，应该选择 77% 工作点。图5.10比较 DL1 的不同固定工作点的表现。通过对 6 种标定算法的所有工作点的检查，发现对于所有标定算法的混合和固定工作点，77% 工作点都是最优选择。于是，下一步比较了不同标定算法在 77% 工作点的表现，如图5.11和图5.12所示。清楚地看见，对于所有的信号，DL1mn 都给出最高的信号显著度。但是，2018 年最终被 ATLAS 味道标定组 (flavour tagging group) 进行刻度和支持的 b -jet 标定算法只有 MV2c10 和 DL1，而在本分析中 DL1 给出的信号显著度高于 MV2c10，所以最终的 b -jet 标定工作点在 DL1 固定 77% 工作点和 DL1 混合 77% 工作点中选择。由于它们对于分析的灵敏

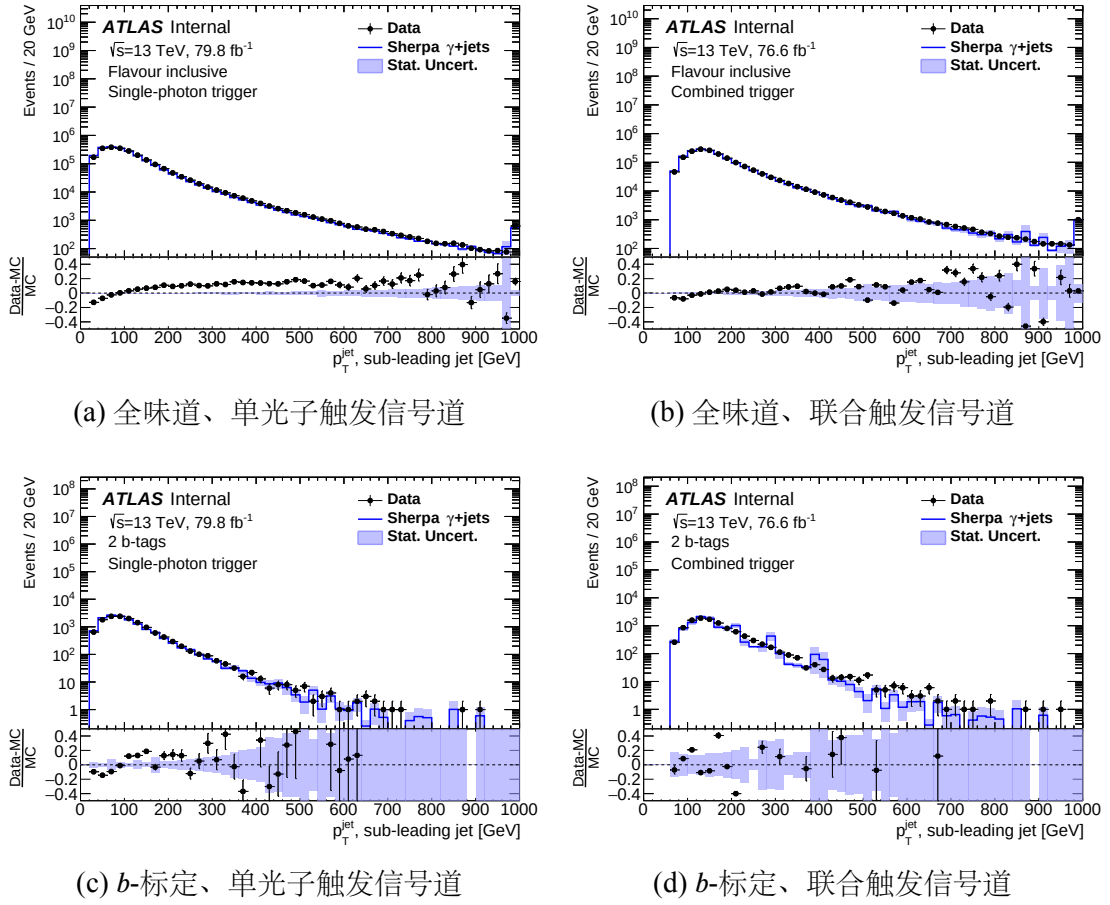

 图 5.7 数据和 MC 模拟的领头喷注 p_T 比较

度提高差异不大，选择的标准是哪一个工作点对标定后的不变质量谱光滑性破坏更小。

本分析需要用光滑函数拟合被标定的不变质量谱来估计本底， b -标定的效率随双喷注不变质量的变化必须足够光滑，因为 b -标定效率的剧烈改变会导致对不变质量谱的拟合更加困难，甚至可能捏造出假的信号。图5.13比较了 DL1 固定的和混合的 77% 工作点 b -jet 标定效率随领头喷注和次领头喷注横动量的变化。混合 77% 工作点的 b -jet 标定效率和 c -jet 误标定率在低 p_T 的区域都有明显的起伏，而固定 77% 工作点的 $light$ -jet 误标定率在低 p_T 的区域变化较大。鉴于 $light$ -jet 误标定率很小，对最终 b -标定的不变质量谱贡献不大，最安全的选择应该是 DL1 固定 77% 工作点。

5.3.2 b -标定对不变质量谱拟合的影响

为了进一步检验图5.13中出现的 b -标定效率随喷注 p_T 的变化是否会对不变质量谱拟合造成问题，可以利用重赋权的方法灵活地产生任意 b -标定效率分布得到


 图 5.8 数据和 MC 模拟的次领头喷注 p_T 比较

的标定不变质量谱，然后对其进行拟合，检查是否造成了假信号。重赋权方法的步骤如下：

- (1) 将本底的 MC 事例划分为 9 个 3 维直方图，直方图的 3 个维度是双喷注不变质量 m_{jj} 、领头喷注的横动量 p_T^{j1} 和次领头喷注的横动量 p_T^{j2} 。为了使重赋权得到的 b -标定不变质量谱更准确，每个维度的柱条都较窄。 m_{jj} 的柱条宽 5 GeV， p_T^{j1} 和 p_T^{j2} 每个柱条宽 10 GeV，每个维度范围都是 [0, 2 TeV]。之所以划分为 9 个直方图，是由于领头喷注和次领头喷注的真实味道都可能为 b 、 c 或 $light$ ，这 3 种喷注的 b -标定效率都不一样。
- (2) 确定 b 、 c 和 $light$ 喷注 b -标定效率和喷注 p_T 的函数关系，这里的函数是任意形式的。可以设置 b -标定效率和图 5.13 具有同等幅度的起伏来研究实际的 b -jet 标定算法效率随喷注 p_T 的起伏是否会造成假信号。
- (3) 根据式(5.3)，以设定的 b -标定效率对 9 个直方图重赋权来获得 b -标定不变质量谱。 $N(m_{jj})$ 是 b -标定不变质量谱柱条 m_{jj} 处的事例数， $N_{mn}(m_{jj}, p_T^{j1}, p_T^{j2})$ 是领头喷注的真实味道为 m 且次领头喷注的真实味道

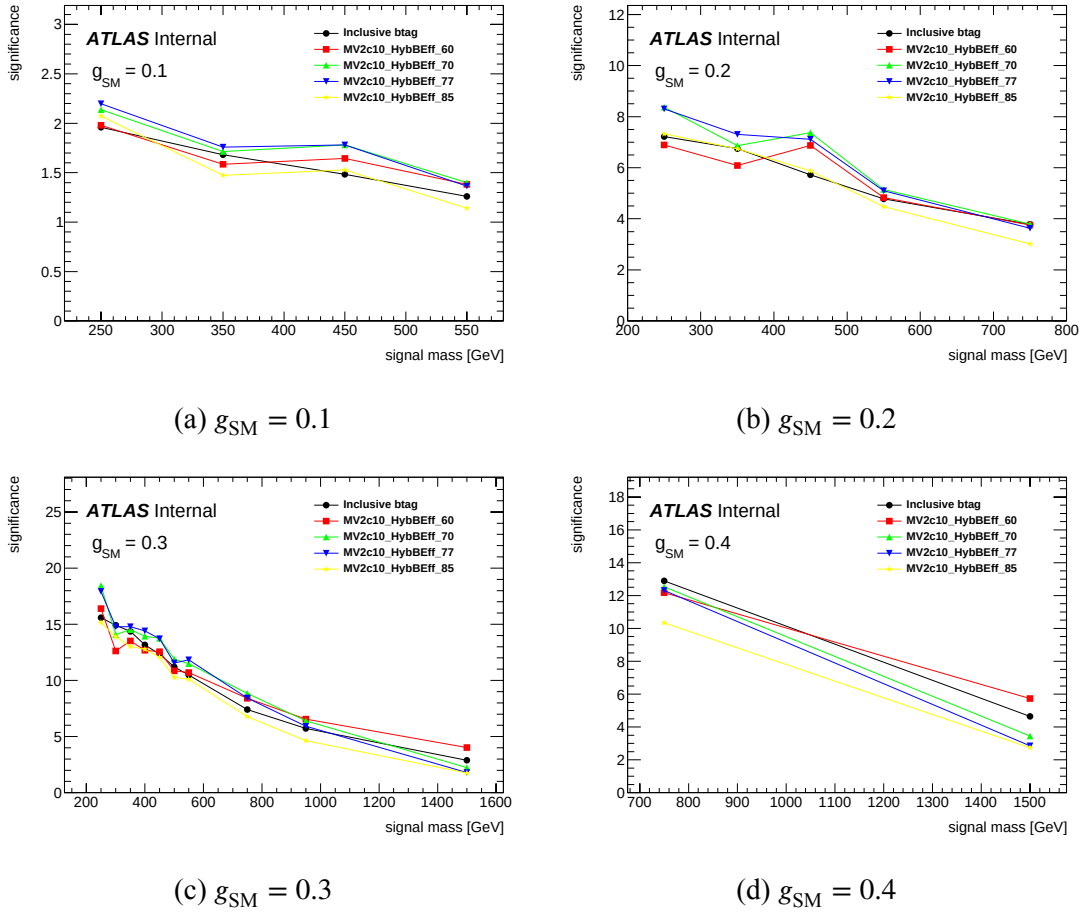


图 5.9 MV2c10 不同混合工作点的信号显著度

为 n 的直方图在柱条 $(m_{jj}, p_T^{j1}, p_T^{j2})$ 处的事例数, ϵ_n 和 ϵ_m 就是之前设定的 b -标定效率, 它们是喷注 p_T 的函数。

$$N(m_{jj}) = \sum_{\substack{m=b,c,l \\ n=b,c,l}} \int N_{mn}(m_{jj}, p_T^{j1}, p_T^{j2}) \times \epsilon_m(p_T^{j1}) \times \epsilon_n(p_T^{j2}) dp_T^{j1} dp_T^{j2}. \quad (5.3)$$

对得到的 b -标定不变质量谱需要通过拟合来确定是否存在细微的结构导致拟合失败或者假信号。随着统计量的增加, 实验上已经发现 m_{jj} 分布展现了越来越精细的结构, 导致无法用一个光滑函数大范围地拟合整个质量谱, 所以 5.4 节描述了分析中真正使用的更复杂的拟合算法 SWiFt。本节的研究并没有使用 SWiFt 进行拟合, 在 3 个不同的质量区间 (160 GeV, 300 GeV)、(300 GeV, 700 GeV) 和 (700 GeV, 1200 GeV) 中分别进行拟合已经足够。式(5.4)是拟合所用的函数, 其中 $x = m_{jj}/\sqrt{s}$, p_i 是拟合参数:

$$f(x) = p_1(1-x)^{p_2} x^{p_3+p_4 \ln x}. \quad (5.4)$$

首先设定 b , c 和 light 喷注 b -标定效率都是恒定的 (图 5.14(a)), 这时通过重

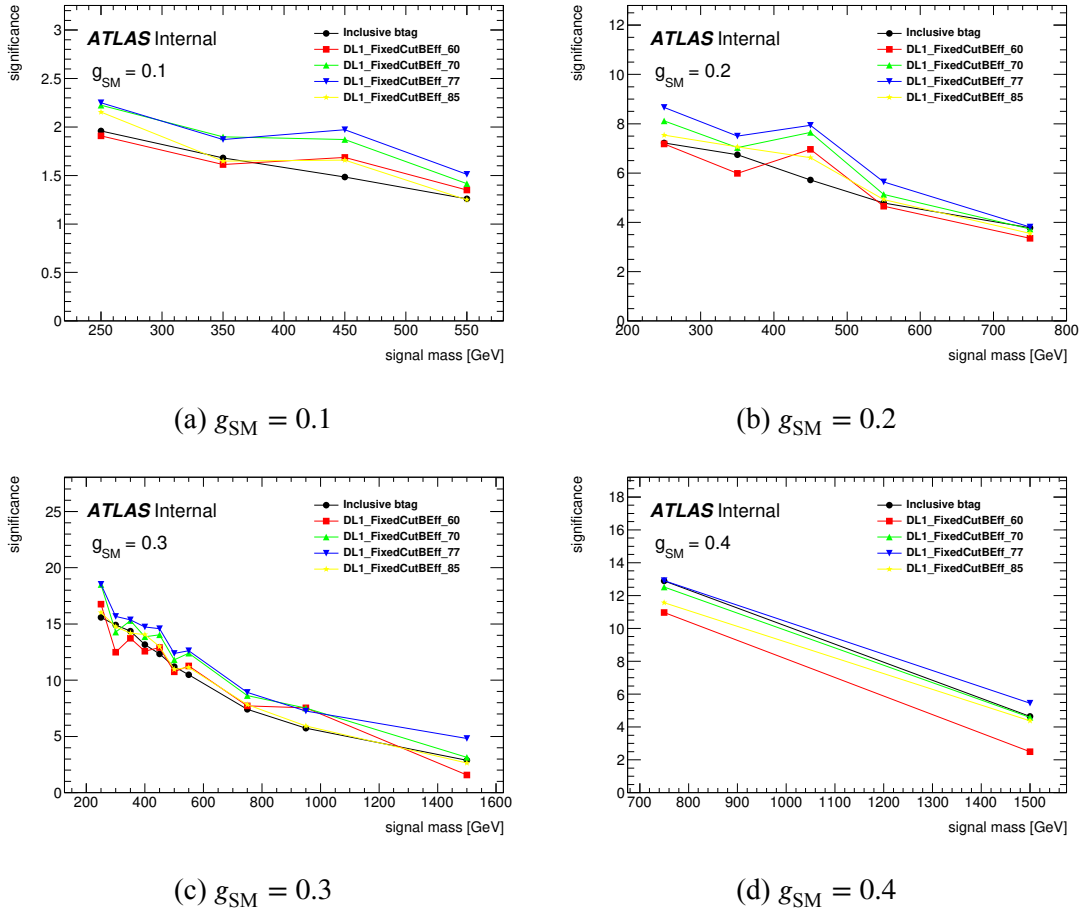


图 5.10 DL1 不同固定工作点的信号显著度

赋权得到的 b -标定不变质量谱的确是光滑的，没有任何细微的结构影响拟合，如图 5.14(b) 所示。5.14(b) 下方的直方图表明每一个 m_{jj} 柱条中 MC 事例数相对于拟合值根据泊松分布计算出的高斯信号显著度，MC 事例数少于拟合值时为负^[110]，MC 与拟合的偏差都在统计涨落内。恒定的 b -标定效率的拟合结果构成了研究其他标定效率情形的基准。图 5.14(c) 设定的 light 喷注标定效率随 p_T 的变化幅度和 DL1 固定 77% 工作点类似，而 b 和 c 喷注的标定效率变化比实际的 DL1 固定 77% 工作点更夸张，拟合结果（图 5.14(d)）表明如此幅度的 b -标定效率变化不会显著影响对 b -标定不变质量谱的拟合。而若 c -jet 标定效率变化幅度达到 DL1 混合 77% 工作点的程度（图 5.14(e)）， b -标定的 m_{jj} 在 300 GeV 以下就会被捏造出假信号，如图 5.14(f) 所示。所以，最终对 b -标定的数据拟合，使用 DL1 固定 77% 工作点是更加安全的选择。

5.4 本底估计

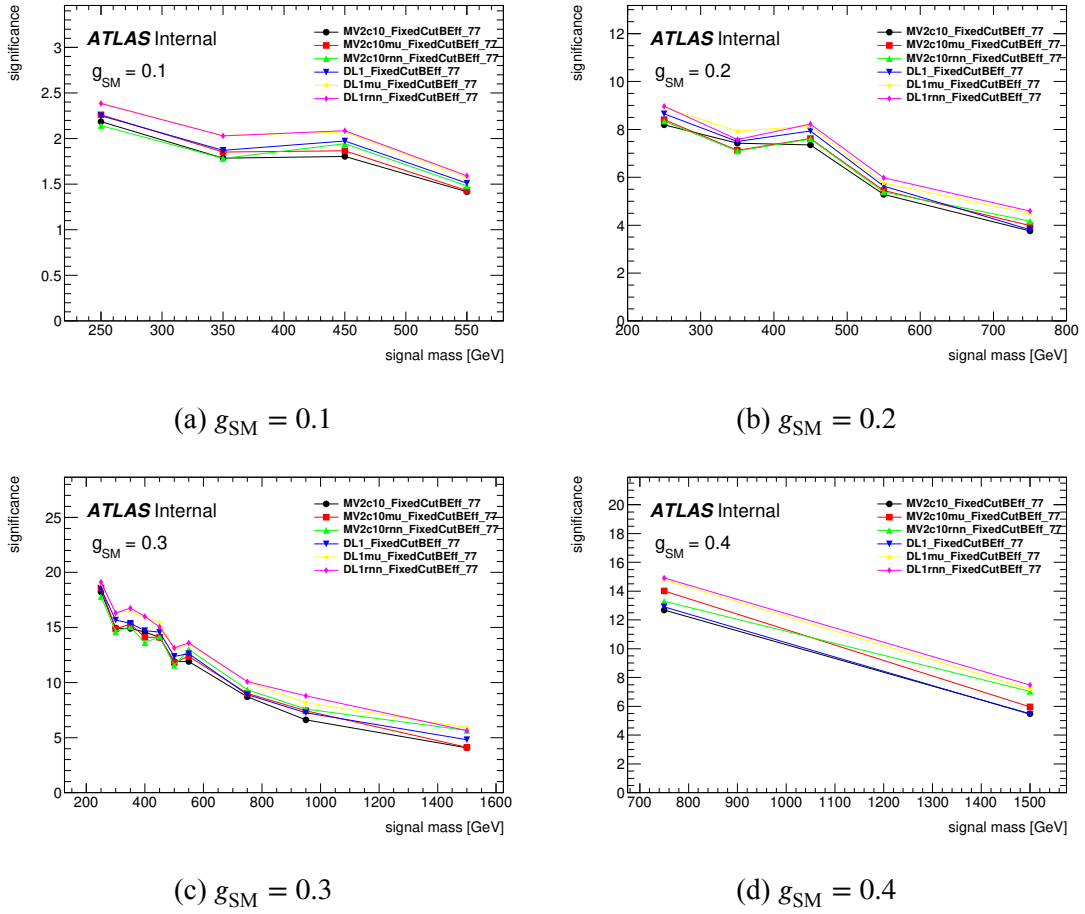


图 5.11 6 种标定算法在固定 77% 工作点的信号显著度

5.4.1 统计基础

由于 QCD 过程中存在非微扰效应，MC 的模拟不够准确，而且多喷注事例的截面很大，MC 模拟的统计量远远小于数据。所以，数据的双喷注不变质量谱中的标准模型贡献，即本分析的本底，是用光滑函数直接拟合数据的双喷注不变质量谱估计的。本分析通过拟合数据得到的本底 f_b 代表了标准模型的双喷注不变质量谱，可以作为纯本底假设或零假设 H_0 。如果不存在新物理，观测到的数据应该是围绕 f_b 在统计涨落范围内的分布，定量地研究观测数据是 f_b 统计涨落造成的概率需要进行统计分析。

统计学一向存在两种派别：频率论和贝叶斯法，它们对概率有着不同的哲学理解和解释。频率论认为概率是某一事件发生频率在实验进行无穷次时的极限，而贝叶斯法把概率视为可信度的代名词。假设模型中存在一个未知的参数，为了研究这个参数进行了多次实验，得到了一批实验结果。频率论认为模型的未知参数有一个确定的真值，根据实验结果估计出的参数就反映了真值。当实验重复次数趋于无穷时，估计参数也就趋于参数真值。而贝叶斯法认为模型的参数根本不是

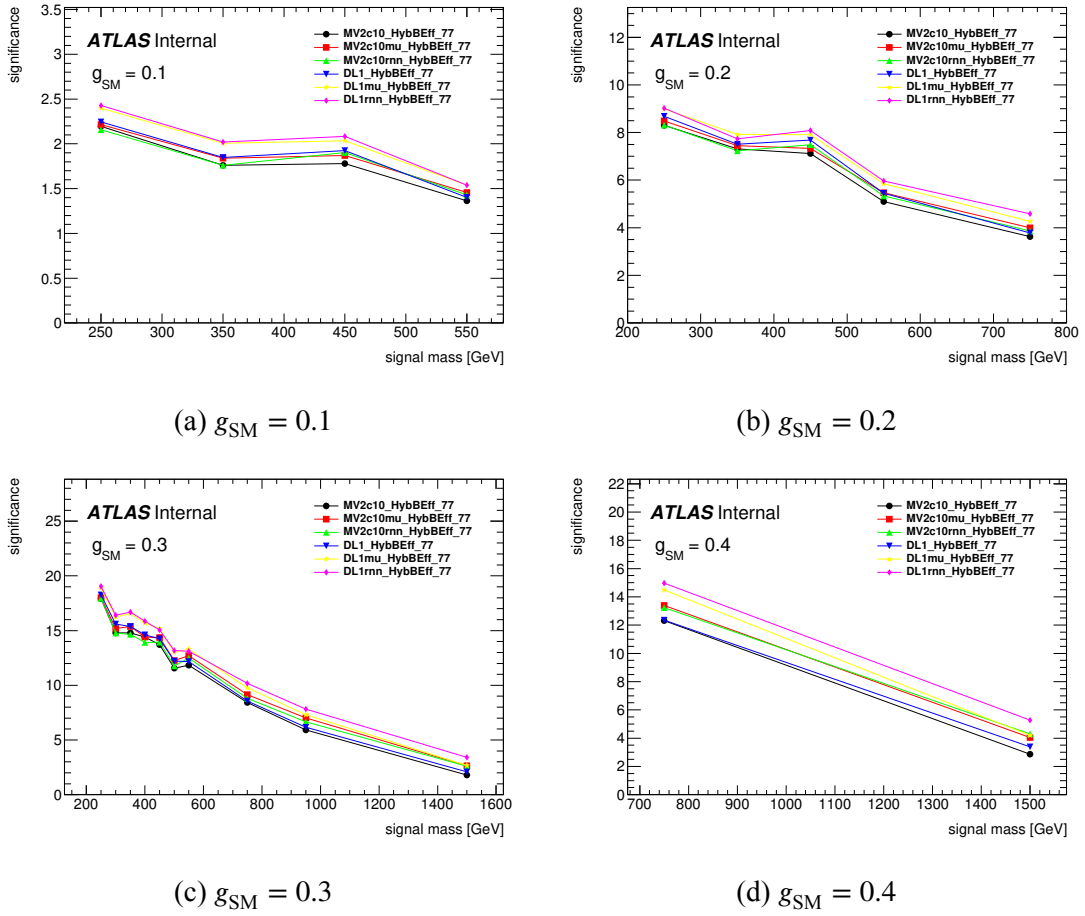
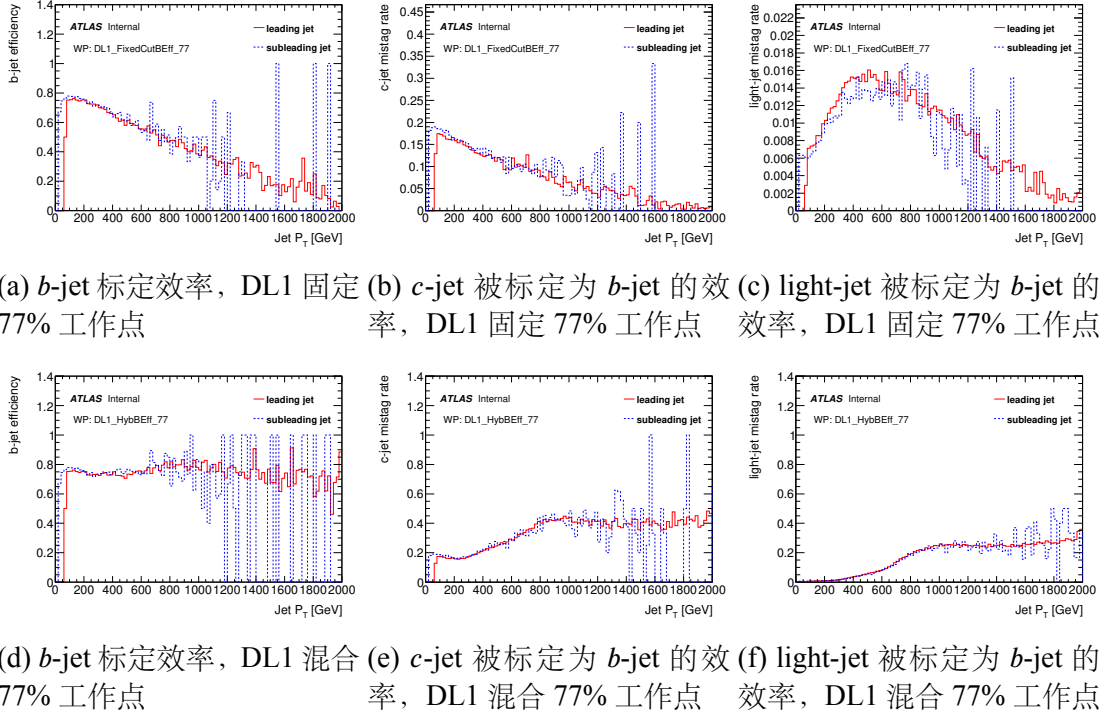


图 5.12 6 种标定算法在混合 77% 工作点的信号显著度

一个确定的值，也是一个随机变量，只有实验结果才是真实可靠的，实验结果可以揭示模型参数的概率分布。所以贝叶斯法需要先给定参数的先验概率分布，根据实验结果对先验概率分布进行校正，即利用贝叶斯公式计算后验概率分布。由于贝叶斯法需要主观地假定先验信息，频率论往往被认为更加客观，因而更广泛地被用于高能物理实验。但很多时候二者都能给出类似的结果，而且在数学上都是合法的，故都可以作为 ATLAS 统计分析的基础。所以，针对不同的问题可以选择不同的方法来进行统计分析。本分析在搜寻阶段使用频率论，而设置上限时使用贝叶斯法。

频率论在定量判断样本数据是否支持某一假设时，比如定量衡量实验结果和纯本底假设 H_0 间的符合程度，需要找到一个合适的检验统计量 T 。若 T 越大表示实验结果越背离 H_0 ，则为右侧检验；反之则为左侧检验；若 T 偏大或偏小都否定 H_0 ，则为双侧检验。有时候 T 的分布可以直接解析地计算出来，而对于某些复杂的情况则无法解析地得到 T 的分布。这时可以通过重复 N 次实验，每次实验得到一个 T 值，当 N 足够大时， T 的分布就会逐渐显现出来。一旦知道了 T 的分布，


 图 5.13 各种喷注被标定为 b -jet 的效率随喷注横动量的变化

对于某次实验对应的 T_0 , 可以赋予其 p -值来更清楚地表明实验结果和 H_0 的符合程度, 比如对于右侧检验:

$$p = P(T \geq T_0 | H_0). \quad (5.5)$$

即, 在 H_0 假设下, p -值就是 $T \geq T_0$ 发生的频率, p -值越小就越否定 H_0 。高能物理实验往往将 p -值换算成标准正态分布的 z -值:

$$p = \int_z^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx. \quad (5.6)$$

高能物理宣称一项新发现要求 $z \geq 5$, 即“ 5σ ”标准, 对应于 p -值为 3×10^{-7} 。

本分析用来判断拟合函数与数据相符程度的检验统计量是皮尔逊 χ^2 , 其得名于多个服从标准高斯分布的独立样本平方之和服从 χ^2 分布。当双喷注不变质量直方图每个柱条的事例数大于 5 个时, 泊松分布近似于高斯分布, 可以定义检验统计量:

$$\chi^2 = \sum_{i^{\text{th}} \text{ bin}} \frac{(d_i - b_i)^2}{b_i}. \quad (5.7)$$

b_i 是第 i 个柱条内通过函数拟合估计的本底事例数, d_i 是观测到的事例数。有时使用约化 χ^2 更加方便。所谓约化 χ^2 就是以拟合自由度数目去除 χ^2 , 拟合自由度数目为 $n - N - 1$, n 是直方图柱条数 (随机变量数目), N 是拟合参数的个数。通过

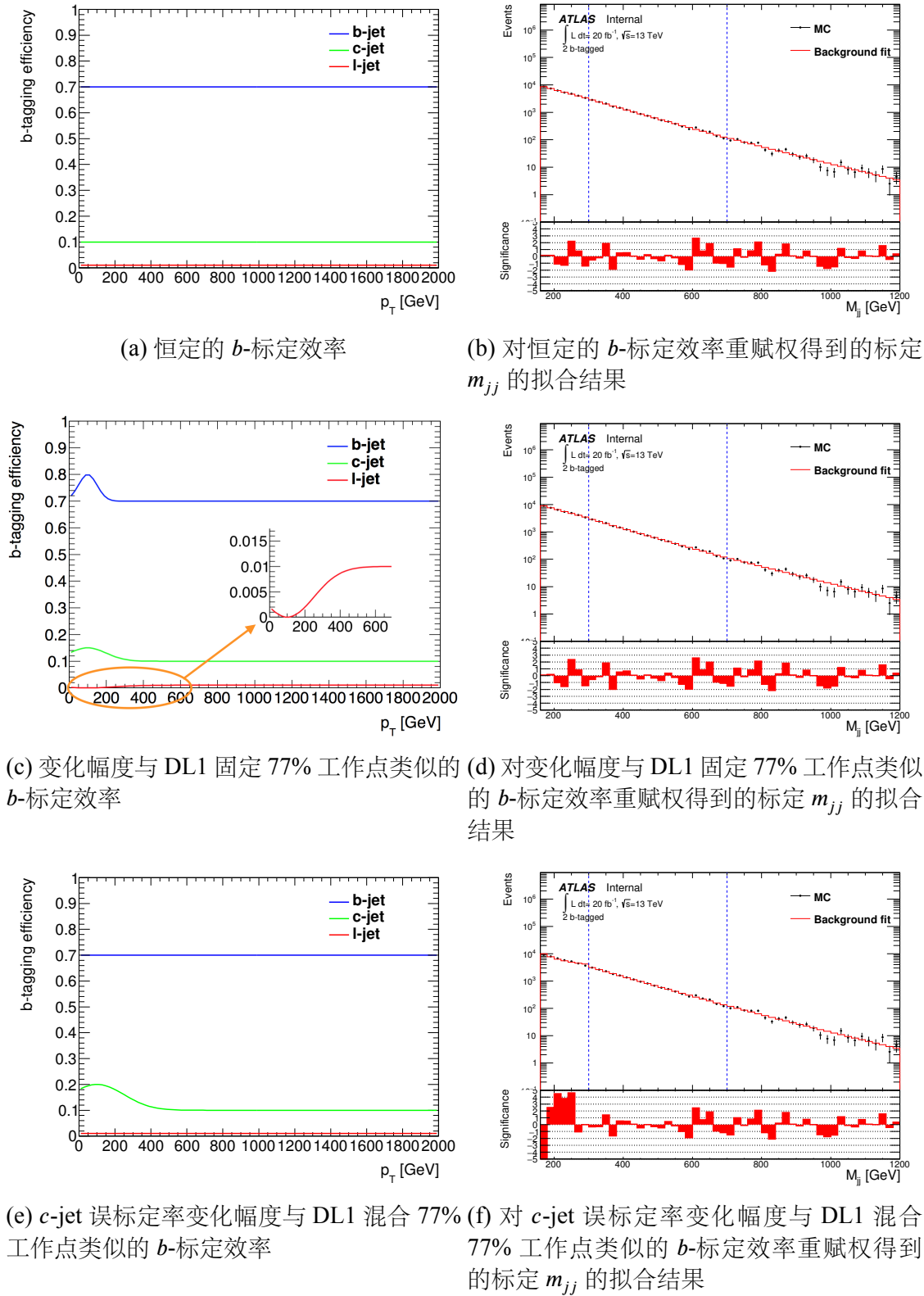


图 5.14 3 种不同的 b -标定效率，以及对根据它们重赋权得到的 b -标定 m_{jj} 的拟合结果

约化 χ^2 的数值可以立刻判断拟合的好坏，越接近 1 表明拟合越好。不过，更准确地应该多次重复实验，得到 χ^2 的分布，确定 χ^2 p -值。

双喷注不变质量谱上如果存在新共振峰，其会表现为相对于估计本底在连续的几个柱条有超出 (excess)。皮尔逊 χ^2 对不变质量谱直方图每一个柱条都是完全独立考虑的，虽然共振峰同样会影响 χ^2 ，显示拟合结果欠佳，但无法帮助定位信号的区间。所以，本分析引入了专门用来寻找超出的 BumpHunter 算法中的检验统计量 t_0 ^[111]。在本分析中，BumpHunter 算法会以从 2 个柱条到半个质量谱宽的窗口在整个质量谱范围寻找最大超出。设窗口包括从第 n_1 到第 n_2 个柱条，窗口内估计的本底事例数 b 和观测事例数 d 为：

$$b = \sum_{i=n_1}^{n_2} b_i, \quad d = \sum_{i=n_1}^{n_2} d_i. \quad (5.8)$$

如果数据中没有信号，那么在窗口内观测事例数应是以本底事例数为期望值的泊松分布。在每个窗口内可以计算：

$$t = \begin{cases} \sum_{n=0}^d \frac{b^n}{n!} e^{-b}, & d < b \\ \sum_{n=d}^{\infty} \frac{b^n}{n!} e^{-b}, & d \geq b \end{cases} \quad (5.9)$$

对于所有可能的窗口尺寸以及可能的窗口位置，可以挑选出最小的 $t_{\min}$ ，也就是定位到观测事例数和本底事例数差异最大的窗口。BumpHunter 的检验统计量就定义为：

$$t_0 = -\log t_{\min}. \quad (5.10)$$

同样，一旦知道了 t_0 的分布，也就可以得到任何一次实验 t_0 对应的 BumpHunter p -值。BumpHunter 无需任何模型的信息，过程十分清晰明了，所以被广泛地使用于超标准模型的寻找。

皮尔逊 χ^2 和 BumpHunter t_0 都是随着数据和拟合本底的不符合程度单调增大的，所以是右侧检验。按照频率论的思想，这两个检验统计量的分布都可以通过赝实验 (pseudo-experiment) 产生。所谓赝实验，就是以拟合数据得到的估计本底作为 H_0 ，对于每一个不变质量谱柱条，以其中的估计本底数为期望值，按泊松分布产生该柱条内赝实验观测事例数。对赝实验产生的 m_{jj} 相对于 H_0 计算皮尔逊 χ^2 和 BumpHunter t_0 ，多次重复产生赝实验，也就获得了检验统计量的分布。通过计算检验统计量大于数据检验统计量 T_0 的赝实验发生的频率就可以得到相应的 p -值。 χ^2 p -值越小，说明拟合结果越差。如果 BumpHunter p -值很小，表明不变质量谱上某个质量区间有明显的超出或不足 (deficiency)。

5.4.2 滑动窗口拟合

CDF、CMS 和 ATLAS 早期的双喷注分析都曾成功地用单一光滑函数拟合整个不变质量谱（全局拟合）^[79,82,86,88,91]。但随着统计量的提高， m_{jj} 分布上更多的结构开始显现，实验上发现有时候不再能够简单地拟合整个 m_{jj} 分布^[92-93]，故转而使用一种更加复杂和灵活的拟合算法——滑动窗口拟合 (Sliding Window Fit, SWiFt)^[112]。

所谓滑动窗口拟合，就是利用比质量谱范围更小的质量窗口，每次只用光滑函数拟合窗口内的一段质量谱，随着窗口的移动，从而使拟合的范围覆盖整个质量谱。滑动窗口拟合最关键的参数就是窗口的半宽度，半宽度是以柱条的数目定义，而不是固定的涵盖的质量范围。这是因为拟合的对象都是不变质量直方图，重建的 m_{jj} 分辨率随着 m_{jj} 增大而增大，为了尽量避免本应落入同一柱条的 m_{jj} 落入不同的柱条， m_{jj} 直方图的柱条宽度也应逐渐增大。随着窗口从低质量向高质量滑动，窗口包括的柱条数目始终不变，但窗口覆盖的质量区间实际上是越来越大的。当窗口以柱条 t 为中心时，对该窗口内不变质量谱拟合得到的函数并不会用来估计整个窗口内的本底，而仅仅用拟合函数的中心来估计窗口中心柱条 t 内的本底。然后，窗口的中心会向高质量区滑动一个柱条，到达柱条 $t+1$ 。以同样半宽度的窗口进行拟合，且也是以新窗口内拟合函数的中心值来估计柱条 $t+1$ 上的本底。以此类推，直到不变质量谱每一个柱条都有了估计的本底。本分析希望尽量下探到未被充分研究的低质量区域，最开始的半宽度范围的柱条无法成为任何窗口的中心，所以这些柱条内的本底就是以第一个窗口内的拟合函数估计的。而 1 TeV 以上的高质量区域已经被其他更灵敏的双喷注分析研究过，本分析只关注 1.1 TeV 以下的质量区域，所以窗口的中心只移动到 1.1 TeV 为止，但窗口依然可以延展到 1.1 TeV 以上。显然，SWiFt 的拟合窗口不能过于小，否则拟合会过于灵活，甚至把信号都拟合掉。

本分析考虑两类光滑函数作为拟合函数：

$$f(x) = p_1 x^{-p_2} e^{-p_3 x - p_4 x^2} \quad (5.11)$$

和

$$f(x) = p_1 (1-x)^{p_2} x^{p_3 + p_4 \ln x + p_5 (\ln x)^2}, \quad (5.12)$$

其中 $x = m_{jj}/\sqrt{s}$ ， p_i 是自由参数。函数(5.12)中 $p_5 = 0$ 的四参数函数和 $p_5 = p_4 = 0$ 的三参数函数也可作为拟合函数。参数估计的方法是基于泊松分布的最大似然估计，调用 MINUIT^[113] 寻找最小值。

5.4.3 ABCD 方法估计 b -标定不变质量谱

为了保证分析的客观性，在正式揭盲拟合数据之前，必须确定拟合数据时的步骤，遇见不同拟合结果的处理流程，以及允许的最小 SWiFt 窗口等。确定这些揭盲程序需要用到 MC 本底样本，但对于 Run-2 数据，多喷注事例的 MC 统计量远低于对撞数据，对 MC 拟合成功不能保证拟合数据同样成功，但低统计量的 MC 拟合失败就暗示着数据拟合的失败。本分析上一轮对约 15 fb^{-1} 的 2015 年和 2016 年部分数据的研究已经表明：在 15 fb^{-1} 积分亮度的统计量下，没有信号；即使存在信号，也会被淹没在统计涨落之中，该统计量的数据对信号不灵敏^[114]。为了有比 MC 更多统计量的样本来确定揭盲程序的更多细节，本分析用了 2016 年 B, C, E, G 和 K 周期大约 14.5 fb^{-1} 的数据模拟了拟合流程。但是在上一轮分析中， b -标定信号道没有被研究过，还是盲的，不可以直接用于揭盲前的研究。因此，本分析使用了通过对全味道信号道不变质量谱重赋权的 ABCD 方法来估计 b -标定信号道的不变质量谱。

ABCD 方法用到的事例区域划分如下：

- (1) 区域 A: $|y^*| < 0.75$ ，领头喷注和次领头喷注都被标定为 b -jet
- (2) 区域 B: $|y^*| > 0.75$
 - 1) 区域 B1: 领头喷注被标定为 b -jet
 - 2) 区域 B2: 领头喷注和次领头喷注都被标定为 b -jet
- (3) 区域 C: $|y^*| < 0.75$ ，全味道喷注
- (4) 区域 D: $|y^*| > 0.75$ ，全味道喷注

区域 A 是信号区，可以通过区域 B 和 D 来导出 b -标定的效率，然后作用到区域 C 来估计区域 A 的事例。由于 b -标定的表现随喷注 p_T 和 η 变化，导出的 b -标定效率是以二者为维度的二维直方图。为避免双喷注事例中两个喷注味道的关联性，我们对领头喷注 (j1) 导出独立效率，而对次领头喷注 (j2) 导出条件效率。独立效率意味着仅仅要求领头喷注是被标定为 b -jet，所以独立效率 $\epsilon_{j1, \text{independent}}$ 为：

$$\epsilon_{j1, \text{independent}}(p_T(j1), \eta(j1)) = \frac{N_{B1}(p_T(j1), \eta(j1))}{N_D(p_T(j1), \eta(j1))}, \quad (5.13)$$

其中 $N_{B1}(p_T(j1), \eta(j1))$ 和 $N_D(p_T(j1), \eta(j1))$ 是区域 B1 和区域 D 中柱条 $(p_T(j1), \eta(j1))$ 中的事例数。次领头喷注的条件概率就定义为在领头喷注是被标定为 b -jet 的条件下领头喷注和次领头喷注都被标定为 b -jet 的概率：

$$\epsilon_{j2, \text{conditional}}(p_T(j2), \eta(j2)) = \frac{N_{B2}(p_T(j2), \eta(j2))}{N_{B1}(p_T(j2), \eta(j2))}. \quad (5.14)$$

所以领头喷注和次领头喷注都被标定为 b -jet 的概率就是：

$$\epsilon(p_T(j1), \eta(j1), p_T(j2), \eta(j2)) = \epsilon_{j1, \text{independent}}(p_T(j1), \eta(j1)) \times \epsilon_{j2, \text{conditional}}(p_T(j2), \eta(j2)). \quad (5.15)$$

ABCD 方法一般要求划分区域两个变量是没有关联性的，而 $|y^*|$ 和 b -标定实际上存在一些关联性。这种关联性破坏了 ABCD 估计的效果，需要引入一些修正因子。由于 b -标定的表现依赖于两个喷注的 p_T 和 η ，总共可以引入 4 个修正因子。不过研究发现只有对领头喷注 p_T 的修正因子效果最明显，所以最终只引入了一个修正因子。图 5.15 比较了领头喷注 p_T 在被 b -标定前后分布的变化在 $|y^*| < 0.75$ 和 $|y^*| > 0.75$ 时的不同，这反映了 b -标定和 $|y^*|$ 某种程度的关联性。去除这种关联性的修正因子为：

$$f(p_T(j1)) = \frac{f_{2 \text{ b-tags}}(p_T(j1))}{f_{\text{incl}}(p_T(j1))}. \quad (5.16)$$

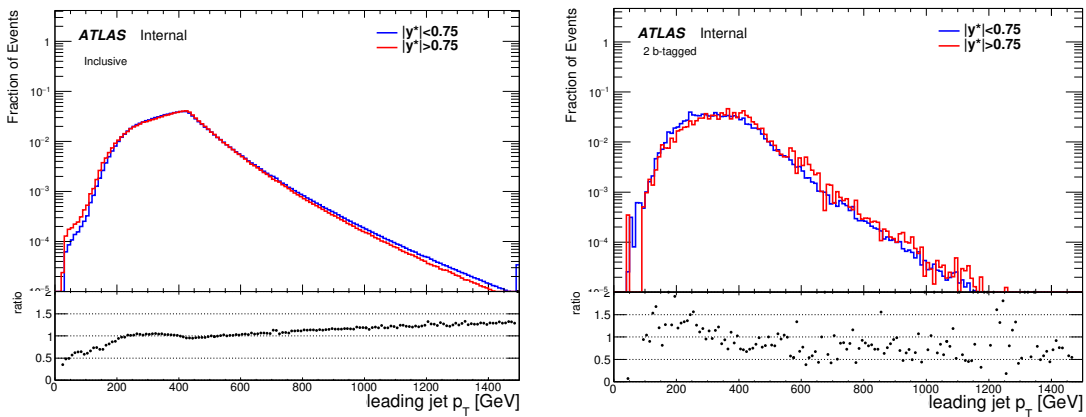
f_{incl} 是区域 C 和区域 D 中领头喷注 p_T 分布的比值：

$$f_{\text{incl}}(p_T(j1)) = \frac{N_{\text{incl}, |y^*| < 0.75}(p_T(j1))}{N_{\text{incl}, |y^*| > 0.75}(p_T(j1))}, \quad (5.17)$$

$N_{\text{incl}, |y^*| < 0.75}$ 和 $N_{\text{incl}, |y^*| > 0.75}$ 是图 5.15(a) 中相应直方图柱条 $p_T(j1)$ 的事例数。同理，

$$f_{2 \text{ b-tags}}(p_T(j1)) = \frac{N_{2 \text{ b-tags}, |y^*| < 0.75}(p_T(j1))}{N_{2 \text{ b-tags}, |y^*| > 0.75}(p_T(j1))}, \quad (5.18)$$

$N_{2 \text{ b-tags}, |y^*| < 0.75}$ 和 $N_{2 \text{ b-tags}, |y^*| > 0.75}$ 是图 5.15(b) 中相应直方图柱条 $p_T(j1)$ 的事例数。最终的 b -标定效率(5.15)需要乘上 $f(p_T(j1))$ 作为修正。



(a) 区域 C 和 D 中领头喷注 p_T

(b) 区域 A 和 B 中领头喷注 p_T

图 5.15 领头喷注 p_T 分布在 4 种区域的对比，已全部归一化

在应用 ABCD 方法前，需要做闭合测试 (closure test)，利用的是 Sherpa 产生的

本底样本。图5.16(a)是用 DL1 固定 77% 工作点做 b -标定的 ABCD 方法闭合测试的结果。ABCD 估计出的 b -标定 m_{jj} 分布在 600 GeV 以上和 MC 样本在区域 A 中的 m_{jj} 分布产生了偏离，这是 DL1 固定 77% 工作点在高横动量区域效率显著下降造成 b -标定信号道 MC 统计量更加缺乏导致的（图5.13(a)）。如果使用在高横动量区域 b -标定效率依然比较稳定的混合 77% 工作点，闭合结果要更好，如图5.16(b)。

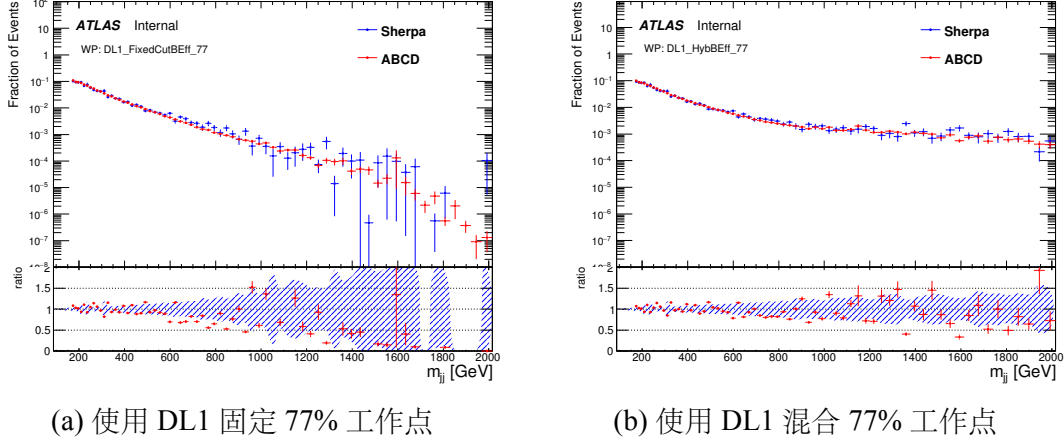


图 5.16 ABCD 方法对 Sherpa 模拟的本底样本进行的闭合测试，“Sherpa”是落入区域 A 中的 MC 样本 m_{jj} ，“ABCD”是 ABCD 方法估计出的区域 A 中的 m_{jj}

由于 ABCD 方法对于 DL1 固定 77% 工作点在大质量区域闭合不好，对用 ABCD 方法从 2016 年 14.5 fb^{-1} 的数据估计出的 b -标定不变质量谱拟合只能截止在 800 GeV（单光子触发信号道）和 1 TeV（联合触发信号道）才能成功。这只是在揭盲前用来研究揭盲程序的，正式拟合全部数据时并没有这种限制。

对 MC 样本和 14.5 fb^{-1} 数据的拟合结果表明对 4 个信号道都可以用多种函数成功地拟合，有的用全局拟合都可以成功，而有时候必须使用 SWiFt。

5.4.4 信号注入测试

对于直接拟合数据来估计本底，必须要保证：如果存在显著的信号，拟合程序必须能够定位到信号，而不会把信号拟合掉；而对于微弱的、类似于统计涨落的信号，估计的本底则不能过分地被其影响。为定量地研究我们的本底估计程序是否存在这样的稳定性，我们向 MC 本底中注入了不同强度的高斯型信号。此研究中的本底是用拟合 14.5 fb^{-1} 数据得到的估计本底产生赝实验得到的，产生赝实验的统计量和全部的数据统计量等价。用 SWiFt 以不同半宽度分别拟合注入信号的赝实验 m_{jj} 分布和没有注入信号的赝实验 m_{jj} 分布，通过比较它们的差异来评估拟合的稳定性。图5.17展示了把 550 GeV 高斯型信号注入到全味道、联合触发信号道的赝实验 m_{jj} 的测试结果。这里注入了两种不同强度的信号，一种信号强度

使得 BumpHunter 刚好达到在拟合中排除信号所在质量区间的阈值，另一种信号强度稍弱一点，使得 BumpHunter 刚好不会在拟合中排除信号所在质量区间。图中最上边的部分是注入这两种信号后估计出的本底和拟合没有注入信号的赝实验估计出的本底的比值，灰色的虚线分别表示围绕没有注入信号的赝实验估计出的本底的 1σ 、 2σ 和 3σ 统计涨落，比值落在 3σ 范围内就认为拟合是稳定的。图的下边两部分是赝实验数据在每个柱条内相对 3 种估计出的本底按照泊松分布计算出的信号显著度。可以看出，在注入了会被 BumpHunter 排除出拟合范围的信号后，仅用非信号区 m_{jj} 进行拟合估计的本底和没有信号时基本一致，最终被 BumpHunter 找到的最大超出（竖线中间的区域）也确实位于注入信号的位置。而注入了不会被 BumpHunter 排除出拟合范围的信号后，拟合也基本没有被注入信号所改变，基于此估计本底，注入的信号也被定位到。

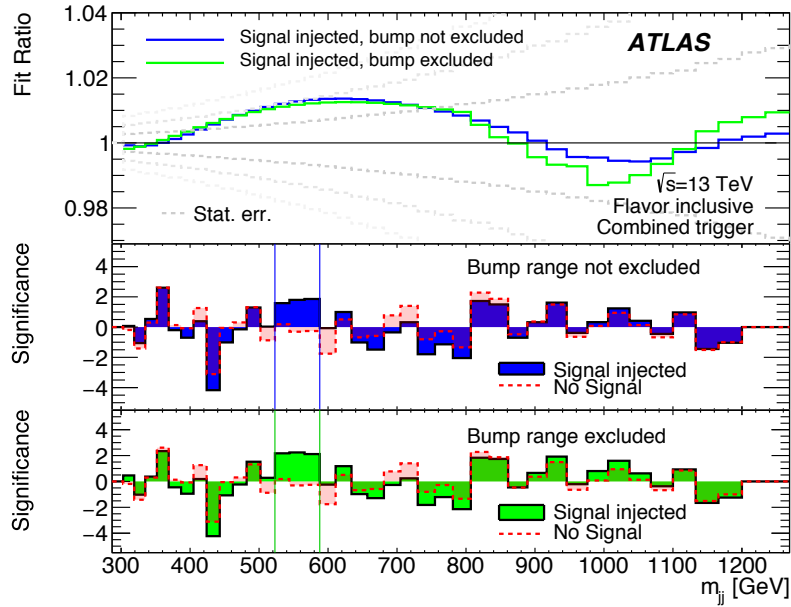


图 5.17 信号注入测试结果，注入了 550 GeV 高斯型信号到全味道、联合触发信号道的赝实验 m_{jj} [115]

本分析对单光子触发和联合触发的全味道信号道都进行了相同的研究，注入的信号考虑了 250 GeV - 1100 GeV 的不同质量，信号高斯宽度包括 7%、10% 和 15%，尝试了 SWiFt 窗口半宽度从 22 个柱条到 12 个柱条。最终的结果表明只要 SWiFt 窗口不小于 14 个柱条，拟合过程是比较稳定和可靠的。 b -标定信号道由于没有揭盲且 MC 统计量不够，没有进行信号注入测试。不过 b -标定信号道数据统计量更低，正式拟合全部数据时应该更为容易。

5.4.5 揭盲程序

根据对 MC 和 14.5 fb^{-1} 数据的拟合结果，正式拟合全部数据的程序已经可以确定：

- (1) 用式(5.11)和式(5.12)的 4 种函数分别对数据尝试进行全局拟合，
 - 1) 如果 $\chi^2 p$ -值大于 0.05，那么该光滑函数可以很好地描述数据，下一步用 BumpHunter 算法寻找超出。若 BumpHunter p -值小于 0.01，则 BumpHunter 锁定的质量区间可能存在信号，需要检查系统误差、刻度等进一步确认；否则该函数的拟合成功结束。
 - 2) 如果 $\chi^2 p$ -值不大于 0.05，也是检查 BumpHunter p -值是否小于 0.01。是的话可能是信号影响了拟合，需要将 BumpHunter 定位的质量区间从拟合范围内排除，重新进行拟合。再次检查 $\chi^2 p$ -值和 BumpHunter p -值。如果此时 $\chi^2 p$ -值大于 0.05 而 BumpHunter p -值小于阈值，那么排除窗口内可能存在信号且是信号造成初始的拟合 $\chi^2 p$ -值的问题；否则就是数据不能被很好拟合，拟合失败。
- (2) 如果未发现可能的信号，要求至少有 2 个函数能够很好地拟合数据（ $\chi^2 p$ -值大于 0.05），否则将对全局拟合失败的函数使用 SWiFt。SWiFt 窗口从半个质量谱柱条数目开始，若拟合失败则将窗口半宽度减少一个柱条重复拟合过程。若已经少于 2 个函数能够以 14 个及以上柱条半宽度的 SWiFt 窗口拟合数据，意味着已经无法对现有的不变质量谱很好地拟合。这可能是触发条件对喷注 p_T 的要求导致最低质量柱条还存在扭曲，只能放弃最低质量区间，将拟合范围从最低质量提高一个柱条。
- (3) 若起始拟合质量被调节到设定阈值还不存在至少 2 个函数用 SWiFt 拟合成功，则宣告对该信号道拟合失败，分析将抛弃此信号道。

最终， $\chi^2 p$ -值最大的拟合函数作为数据的主要本底估计，而可以拟合成功但 $\chi^2 p$ -值最小（仍大于 0.05）的拟合函数作为替代本底估计，它们之间的差异是一项系统误差。

5.5 搜寻阶段的结果

图5.18和图5.19是按照揭盲程序对全部数据在全味道和 b -标定信号道的双喷注不变质量谱拟合的结果，更详细的拟合信息总结在表5.6中。对数据在 4 个信号道中的质量谱，都无法成功地进行全局拟合，根据揭盲程序转用了 SWiFt。单光子触发和联合触发信号道最初拟合的最低质量分别是 169 GeV 和 303 GeV，排除了触发条件对低质量 m_{jj} 产生扭曲的区域。但在联合触发信号道中，不存在至少

2 个拟合函数以大于 14 个柱条半宽度的 SWiFt 窗口成功拟合 m_{jj} ，这是由于低质量区域还是存在触发条件筛选喷注 p_T 造成的剩余扭曲，所以按揭盲程序调高了联合触发信号道拟合的最低质量，最终的拟合起点调整为 335 GeV。在 4 个信号道中， χ^2 p -值都大于 0.05，表明拟合后的函数与数据十分符合。BumpHunter p -值都大于 0.60，远大于阈值 0.01，所以在数据的双喷注不变质量谱中没有观测到新的共振峰。

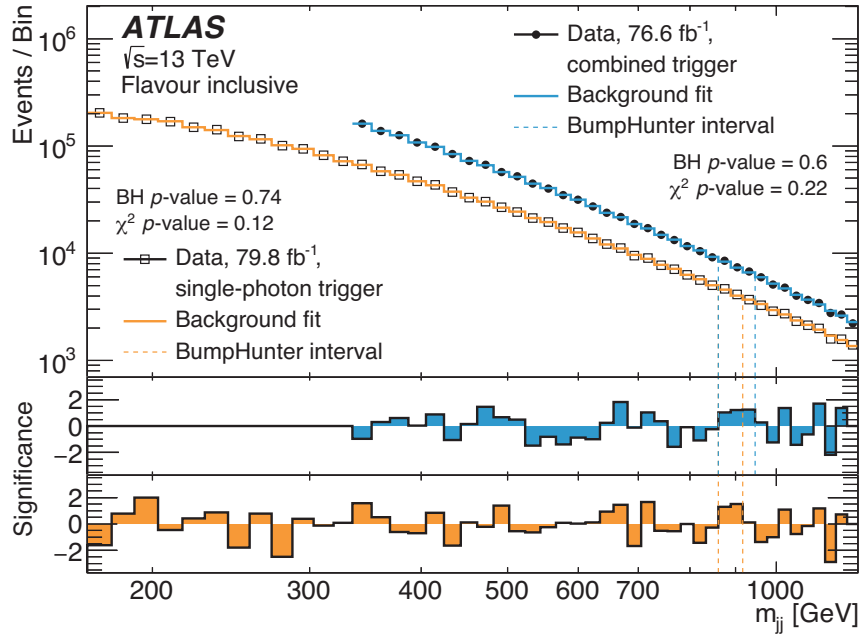


图 5.18 对 2015 年至 2017 年全部数据在全味道信号道中的拟合结果，中部和下部分别是联合触发和单光子触发信号道质量谱每个柱条内数据相对于估计本底按泊松分布计算的显著度，竖线内的区域是 BumpHunter 找出的最大超出区间^[115]

表 5.6 对 4 个信号道中数据的拟合结果

信号道	主要拟合函数	替代拟合函数	拟合范围 (GeV)	SWiFt 窗口半宽度	BH p -值	χ^2 p -值
全味道，单光子触发	函数(5.12)五参数	函数(5.12)四参数	(169, 1100)	19	0.74	0.12
全味道，联合触发	函数(5.12)四参数	函数(5.11)	(335, 1100)	23	0.60	0.22
b -标定，单光子触发	函数(5.12)四参数	函数(5.12)三参数	(169, 1100)	23	0.97	0.77
b -标定，联合触发	函数(5.12)三参数	函数(5.12)五参数	(335, 1100)	23	0.63	0.52

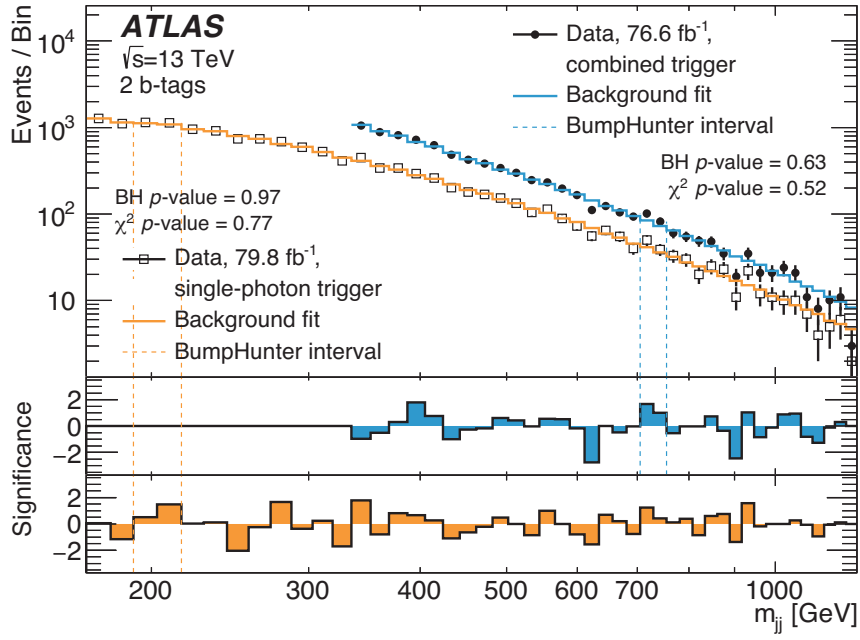


图 5.19 对 2015 年至 2017 年全部数据在 b -标定信号道中的拟合结果，中部和下部分别是联合触发和单光子触发信号道质量谱每个柱条内数据相对于估计本底按泊松分布计算的显著度，竖线内的区域是 BumpHunter 找出的最大超出区间^[115]

5.6 系统误差

本分析系统误差分为两类：一类和拟合过程有关，应用到本底估计上；另一类和 MC 有关，应用到信号样本上。

5.6.1 本底估计的系统误差

涉及本底估计的系统误差有两种：由拟合数据选用的拟合函数造成的系统误差，和由于数据的统计涨落造成的拟合误差。

5.4.5 节中的揭盲程序之所以要求至少 2 个函数能够拟合成功，一方面是为了使拟合更有说服力，另一方面是为了导出选用不同拟合函数造成的系统误差。函数选用的系统误差就是主要本底估计和替代本底估计之差。在应用时，该系统误差是以标准高斯分布为先验概率分布的多余参数 θ ，只允许 $\theta \in [0, 1]$ ，0 表示主要本底估计，而 1 表示替代本底估计，本底只能在二者之间变化。使用高斯分布表明更倾向于主要本底估计，但本底仍然可以过渡到替代本底估计。

当用函数拟合数据后，除了得到最佳拟合参数，也会得到拟合参数的误差，这种误差是关于数据的统计涨落的。在双喷注分析的拟合中，MINUIT 往往不能解析地给出可靠的误差，取而代之的是使用赝实验的方法来估计误差。赝实验在每一个不变质量柱条以拟合数据得到的估计本底作为泊松分布期望值，产生赝实验 m_{jj} 分布，然后以和拟合数据同样的初始条件拟合赝实验 m_{jj} 得到一个拟合函数。

多次重复实验，每一个不变质量柱条内的拟合误差就是这些实验拟合函数在这个柱条内的标准差。

图5.20是本分析 4 种信号道中本底估计时函数选用误差和拟合误差，拟合误差是对称的，而函数选用误差是不对称的。

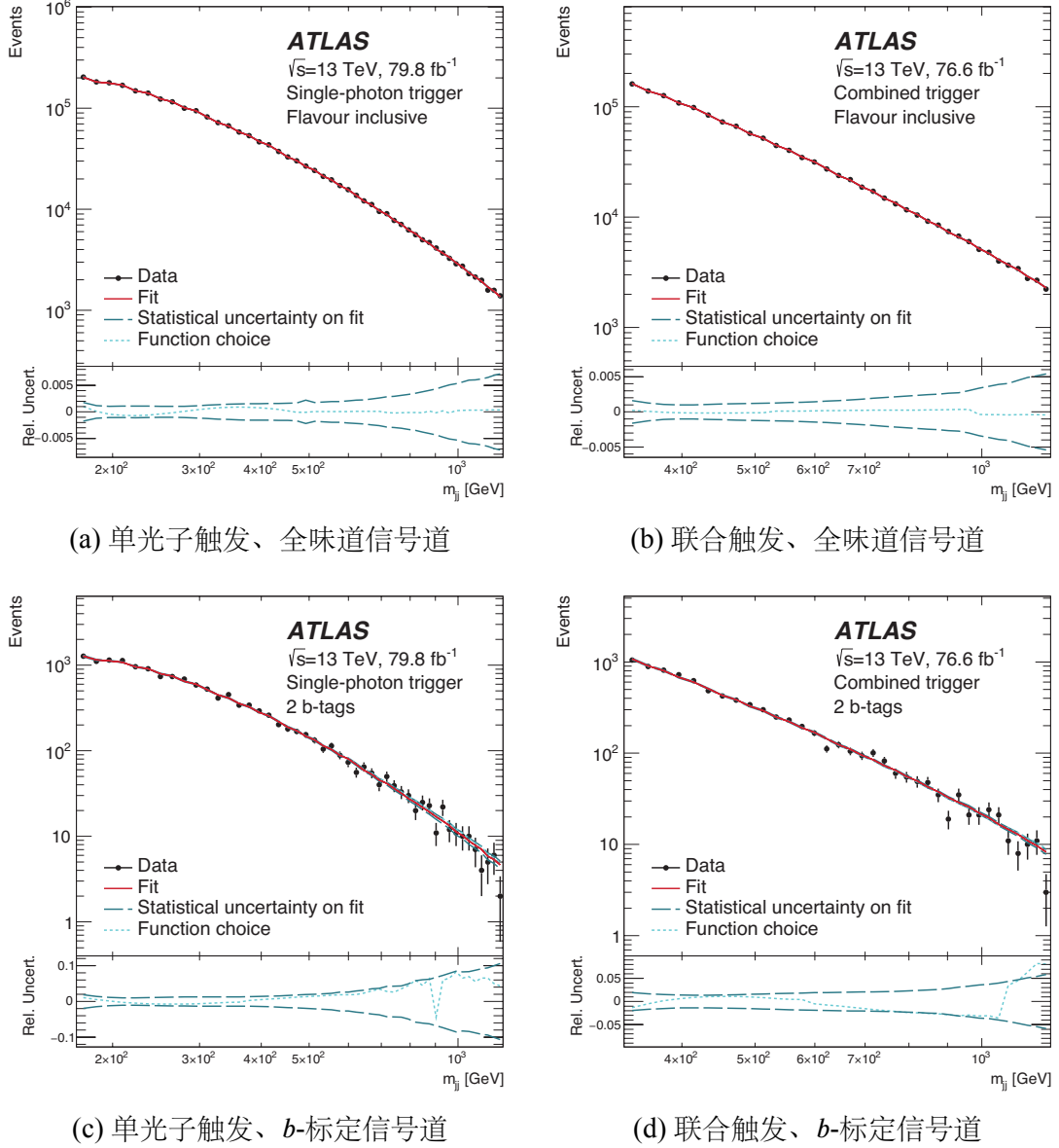


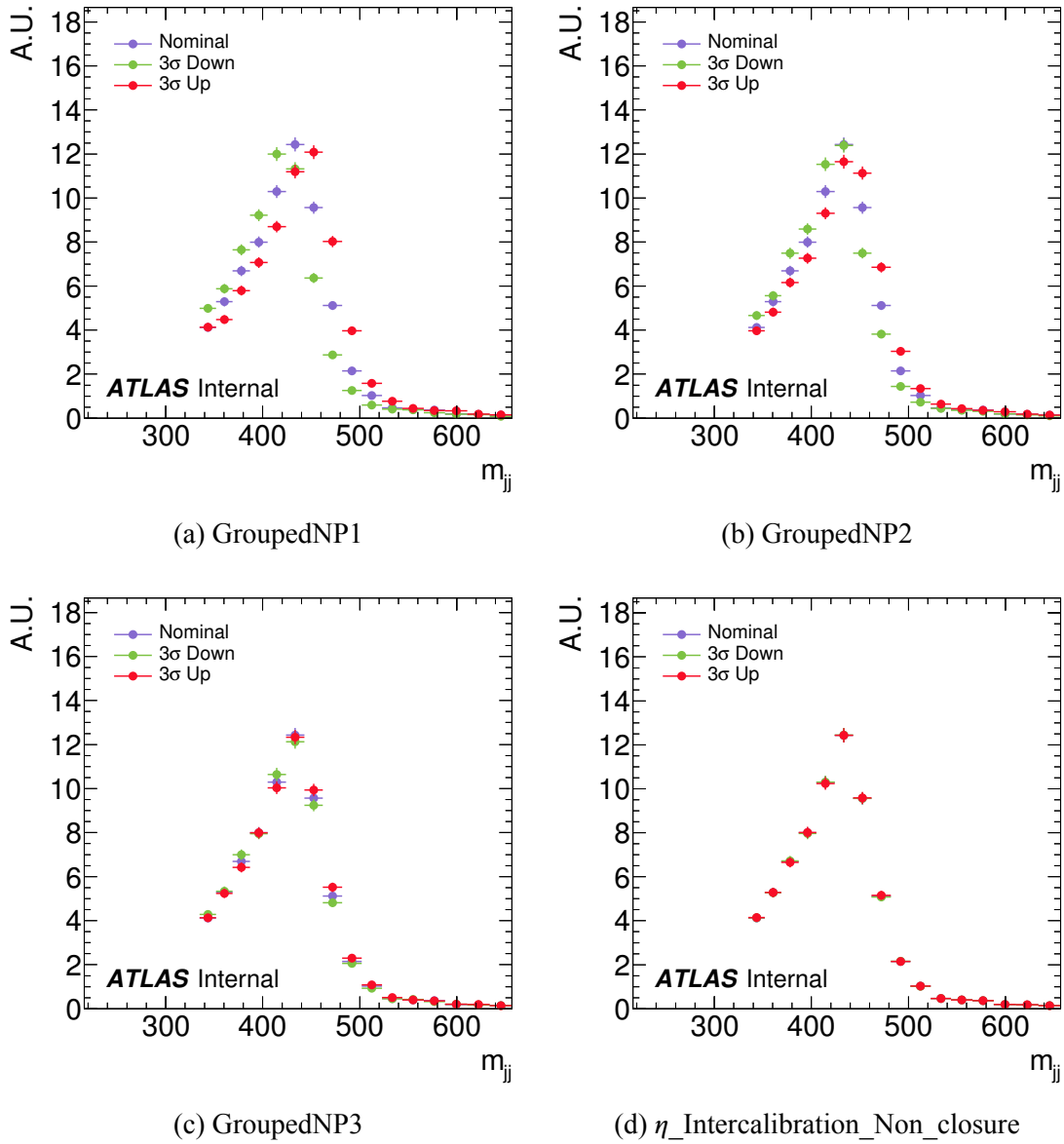
图 5.20 4 种信号道中本底估计时函数选用误差和拟合误差，图的底部是 2 种系统误差相对于估计本底的比值^[115]

5.6.2 MC 信号的系统误差

MC 信号的系统误差来源于喷注、光子、 b -标定、亮度和部分子函数的选择。

5.6.2.1 喷注能量刻度和能量分辨率的系统误差

对于喷注能量刻度误差，本分析选用的是 4 项不关联的误差，分别命名为 GroupedNP1, GroupedNP2, GroupedNP3 和 η _Intercalibration_Non_closure。图5.21展示了这 4 种误差对 450 GeV Z' 质量分布的影响。GroupedNP1 对 Z' 质量分布改变最大，不仅改变信号接收率，还改变峰的位置。所以，喷注能量刻度误差在设置上限时需要提供这 4 个误差的 $\pm 1\sigma$ ， $\pm 2\sigma$ 和 $\pm 3\sigma$ 变化的 MC 信号模板。本分析同时设置了模型无关的上限，即考虑一般的高斯分布的信号。由于对所有 Z' 样本拟合类似图5.21中的 $\pm 1\sigma$ 质量分布后，发现峰的偏移都小于 2%，所以，对高斯型信号，JES 系统误差统一为均值以 2% 宽度变化的多余参数，而非模板。

图 5.21 4 种 JES 误差对 450 GeV Z' 质量分布的改变，联合触发、全味道信号道

喷注能量分辨率误差只有 1 项。和 JES 误差不同，JER 误差不会改变 Z' 质量峰的位置，只是会改变峰的宽度。而且，我们发现喷注能量分辨率误差对于单个 Z' 质量分布的影响常常湮没在统计涨落之中。为了得到有意义的系统误差，可以将 JER 误差对所有 Z' 信号 m_{jj} 分布的改变叠放在一起（图 5.22），以期找到对 JER 误差在整个不变质量谱范围的一致处理方法。设信号 i 的质量分布在 m_{jj} 处事例数为 $N_i^{\text{nom.}}(m_{jj})$ ，应用 JER 误差后在 m_{jj} 处事例数为 $N_i^{\text{sys.}}(m_{jj})$ ，图 5.22 是所有信号样本的 $N_i^{\text{sys.}}(m_{jj})/N_i^{\text{nom.}}(m_{jj})$ 。但从图 5.22 中仍然很难看出 JER 误差对 Z' 质量分布的影响。于是，可以视每一个柱条内来自不同信号的比值为对 JER 误差在该不变质量处的影响的一次独立测量。为了方便，考虑

$$R_i(m_{jj}) = \left| \frac{N_i^{\text{sys.}}(m_{jj})}{N_i^{\text{nom.}}(m_{jj})} - 1 \right|. \quad (5.19)$$

对所有信号的 $R_i(m_{jj})$ 计算加权平均^[116]：

$$\bar{R}(m_{jj}) = \frac{\sum_i w_i R_i(m_{jj})}{\sum_i w_i}, \quad w_i = \frac{1}{\sigma^2[R_i(m_{jj})]}, \quad (5.20)$$

其中， $\sigma^2[R_i(m_{jj})]$ 就是根据式 (5.19) 按照误差传递计算出的 $R_i(m_{jj})$ 的方差。 $\bar{R}(m_{jj})$ 的方差为 $\sigma^2[\bar{R}(m_{jj})] = 1/\sum_i w_i$ 。这样计算出来的 $\bar{R}(m_{jj})$ 展示在图 5.23，这里为了减小统计涨落，每个柱条的宽度增加到 50 GeV，并且对 $\bar{R}(m_{jj})$ 进行了线性拟合。根据拟合结果，本分析决定喷注能量分辨率系统误差统一为 3%。

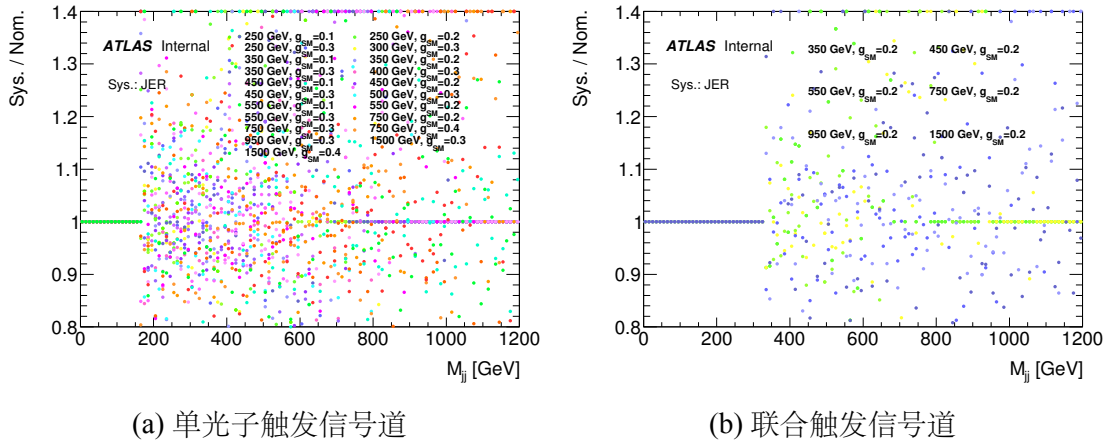
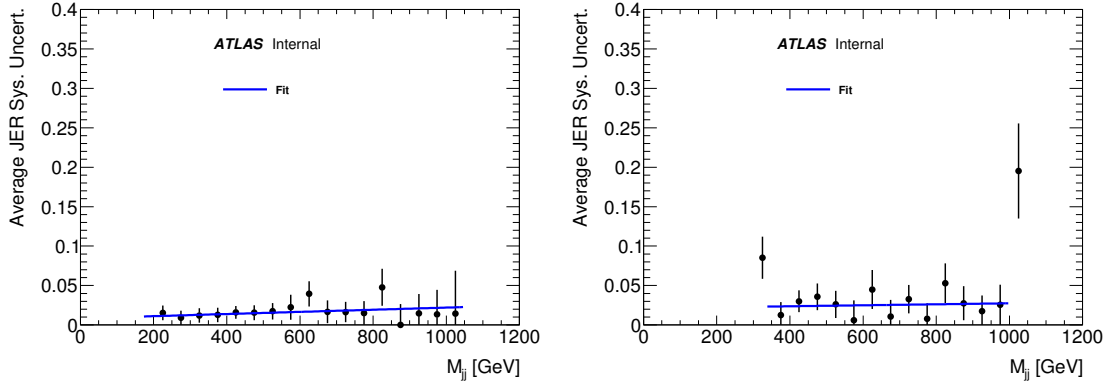


图 5.22 JER 误差对所有 Z' 信号质量分布的改变，纵坐标是每个柱条内应用 JER 误差后的 Z' 事例数和原来的 Z' 事例数比值，每个柱条 10 GeV

5.6.2.2 光子 ID、能量刻度和能量分辨率的系统误差

关于光子的系统误差来自 3 个方面：光子 ID 刻度因子的误差、光子能量刻度的误差以及光子能量分辨率的误差。本分析使用了 ATLAS 简化的光子误差，每个



(a) 单光子触发信号道

(b) 联合触发信号道

图 5.23 JER 误差在每个柱条内对所有信号的加权平均，直线为对这些平均改变的线性拟合（联合触发信号道去除了首尾 2 个明显偏离的点），每个柱条 50 GeV

误差来源都只有一个误差与之对应。光子的误差会影响光子能否通过本分析基于触发的事例 p_T 筛选条件，进而影响信号的接收率，但不会改变信号的质量分布。和 JER 误差的处理一样，受限于信号 MC 统计量，还是将光子的误差对所有 Z' 信号质量分布的改变叠放在一起（图 5.24）。光子的这 3 个系统误差都不大，可以进一步把它们合并为一个系统误差。假设对信号 i ，有多个影响不大的系统误差，直接取这些系统误差对 Z' 质量分布改变的平方和的根作为总的对 Z' 质量分布的影响：

$$R_i^{\text{tot.}}(m_{jj}) = \sqrt{\sum_s R_i^s{}^2(m_{jj})}. \quad (5.21)$$

根据式(5.19)， $R_i^s(m_{jj})$ 就是第 s 个系统误差对 Z' 质量分布的改变。 $R_i^{\text{tot.}}(m_{jj})$ 的方差为：

$$\sigma^2[R_i^{\text{tot.}}(m_{jj})] = \frac{\sum_s R_i^s{}^2(m_{jj}) \times \sigma^2[R_i^s(m_{jj})]}{R_i^{\text{tot.}}{}^2(m_{jj})}. \quad (5.22)$$

$R_i^{\text{tot.}}(m_{jj})$ 的分布见图 5.25(a) 和图 5.25(c)。将 $R_i^{\text{tot.}}(m_{jj})$ 代入式(5.20)就得到了所有信号的加权平均系统误差（图 5.25(b) 和图 5.25(d)）。对这些加权平均系统误差线性拟合，最终得到光子的总系统误差对于单光子触发和联合触发分别为 2% 和 1.4%。在设置上限时，只需要一个多余参数来调节信号的总事例数以代表光子的系统误差。

5.6.2.3 触发效率的系统误差

5.2.2 节提到过，在要求事例筛选条件后，联合触发的效率不能达到 100%，这需要作为一项系统误差来考虑。为了评估这一效应，我们研究了不同 m_{jj} 时的触

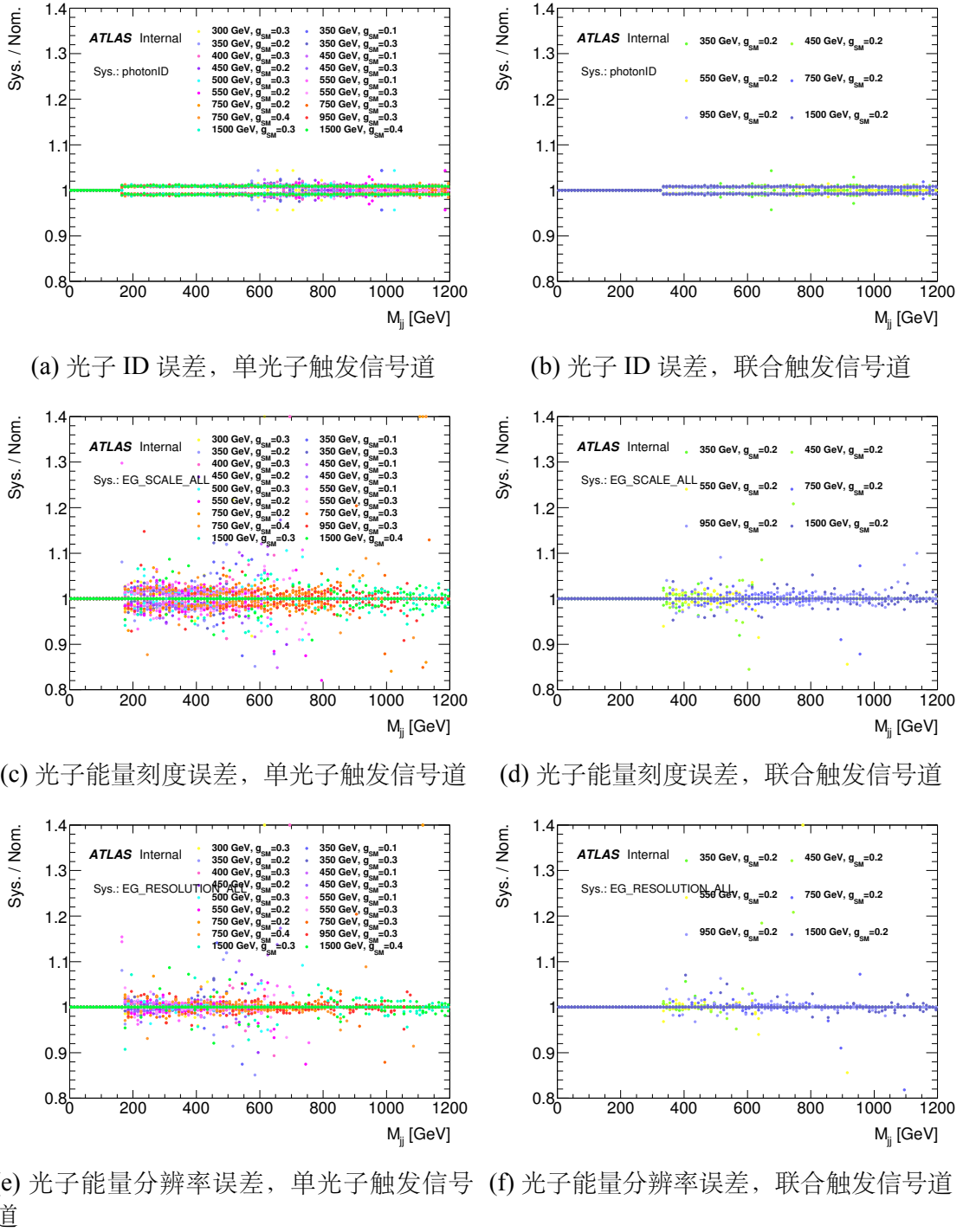
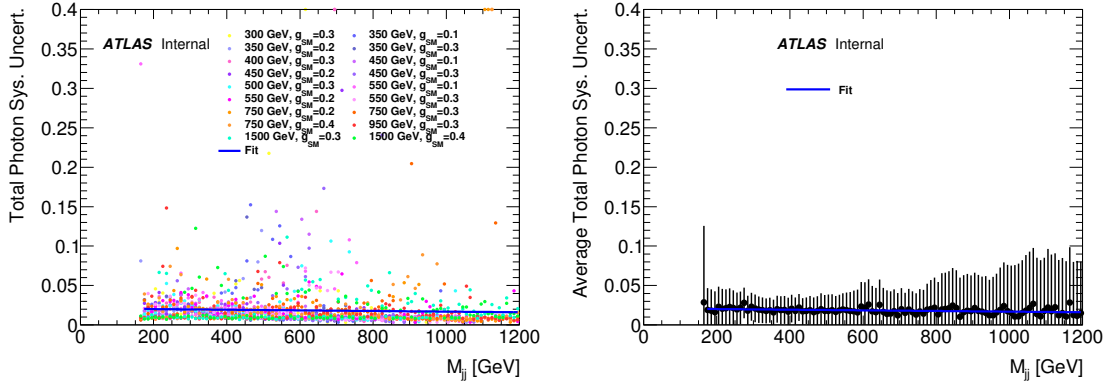
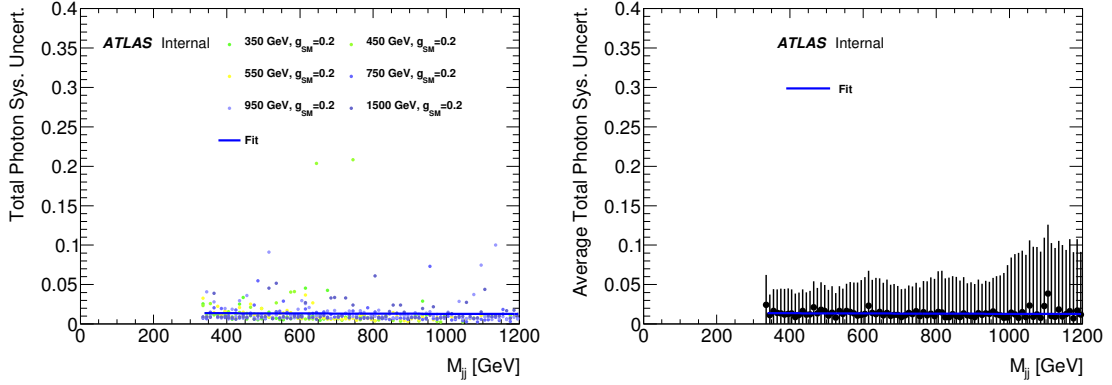


图 5.24 有关光子的误差对所有 Z' 信号质量分布的改变, 纵坐标是每个柱条内应用误差后的 Z' 事例数和原来的 Z' 事例数比值, 每个柱条 10 GeV

发效率, 结果如图 5.26 所示。通过拟合触发效率, 发现触发效率不会明显地随 m_{jj} 变化。联合触发信号道在高质量区接近 100% 的触发效率是统计量变低造成的。基于拟合结果, 联合触发信号道由于触发不足导致的系统误差为 3%, 而单光子触发信号道没有此项系统误差。



(a) 光子总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变 (叠加了对加权平均的线性拟合), 单光子触发信号道

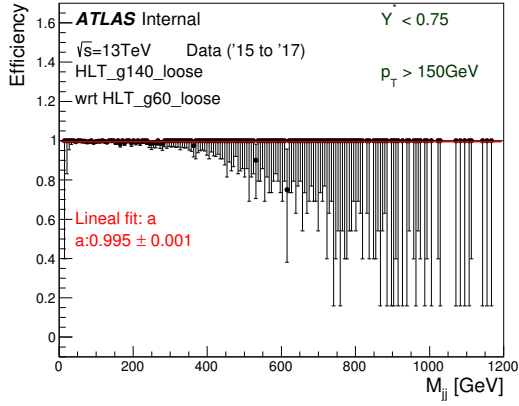


(c) 光子总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变 (叠加了对加权平均的线性拟合), 联合触发信号道

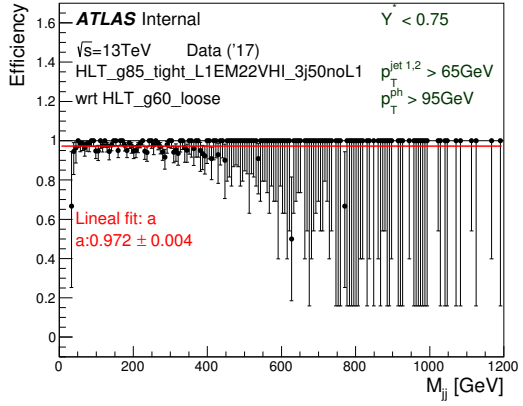
图 5.25 有关光子的总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变及加权平均, 直线为对平均改变的线性拟合, 每个柱条 10 GeV

5.6.2.4 b -标定的系统误差

正如 4.2.3 节所说, 为了修正 b -jet 标定效率对于数据和 MC 的不同, 在使用 b -标定时需要刻度因子。 b -标定刻度因子有 25 项独立的误差, 这些误差会造成被标定的信号质量分布的变化。这 25 项误差对信号的影响都很小, 其中影响最大的 4 项误差对单光子触发、 b -标定信号道中所有 Z' 质量分布的改变见图 5.27, 对联合触发、 b -标定信号道中 Z' 质量分布的改变与此类似。和 5.6.2.2 节对光子的误差处理类似, 只对这 25 项误差取平方和来考虑它们的总误差, 结果如图 5.28 所示。可以看出, 对于单光子触发和联合触发, b -标定的系统误差确实是类似的: 300 GeV 以下, b -标定总误差是相对平坦的; 而 300 GeV 以上, b -标定总误差线性增加。最终, b -标定的总系统误差被确定为: $m_{jj} \leq 300$ GeV 时, 恒定为 5%; $300 \text{ GeV} < m_{jj} < 1100$ GeV



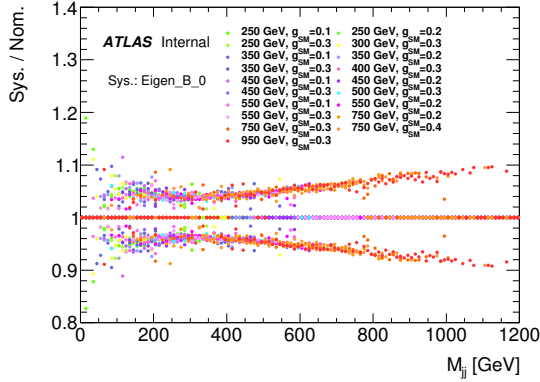
(a) 单光子触发信号道



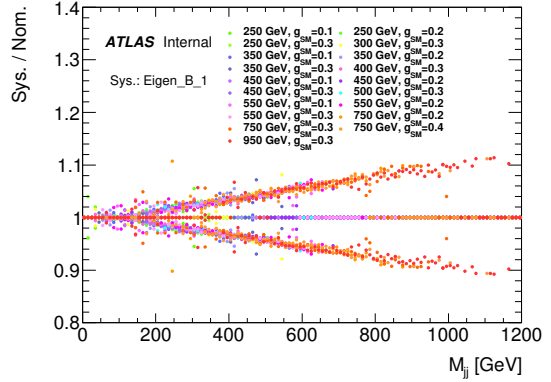
(b) 联合触发信号道

 图 5.26 触发效率随 m_{jj} 的变化以及对触发效率的线性拟合

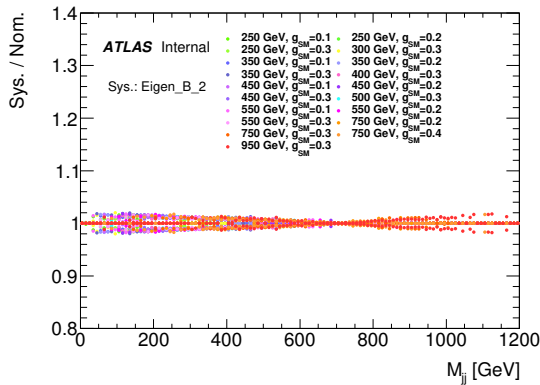
时, 为 $0.0001115(m_{jj} - 300) + 0.05$ 。



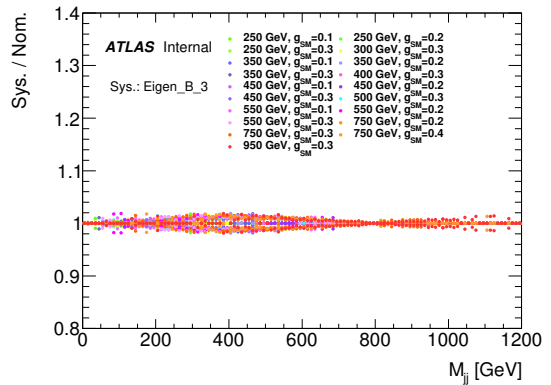
(a) FT_EFF_Eigen_B_0



(b) FT_EFF_Eigen_B_1

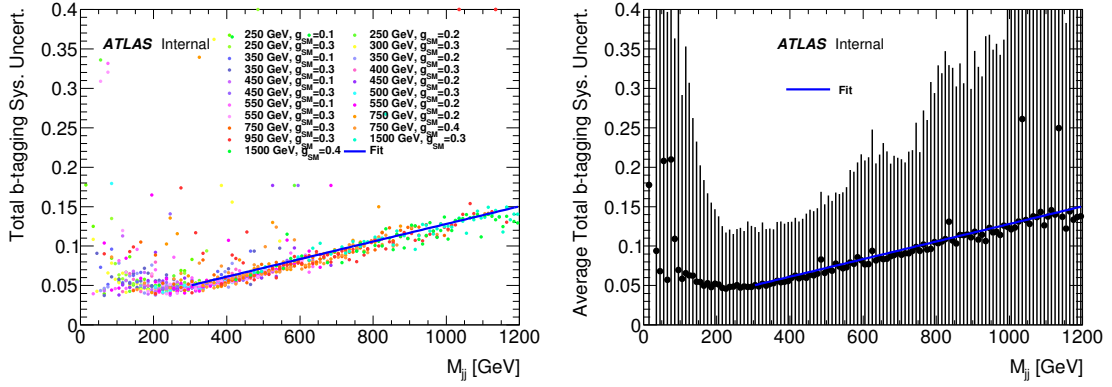


(c) FT_EFF_Eigen_B_2

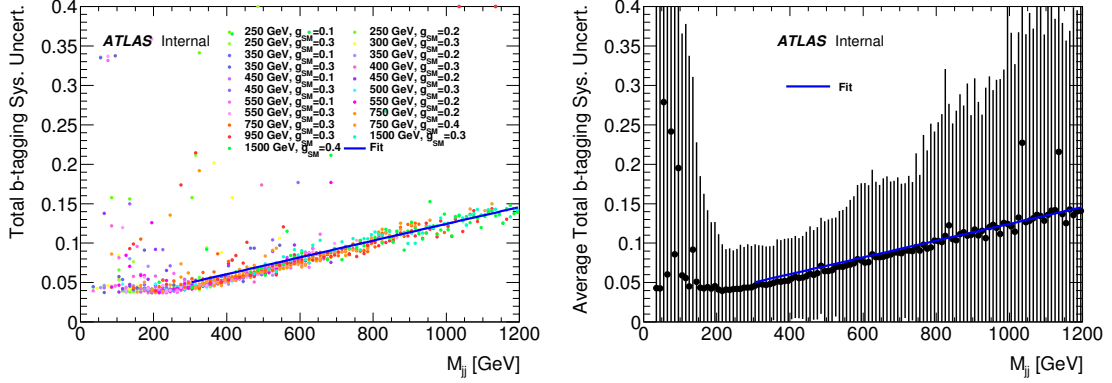


(d) FT_EFF_Eigen_B_3

图 5.27 4 项影响最大的 b -标定误差对所有 Z' 信号质量分布的改变, 单光子触发、 b -标定信号道



(a) b -标定总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变 (叠加了对加权平均的线性拟合), 单光子触发、 b -标定信号道
(b) b -标定总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变 (叠加了对加权平均的线性拟合), 单光子触发、 b -标定信号道



(c) b -标定总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变 (叠加了对加权平均的线性拟合), 联合触发、 b -标定信号道
(d) b -标定总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变 (叠加了对加权平均的线性拟合), 联合触发、 b -标定信号道

图 5.28 b -标定总误差对所有 Z' 信号质量分布的改变及加权平均, 直线为对 $300 \text{ GeV} < m_{jj} < 1200 \text{ GeV}$ 内平均改变的线性拟合, 每个柱条 10 GeV

5.6.2.5 亮度的系统误差

积分亮度的误差从用 x-y 束流分离扫描方法得到的亮度刻度导出^[117], 是一项仅仅影响信号事例数的系统误差。对单光子触发信号道, 结合对 2015 年、2016 年和 2017 年扫描结果, 亮度系统误差为 2%。而联合触发信号道的亮度误差为 2.3%, 对应于 2016 年和 2017 年数据。

5.6.2.6 部分子函数的系统误差

选取不同的部分子函数主要也是影响信号的事例数, 而不是信号的质量分布。为了估计不同部分子函数造成的系统误差, 根据 ATLAS PMG 组的推荐, 考虑了 NNPDF30、CT14 和 MMHT 部分子函数^[118], 取它们造成的信号接收率的差异作

为系统误差。结果显示该项系统误差处处小于 1%，最终使用恒定的 1% 误差作用到信号的归一化上。在设置模型无关的上限时，由于使用的是无需模拟的高斯型信号，此项误差为 0。

5.6.3 系统误差总结

本分析 4 个信号道的系统误差总结于表 5.7，其中，JES 和部分子函数系统误差对于 Z' 信号和高斯型信号有所区别，如 5.6.2.1 节和 5.6.2.6 节所述。

表 5.7 4 个信号道的系统误差

系统误差	全味道，单光子触发	全味道，联合触发	b -标定，单光子触发	b -标定，联合触发
拟合误差	对本底 0.5% - 10%，取决于信号道和 m_{jj}			
拟合函数选用	对本底 0.5% - 10%，取决于信号道和 m_{jj}			
JES	Z' 为模板，高斯型信号为 2.0% 的均值偏移			
JER	3.0%	3.0%	3.0%	3.0%
光子总误差	2.0%	1.4%	2.0%	1.4%
触发效率	—	3.0%	—	3.0%
b -标定效率	—	—	5.0% - 15.0%	5.0% - 15.0%
亮度	2.0%	2.3%	2.0%	2.3%
部分子函数	Z' 为 1.0%，高斯型信号为 0			

5.7 上限设置

5.7.1 设置上限的方法

既然没有观测到新共振峰，接下来可以利用观测数据对可能的共振峰事例数设置上限。本分析使用贝叶斯法设置上限，顾名思义，该上限基于贝叶斯公式^[119]：

$$p(\vec{\lambda}, \vec{v} | \vec{D}, M) = \frac{\mathcal{L}(\vec{x} = \vec{D} | \vec{\lambda}, \vec{v}, M) \pi(\vec{\lambda}, \vec{v} | M)}{\int \mathcal{L}(\vec{x} = \vec{D} | \vec{\lambda}', \vec{v}', M) \pi(\vec{\lambda}', \vec{v}' | M) d\vec{\lambda}' d\vec{v}'} \quad (5.23)$$

$\vec{\lambda}$ 是感兴趣的参数，在本分析中是信号的事例数。 $\vec{v}$ 是多余参数，包括各种系统误差。 M 是考虑的模型，即不同质量的 MC 信号样本加估计本底的不变质量谱，信号的形状对于 Z' 信号是 MC 模板，而高斯型信号就是高斯分布。 $\pi(\vec{\lambda}, \vec{v} | M)$ 是先验概率，表明对不同参数的信心。 $\mathcal{L}(\vec{x} = \vec{D} | \vec{\lambda}, \vec{v}, M)$ 是在条件 $(\vec{\lambda}, \vec{v}, M)$ 下观测

到数据 $\vec{D}$ 的似然函数, 本分析中对每个质量柱条考虑泊松分布。凭借贝叶斯公式, 可以通过观测数据 $\vec{D}$ 得到参数 $(\vec{\lambda}, \vec{v})$ 的后验概率分布 $p(\vec{\lambda}, \vec{v} | \vec{D}, M)$ 。式(5.23)的分母积分结果与 $(\vec{\lambda}, \vec{v})$ 无关, 仅仅是归一化因子 $\frac{1}{C}$ 。分离出某一感兴趣参数 λ_i 的后验概率分布需要进行边缘化 (marginalization):

$$\begin{aligned} p(\lambda_i | \vec{D}, M) &= \int p(\vec{\lambda}, \vec{v} | \vec{D}, M) d\vec{\lambda}_{j \neq i} d\vec{v} \\ &= \frac{1}{C} \int \mathcal{L}(\vec{x} = \vec{D} | \vec{\lambda}, \vec{v}, M) \pi(\vec{\lambda}, \vec{v} | M) d\vec{\lambda}_{j \neq i} d\vec{v}. \end{aligned} \quad (5.24)$$

知道了参数 λ_i 的后验概率分布, 可以十分自然地定义其置信水平为 α 的上限 λ_{upper} :

$$\alpha = \int_{-\infty}^{\lambda_{\text{upper}}} p(\lambda_i | \vec{D}, M) d\lambda_i. \quad (5.25)$$

一般取 $\alpha = 95\%$, λ_{upper} 就称为 95% CL 上限。

高能物理中各种参数的先验概率分布被认为是独立的, 所以 $\pi(\vec{\lambda}, \vec{v} | M)$ 就是各个参数的先验概率分布的乘积。先验函数的选择有一定任意性和主观性, 导致贝叶斯法有时候会被质疑。但如果数据有力地支持某一结论, 先验概率的选择并不会显著地影响结果。本分析中信号的事例数 λ 的先验概率使用的是均匀分布, 这是 ATLAS 上普遍的选择, 易于理解和重解释, 而且使得后验概率和频率论的结果一致。系统误差作为多余参数的先验概率分布均为高斯分布。

一般报告观测数据的上限的同时, 还需要给出预期上限, 以展示统计涨落给出的上限。预期上限也是利用赝实验确定的, 不过这里用来产生赝实验的不是拟合数据得到的估计本底, 而是在搜寻阶段确定的拟合范围内, 用搜寻阶段确定的主要拟合函数加上信号模板一起拟合数据, 最后仅仅用拟合得到的纯本底部分产生赝实验。对每一个赝实验如同数据一样计算 λ_{upper} , 取这些 λ_{upper} 的中位数作为预期上限, 同时给出 1σ 和 2σ 误差。

计算后验概率分布时需要计算多维积分, 计算量巨大。像早期双喷注分析那样直接分布式计算已经不大实际, 本分析采用了马尔科夫链蒙特卡洛 (Markov Chain Monte Carlo, MCMC) 的方法来进行数值计算, 利用了 ATLAS 推荐的 BAT (Bayesian Analysis Toolkit) 软件包^[119] 实现的 MCMC。

5.7.2 轴矢量 Z' 的上限

暗物质传播子轴矢量 Z' 事例数的上限可以换算成 Z' 和夸克耦合强度 g_q 的上限, g_q 的 95% CL 上限如图5.29所示。本分析对质量区间 $[250 \text{ GeV}, 950 \text{ GeV}]$ 的 Z' 设置了上限, Z' 的宽度取可能的最小值, 大约为质量的 3.6% - 4.2%。 $g_q = 0.25$ 及以上的耦合强度都被排除, 大部分质量区间排除了 $g_q > 0.15$ 。 b -标定信号道给

出的 Z' 上限和全味道信号道相当，这是基于 Z' 和所有味道喷注有相同的耦合强度的结果。 b -标定信号道灵敏度更高，但统计量比全味道信号道低，最终导致两种信号道的上限相当。图 5.30 总结了 ATLAS 上各种双喷注实验对 Z' 的 g_q 设置的上限，本分析在 250 GeV - 450 GeV 质量区间设置了唯一的上限，填补了 ATLAS 对 Z' 上限在这段质量范围的缺失。

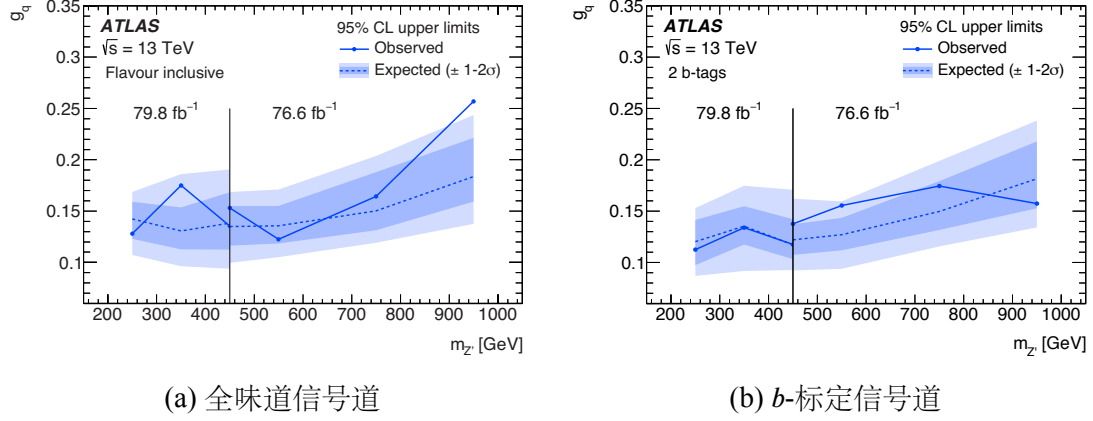


图 5.29 Z' 和夸克间耦合强度 g_q 的 95% CL 上限，450 GeV 以下区间和 450 GeV 以上区间分别利用单光子触发信号道和联合触发信号道设置上限^[115]

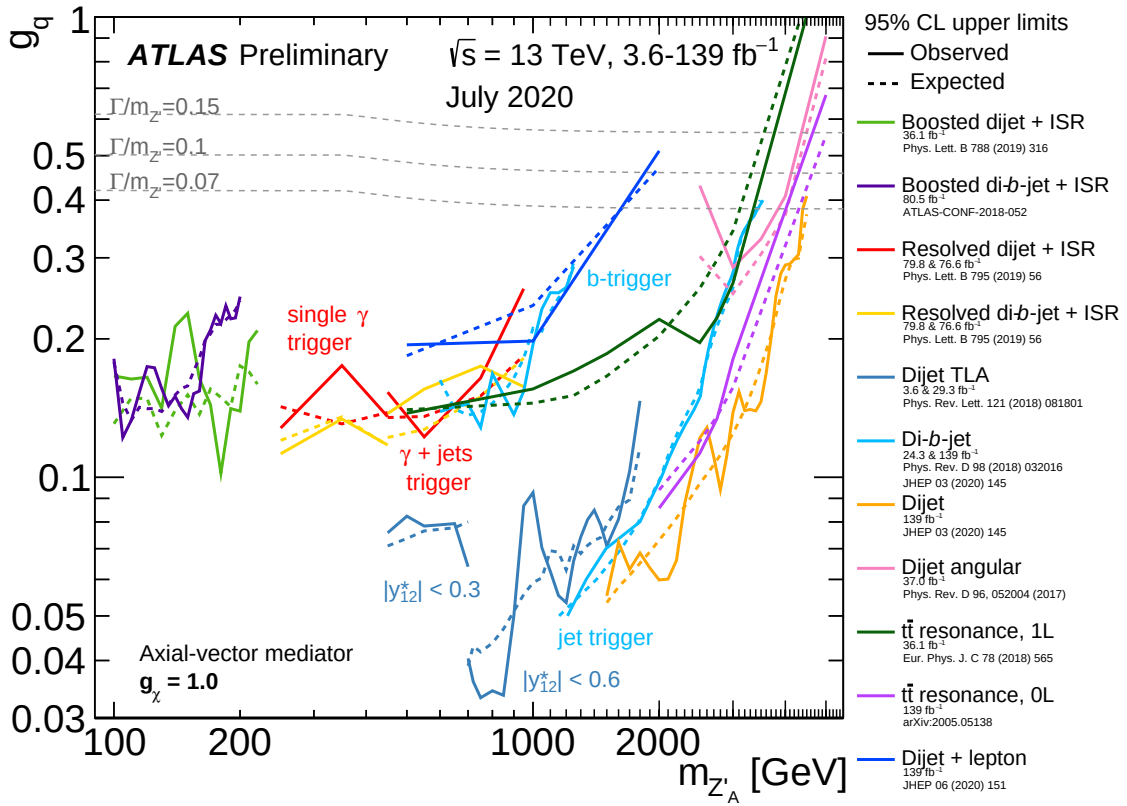


图 5.30 ATLAS 各种双喷注分析设置的 Z' 和夸克间耦合强度 g_q 的 95% CL 上限^[120]

5.7.3 模型无关的上限

为了给更多的新物理模型以参考，本分析同时设置了模型无关的上限，这种上限的信号是高斯型信号。此处设置的上限是高斯型共振峰的可见截面，所谓可见截面就是产生截面、接收率、重建效率和分支比的乘积 $\sigma \times A \times \epsilon \times B$ 。本分析对不同质量和宽度的高斯型信号设置了上限，见图 5.31。“Res.”表示该高斯型信号的宽度和探测器的质量分辨率一致，宽度从质量的 8% 到 3% 不等。对于宽度为质量 7% 的窄高斯型信号，全味道信号道在 400 GeV 处排除了 12 fb 以上的可见截面，在 1050 GeV 排除了 5.1 fb 以上的可见截面。对于宽度为质量 15% 的更宽的高斯型信号，给出的上限变弱，全味道信号道在 400 GeV 处排除了 21 fb 以上的可见截面，在 1050 GeV 处的上限为 9.7 fb。和 Z' 模型一样， b -标定信号道的上限也是假设高斯型共振峰等概率地衰变到所有味道的喷注。但这里的上限可以对某些更倾向于衰变到 b 夸克的新粒子模型进行重解释，将会为这些模型给出更强的上限，只要这些模型的新粒子质量分布和高斯分布类似。

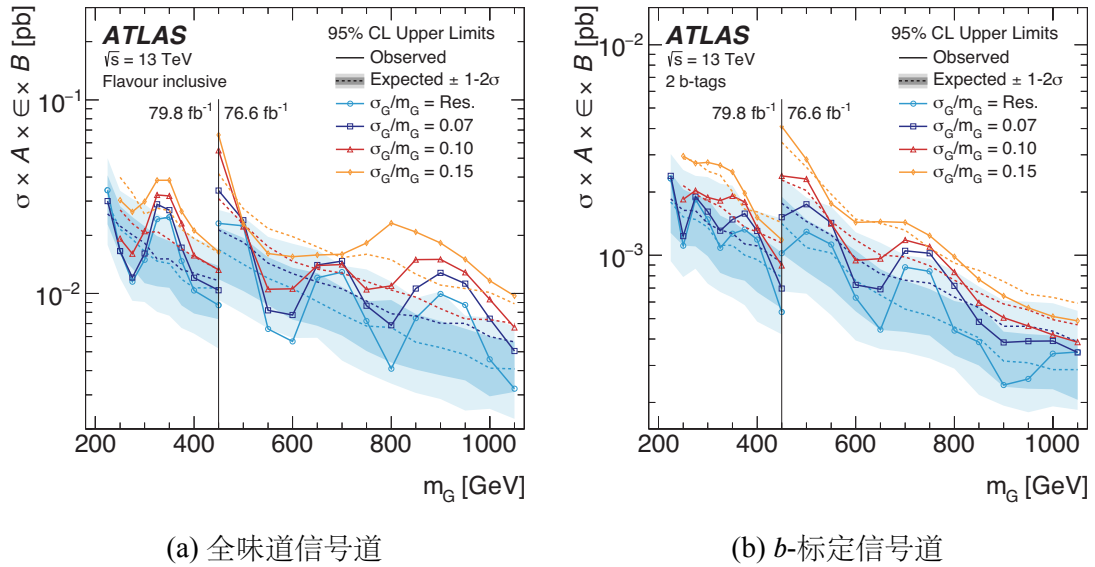


图 5.31 高斯型信号可见截面的 95% CL 上限，450 GeV 以下区间和 450 GeV 以上区间分别利用单光子触发信号道和联合触发信号道设置上限。“Res.”表示信号的宽度和探测器的质量分辨率一致。由于两种触发的信号接收率和重建效率不一样，导致 450 GeV 处可见截面的上限不同^[115]

第6章 FASER 实验上的径迹重建

LHC 上对新粒子的寻找主要聚焦于 TeV 量级和 $\mathcal{O}(1)$ 耦合强度, 这种新粒子往往表现为具有很大横动量的信号。但是, 完全可以预期新粒子的质量只有 MeV $\sim$ GeV, 而且和标准模型粒子的耦合强度非常弱, 所以寿命很长。这种粒子会像中微子一样逃脱 LHC 上已有探测器的探测。近年来, 高能物理界对这种新粒子的兴趣越来越强, 因为这些新粒子不仅可以解决标准模型的一些困难, 而且有机会被耗资并不那么巨大的实验发现, 促使更多有创造力的实验被提出。FASER 就是一个新提出的专门寻找这种新粒子的小型实验, 以作为对 LHC 已有大型实验的补充。FASER 探测器现在正在建造当中, 预计于 LHC Run-3 阶段正式开始取数。对探测器不可见的弱耦合新粒子必须衰变回标准模型粒子才能被 FASER 发现, 无论其衰变为具有一对正反电荷的粒子还是一对中性粒子, 径迹重建都对判定新粒子信号至关重要。故本章将着重介绍 FASER 实验的径迹重建工作。

6.1 FASER 实验的信号与本底

LHC Run-3 阶段预计积分亮度有 150 fb^{-1} , 会发生 1.1×10^{16} 次非弹性散射, 将产生大量的轻介子, 如 4.6×10^{17} 个 π^0 介子、 5.0×10^{16} 个 η 介子、 2.2×10^{15} 个 D 介子等。HL-LHC 阶段更会产生 20 余倍的这些介子。轻介子的产生本就倾向于沿着束流方向, 而通过介子衰变可能产生的低质量新粒子与介子的夹角为 $\theta \sim m_{\text{meson}}/E$, 对于能量 $E \sim \text{TeV}$ 的新粒子, 在飞行几百米后, 也只在横向分离了 10 cm - 100 cm。所以, FASER 探测器被放置在沿 ATLAS 对撞点处束流切线的方向。FASER 可以寻找的新粒子种类有很多^[61], 其中比较有代表性的是 2.2.2.2 节介绍的暗光子和 2.2.2.3 节介绍的类轴子。

进入 FASER 探测器的暗光子可以通过 3 种过程产生:

- (1) 轻介子衰变, 比如 $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$ 、 $\eta \rightarrow \gamma A'$ 等。图 6.1 展示了用 CRMC 程序包^[121] 的 EPOS-LHC 模式^[122] 模拟的 LHC 上 π^0 和 η 的产生及其衰变到暗光子过程运动学变量的分布, θ 是粒子与束流的夹角, p 是粒子的动量。可以看出, 粒子的动量越大, 方向就越靠近束流。与 ATLAS 束流切线方向夹角小于 0.2 mrad 的暗光子都能够射入 FASER 探测器。
- (2) 质子韧致辐射, 图 6.2 是辐射出的暗光子的 (θ, p) 分布。即使质子韧致辐射的截面比介子衰变小得多, 但高动量区质子韧致辐射产生的暗光子数目和介子衰变相当。

- (3) 直接通过 QCD 过程产生： $q\bar{q} \rightarrow A'$ 、 $q\bar{q} \rightarrow gA'$ 、 $qg \rightarrow qA'$ 或 $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}A'$ 。对于 $m_{A'} > 1 \text{ GeV}$ 的大质量暗光子，这是产生暗光子的主要过程。但是部分子分布函数在低能处误差很大，导致该过程理论误差很大，模拟的准确性不够。

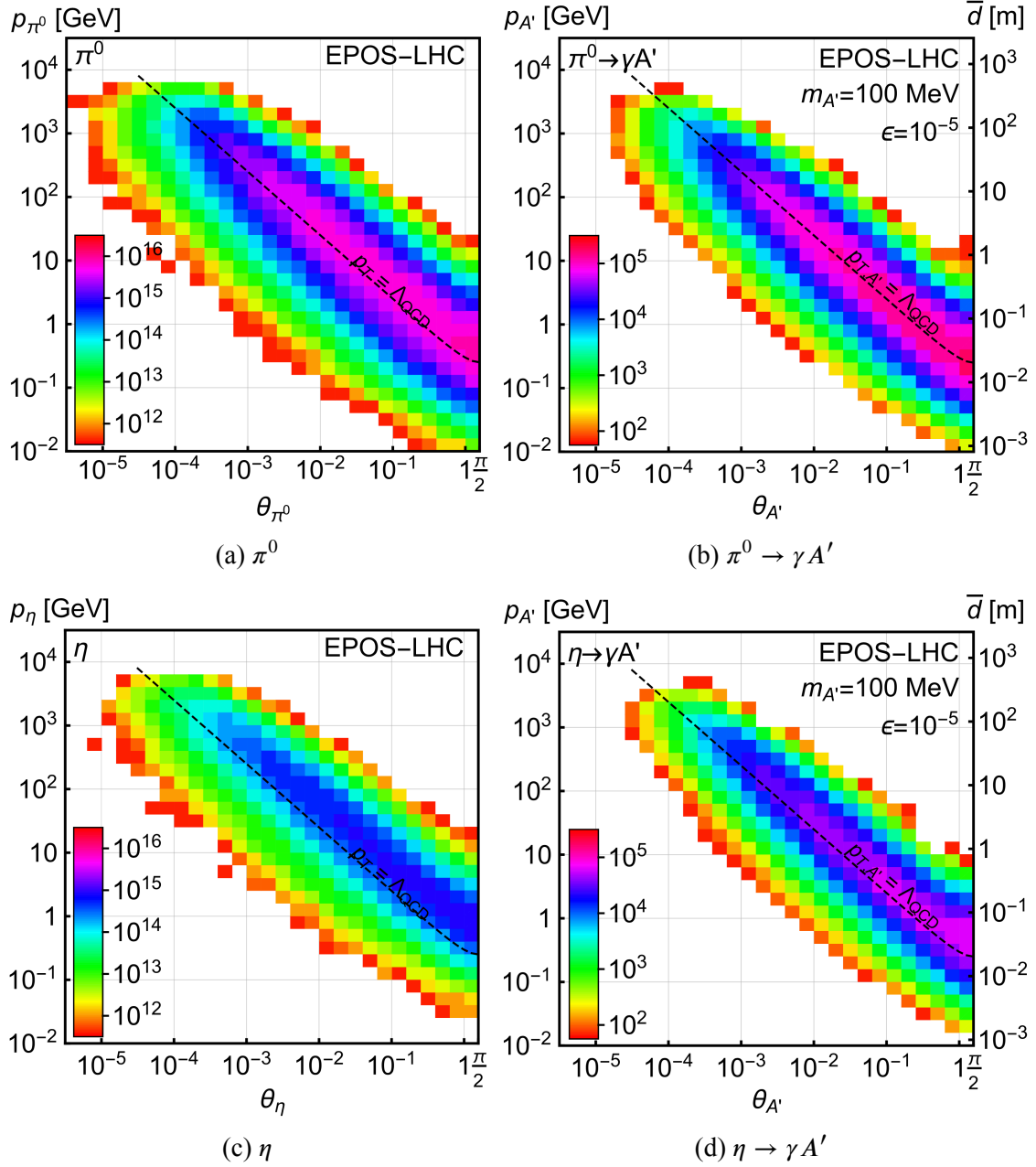


图 6.1 π^0 和 η 的产生及其衰变到暗光子过程的与束流夹角 θ 和动量 p 的分布， $\bar{d}$ 是暗光子衰变长度，事例数对应积分亮度 300 fb^{-1} [40]

前向的类轴子主要由 Primakoff 过程产生，即光子碰撞到核子后辐射出类轴子 $\gamma N \rightarrow aN$ 。光子主要在 ATLAS 对撞点处由 π^0 衰变产生，沿着束流方向运动 140 米撞击到 LHC 用来吸收中性粒子的 TAN (HL-LHC 阶段升级到距离对撞点 130 米

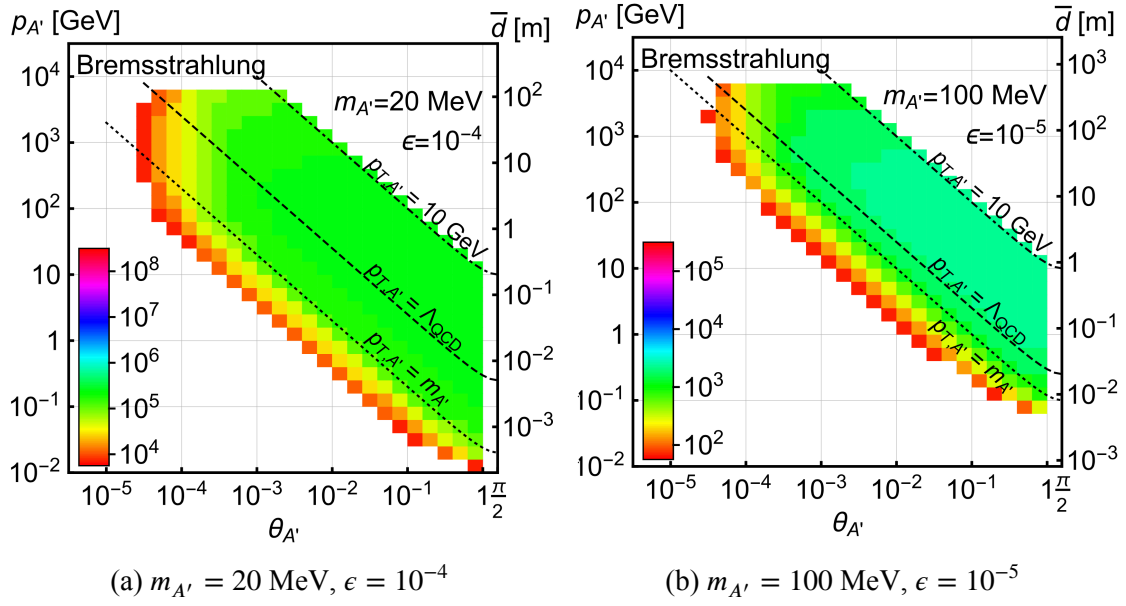


图 6.2 2 种具有代表性参数的质子韧致辐射产生的暗光子的与束流夹角 θ 和动量 p 的分布, $\bar{d}$ 是暗光子衰变长度, 事例数对应积分亮度 300 fb^{-1} [40]

处的 TAXN), 在此辐射出类轴子 a 。前向的类轴子也能够通过低质量介子衰变产生: $\pi^0 \rightarrow a\gamma\gamma$ 或 $\eta \rightarrow a\gamma\gamma$, 但事例数远小于 Primakoff 过程。Primakoff 过程产生光子和类轴子的 (θ, p) 分布用 CRMC 程序包的 EPOS-LHC 模式模拟的结果见图 6.3。

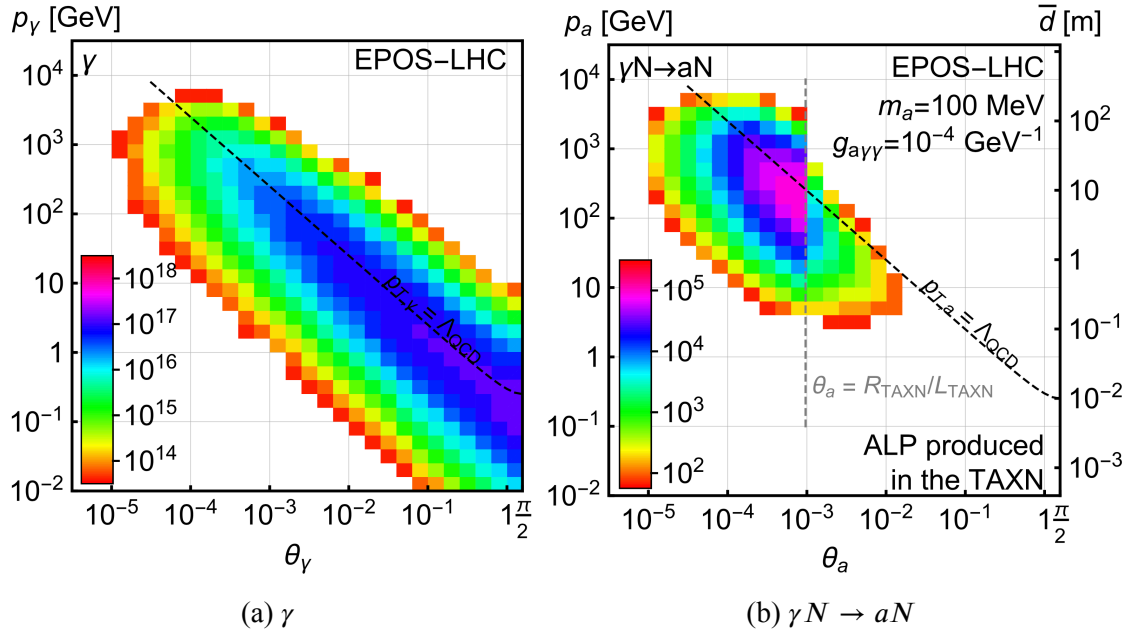


图 6.3 γ 的产生及 $\gamma N \rightarrow aN$ 过程的与束流夹角 θ 和动量 p 的分布, $\bar{d}$ 是类轴子衰变长度, 事例数对应积分亮度 3 ab^{-1} [42]

FASER 的信号非常明显: 在衰变室前的闪烁体中没有带电粒子的信号; 在径迹探测器中留下 2 条径迹, 它们来自于同一个在衰变室中的顶点, 合动量反向指

向 ATLAS 的对撞点，而且时间需要和 ATLAS 束团对撞时间相吻合；或者衰变为 2 个光子，光子可能转换为正负粒子对，在量能器中形成 2 个簇射，也可能靠得太近只留下一个不可区分的大簇射。

由于进入 FASER 探测器的粒子沿途会经过 LHC 磁铁、TAS、TAN、10 米混凝土和 90 米岩石，实际到达 FASER 探测器的粒子很少。为了定量估计粒子的数目，FASER 合作组使用了 FLUKA^[123] 进行模拟。FLUKA 模拟了 LHC 隧道详细的几何结构和物质质量，包括精细的磁场分布，可以完整地追踪粒子从产生到抵达 FASER 探测器的过程。FASER 模拟了 3 种可能的本底来源：从 ATLAS 对撞点产生的粒子；FASER 探测器附近脱离轨道的质子撞击束流管道形成的簇射中的粒子；束流和空气相互作用产生的粒子。模拟显示后两个过程产生的高能量本底几乎忽略不计。而第一种过程产生的本底主要就是高能 μ 子和中微子。中微子主要由钨/乳胶探测器研究，本底干扰性很小。主要的本底还是伴随辐射过程的高能 μ 子，比如 μ 子在岩石或探测器中辐射出一个高能光子，这个光子就很难和信号区分。所以，FASER 将拒绝含有来自 ATLAS 对撞点的 μ 子的信号事例。整个 Run-3 阶段大约有不到 10^5 个伴随辐射过程的高能 μ 子本底事例，考虑到 FASER 衰变室前面的 2 层对带电粒子探测效率达到 99.99% 的闪烁体，最终的本底可以忽略不计。宇宙线本底可以根据入射粒子方向和时间被很容易地排除。

FASER 合作组在 2018 年进行过实地测量，实地测量的结果和 FLUKA 模拟一致。总之，FASER 的探测环境非常干净，本底被很有效地压低，信号基本不会被本底混淆。

6.2 径迹重建的流程

带电粒子穿过 SCT 传感器时，会使硅原子电离产生自由电子，自由电荷超过一定阈值后会触发附近的硅微条。带电粒子往往不止触发一个硅微条，而是相邻的多个。FASER 径迹重建第一步就是需要把相邻的被触发的硅微条组合成为一个团簇。像 ATLAS 那样密集的粒子环境，有时候多个带电粒子会在同一个位置留下团簇，需要算法判断团簇是否为多个团簇合并而成。FASER 探测环境较为干净，但如果来自 ATLAS 对撞点的长寿命粒子能量过高，其末态的两条径迹在最前面的几个 SCT 探测模块上很可能只留下一个合并的团簇，所以 FASER 也需要判定合并的团簇，并允许径迹共享一个团簇。

正如 3.2.1 节所述，SCT 不能给出每条硅微条被触发的具体位置，所以需要用到 SCT 模块前后 2 片传感器上的团簇信息，根据 2 片传感器上硅微条的夹角计算形成具有 3 个维度位置信息的空间点 (space-point)。空间点就代表了带电粒子穿过

SCT 模块时的空间位置。

接下来需要径迹寻找算法（模式识别）来确定哪些空间点是属于同一条径迹的。由于此时进行快速的拟合，要求比较宽松，同一个空间点可能被划分进不同的径迹候选者，这就需要解决这种模糊性的算法。这种算法需给定每一条径迹候选者一个分值，将它们按分值大小排序，分值高者优先考虑。评分标准包括拟合得到的约化 χ^2 、空洞 (hole) 的数目、与其他径迹共享的空间点数目等，所谓空洞指径迹在本该留下空间点的 SCT 模块上却没有测量到空间点。

对于满足预先设定的径迹基本要求的径迹候选者就予以接受，进行最终更精确的径迹拟合来估计径迹的参数。径迹拟合存在多种不同的算法，但所有算法都需要传播工具 (propagator)。传播工具的任务是根据已知的径迹参数，在给定的磁场下计算径迹在目标探测模块上的径迹参数和误差。通过传播工具，对任何初始径迹参数都可以计算径迹在每一层探测模块中的位置，然后径迹拟合算法将最小化这些位置与测量到的空间点的差异来估计带电粒子的径迹。

6.3 全局 χ^2 拟合

在 FASER 实验重建软件发展初期，原型重建软件是用来验证和优化探测器设计的，在某些方面做了一定程度的简化：

- (1) 在 MC 模拟中，数字化 (digitization) 过程采用简化的电子学模型，假设带电粒子在 SCT 传感器中电离出的电荷都呈高斯型弥散分布。
- (2) 实际的 FASER 磁场主要分布在 3 个空心圆筒形的永磁铁中，永磁铁中的磁场是近乎 0.55 T 的匀强磁场，而永磁铁之间的径迹探测站中的边缘磁场明显低于 0.55 T。而且，每个 SCT 探测平面上的 8 个 SCT 模块都是交错排布的。所以，径迹拟合时需要复杂的传播工具。为避免径迹重建的复杂性，原型重建软件在模拟中使用了处处为 0.55 T 的匀强磁场，且同一个 SCT 探测平面上的模块都位于一个平面。
- (3) 带电粒子穿过径迹探测器时会与探测器中的物质相互作用，一方面会损失能量，另一方面会因受到原子的库仑力而产生多重散射 (multiple scattering)，进而改变运动方向和出射位置。一个电荷数为 Z ，动量 p ，速度 βc 的带电粒子穿过厚度为 x 且辐射长度为 X_0 的物质，会经历多次的散射。根据统计学中心极限定理，最终的散射角可以近似看成高斯分布，高斯分布的均方根为^[124]：

$$\sigma_{\text{MS}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right). \quad (6.1)$$

考虑到 FASER 探测的粒子能量都比较高，原型径迹重建软件在拟合径迹的时候忽略了径迹在穿越每层 SCT 模块时能量和方向的变化。

经过以上的简化，带电粒子在 FASER 径迹探测器中的径迹就是螺旋线。对于任何初始径迹参数，可以通过数学精确地计算其在每一层 SCT 探测平面上的位置。原型径迹重建软件进行径迹拟合的算法就是简单的全局 χ^2 拟合，然后用 MINUIT 最小化 χ^2 。构造的 χ^2 为：

$$\chi^2 = \sum_{i^{\text{th}} \text{ layer}} \left[\frac{(x_{m,i} - x_{p,i})^2}{\sigma^2[x]} + \frac{(y_{m,i} - y_{p,i})^2}{\sigma^2[y]} \right]. \quad (6.2)$$

$x_{m,i} - x_{p,i}$ 是第 i 层 SCT 探测平面上测量到的空间点在 x 方向的位置 $x_{m,i}$ 和预测的径迹位置 $x_{p,i}$ 的残差， $y_{m,i} - y_{p,i}$ 是 y 方向的残差。SCT 模块 2 片硅微条都与 y 方向成 0.02 rad 夹角，考虑到硅微条间距为 0.08 mm ， x 方向和 y 方向的固有误差 (intrinsic uncertainty) 分别为 $\sigma[x] = 0.08/(\sqrt{24} \cos 0.02)$ 和 $\sigma[y] = 0.08/(\sqrt{24} \sin 0.02)$ 。螺旋线需 5 个参数来描述，径迹参数有多种选择。例如，ATLAS 拟合的径迹参数是 2 个影响参数 d_0 和 z_0 ，及近日点 (perigee) 处动量方向的 θ ， ϕ 和 q/p （电荷和动量的比值）。对于 FASER 径迹探测器的结构，更方便的拟合参数选择是：径迹在第一层 SCT 探测平面上的位置 x 和 y ，以及 (x, y) 处动量的 θ ， ϕ ， q/p 。

为了测试原型径迹重建软件的表现和优化探测器设计，我们用 Geant4 模拟了暗光子衰变为正反 μ 子的过程。由于原型径迹重建软件还没有径迹寻找算法，故利用了 MC 的真实信息进行模式识别。FASER 需要能够分辨 2 条靠近的、带相反电荷的径迹，如果 2 条径迹在第一层 SCT 探测平面留下的空间点没有合并到一起则更有利于径迹重建，需检验 FASER 探测器的磁场和结构得到这种分离的空间点的效率。图6.4展示了不同质量和动量的暗光子在第一层 SCT 探测平面上重建出 2 个分离的空间点的效率。由于径迹的分离主要靠磁场偏转，而不是衰变产物的横动量，所以暗光子质量不会明显改变分离效率，但分离效率确实随暗光子能量增大显著下降。暗光子能量为 3 TeV 时分离的效率大约为 50%。重建的空间点和真实的径迹位置之间的残差分布应该是高斯分布，高斯分布的均方根反应了 SCT 的位置分辨率。图6.5是第一层 SCT 探测平面上重建的空间点的残差分布，用高斯函数拟合得到分辨率在 x 和 y 方向分别为 $14 \mu\text{m}$ 与 $506 \mu\text{m}$ ，和 ATLAS 报道的 SCT 位置分辨率相当^[57]。带电粒子动量的精确测量就是通过径迹重建得到的，所以重建径迹动量的分辨率是评价径迹重建效果的一个很重要的指标。Karimaki^[125] 可以在忽略多重散射的情况下从第一性原理精确计算匀强磁场中径迹动量、方向和影响因子的分辨率，图6.6比较了通过 MC 模拟测量到的相对动量分辨率和 Karimaki 预测的分辨率。由于模拟时带电粒子会在探测器物质中发生多重散射，模拟的分

分辨率总是大于预测的值。1 TeV 以下二者符合的比较好，1 TeV 以上的相对动量分辨率也是可接受的。总之，通过模拟得到的探测器表现和设计时对径迹重建的预期是较为吻合的。

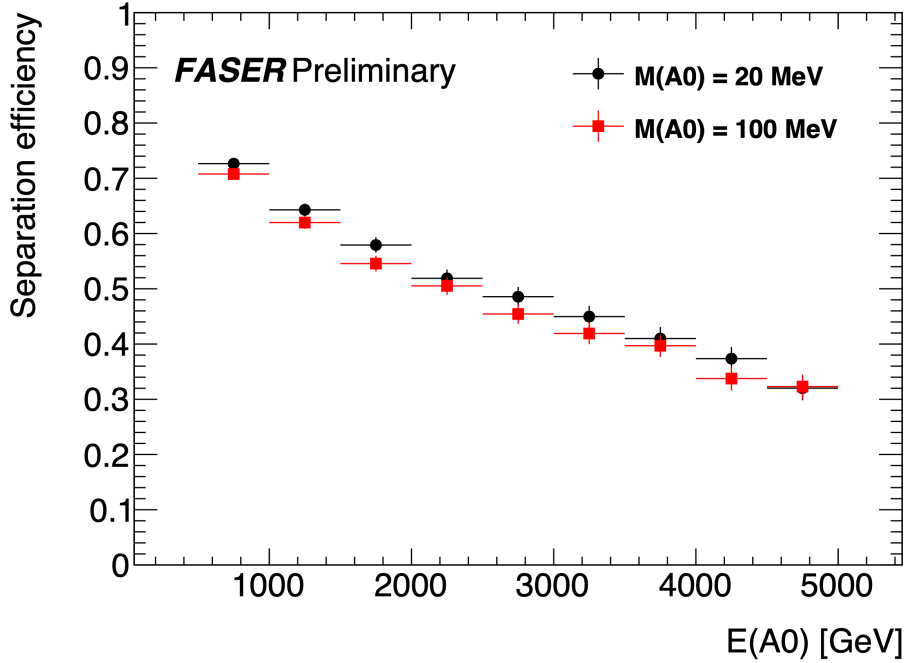


图 6.4 衰变自暗光子的 2 条径迹在第一层 SCT 探测平面上分离效率随暗光子能量的变化^[62]

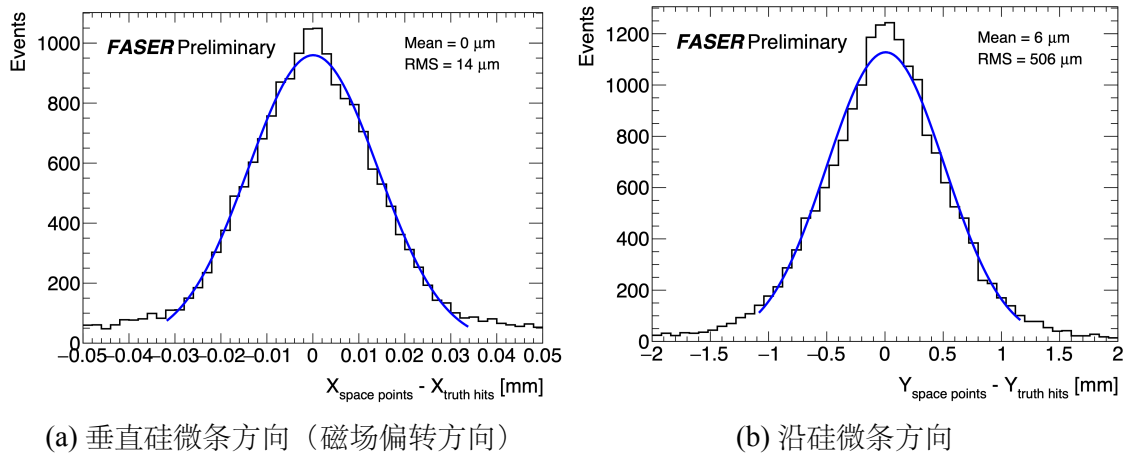


图 6.5 重建的空间点的残差分布，实线是高斯函数拟合^[62]

6.4 ACTS 程序包

FASER 原型径迹重建软件可以用来验证和优化探测器设计，但它不能够处理实际的磁场分布，也不能详细描述探测器的几何和物质，而且 FASER 需要能够处

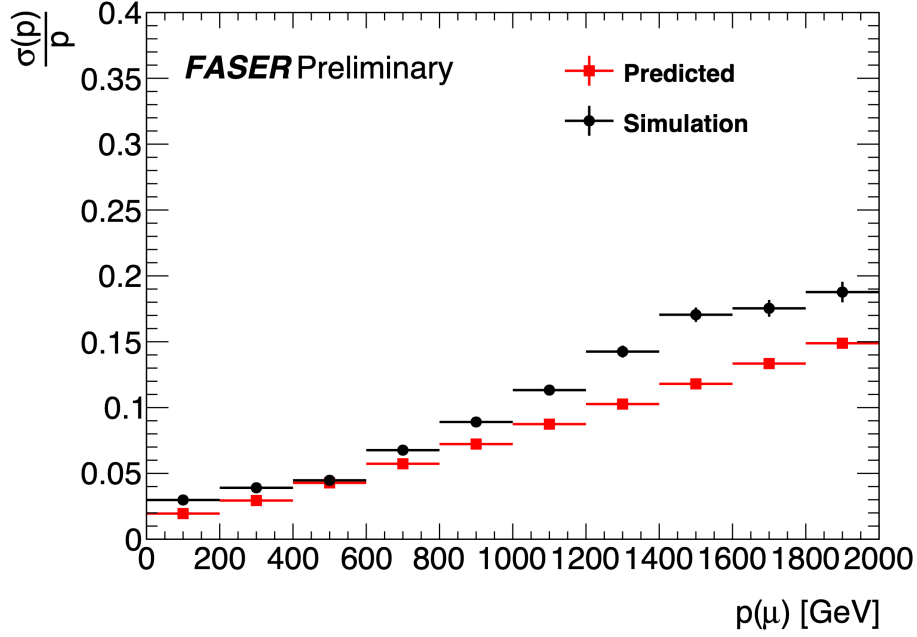


图 6.6 衰变自暗光子的 μ 子重建径迹的相对动量分辨率和 Karimaki 计算的分辨率随 μ 子动量的变化^[62]

理多重散射效应的更高阶的径迹传播和径迹拟合算法。为满足这些要求，FASER 将利用 ACTS (A Common Tracking Software)^[126] 程序包进行径迹重建。ACTS 是从 ATLAS 径迹重建软件的一些概念和程序发展起来的，但致力于发展为一个通用的、独立于特定实验的程序包，力求做到最少地依赖其他软件。ATLAS 径迹重建软件已经从 1990 年代末开始演化了几十年，LHC 越来越高的亮度对其设计思想和程序架构提出了挑战，而且 ATLAS 径迹重建部分对 CPU 计算带来了越来越大的压力。ACTS 一开始就把程序构筑在现代 CPU 架构之上，尽可能地采用多线程计算，也将更好地适应 GPU 计算。ACTS 将在今后逐步替换现有的 ATLAS 径迹重建软件。

传播工具在外推径迹时，需要知道探测器的几何结构才能判断径迹每一步的目标探测器模块。一般的探测器在模拟时已经存在完整的探测器几何描述，但是这样的几何结构对于径迹重建来说太过详细了。使用这样详细的探测器几何，会使传播工具每外推一小段就遇见不同的结构和物质，然后中断外推、计算径迹参数和误差、考虑多重散射，使径迹断裂成众多很短的曲线。这样精细的径迹不仅没有必要，可能还会适得其反，并使径迹重建计算时间急剧增长。ACTS 的径迹重建几何采用了和 ATLAS 一样的概念，利用面 (surface) 这个 C++ 类来简化探测器的模块的描述，根据探测器模块几何形状的不同，可以是平面、圆盘形、线形等。每一个面都需要和探测器模块的完整几何描述相联系，以确保面的空间方位与模块一致，也方便后续校准的需要。众多探测器模块可以形成一层一层的结构，比如 FASER 每一层 SCT 探测平面上有 8 个 SCT 模块，所以 ACTS 也存在层 (layer)

这样的类来描述层结构。描述层的类更加复杂，需包括层内所有面的数组、所有的面形成的包络面、物质质量描述等。不同的层又可以组合构成更大的结构——体 (volume)。体之间都是通过边界面互相粘在一起的，粒子到达边界面会自然地过渡到下一个体，或者终止于边界面。ACTS 的径迹重建几何可以通过 DD4Hep^[127] 和 TGeo^[128] 来构建，方便各种实验将已有的几何描述直接转换为 ACTS 可以利用的几何结构。ACTS 还提供了物质映射工具，允许用户把探测器模块详细的物质质量分布映射到简化的径迹重建几何上去，从而可以更准确地将多重散射效应以及径迹能量损失包括进重建过程。

既然 ACTS 要成为通用的径迹重建程序包，其传播工具设计时就独立于用户的事例数据模型 (Event Data Model, EDM)，允许用户自己定义终止条件，也接受用户自己写的解运动方程的实现 (implementation)。目前，ACTS 默认解运动方程的实现是 ATLAS 上已经经受大量检验且表现优秀的自适应 Runge-Kutta-Nyström 方法^[129]。ACTS 的传播工具可以读取多种格式的磁场分布信息，磁感应强度可以非常精细地被描述，这对于径迹传播的准确性非常重要。

虽然用户可以添加不同的模式识别算法，但 ACTS 也提供了一种基本的径迹种子寻找算法。该算法假设粒子是在匀强磁场中运动，通过对前几层探测器上测量 (measurement) 的组合，寻找处于同一条螺旋线上的 3 个测量构成种子，然后向外拓展。筛选条件可以非常灵活地被用户设定。ACTS 提供的径迹拟合算法基于卡尔曼滤波 (Kalman Filter, KF)，简单来说，卡尔曼滤波拟合算法可以预测每一层探测器上的径迹位置，而探测器上又存在实际的测量位置，KF 通过取一种特殊的预测位置和测量位置的加权平均来最好地估计径迹在该层探测器上的位置。KF 算法的具体内容将在 6.5 节说明。基于卡尔曼滤波拟合算法，ACTS 还发展了组合卡尔曼滤波 (Combinatorial Kalman Filter, CKF) 算法。CKF 的算法思想和卡尔曼滤波一样，只不过在每一层探测器上如果有多个测量和预测点距离在可接受范围内，CKF 就会创造多个分支径迹，保留所有的可能性，同时将这些分支径迹传播到下一层。随着传播的继续，分支径迹会越来越多。如果分支径迹存在连续多个空洞，则会丢弃这个径迹。最终，选择质量最高的径迹。径迹种子寻找算法为 CKF 提供粗略的径迹初始参数后，CKF 将能够同时平行地重建所有可能的径迹候选者，不断地把属于径迹的测量加入，同时完成径迹寻找和径迹拟合。

6.5 卡尔曼滤波拟合

径迹穿过每一层探测器都有对应的 5 个径迹参数，这 5 个径迹参数可以组成一个状态矢量 (state vector)。记第 k 层探测器上径迹的状态矢量为 $\vec{x}_k$ ，在 FASER

实验中, $\vec{x}_k = (x, y, \theta, \phi, q/p)$, (x, y) 是径迹在第 k 层探测器上的局域坐标, θ 和 ϕ 是径迹在 (x, y) 处的动量在全局坐标系的方向, q/p 是粒子的电荷比上动量。除了径迹参数, 它们的协方差矩阵也是很重要的, 径迹状态 (track state) 包含了径迹在每一层探测器上完整的信息。传播工具可以把径迹从第 $k-1$ 层探测器传播到第 k 层探测器, 于是可以通过状态矢量 $\vec{x}_{k-1}$ 预测状态矢量 $\vec{x}_{k,\text{pred}}$ ^[130]:

$$\vec{x}_{k,\text{pred}} = \mathbf{F}_{k-1} \vec{x}_{k-1} + \vec{w}_{k-1}. \quad (6.3)$$

$\mathbf{F}_{k-1}$ 就表示了径迹从第 $k-1$ 层探测器传播到第 k 层探测器状态矢量的线性变换, 称为传播矩阵 (propagator matrix)。 $\vec{w}_{k-1}$ 描述了径迹在第 $k-1$ 层探测器经历的多重散射效应。状态矢量 $\vec{x}_{k,\text{pred}}$ 的协方差 $\mathbf{C}_{k,\text{pred}}$ 也同样可以计算:

$$\mathbf{C}_{k,\text{pred}} = \mathbf{F}_{k-1} \mathbf{C}_{k-1} \mathbf{F}_{k-1}^T + \mathbf{W}_{k-1}. \quad (6.4)$$

$\mathbf{W}_{k-1}$ 是多重散射的协方差矩阵。

探测器模块的类型多种多样, 不同种类的探测器模块表示测量位置的坐标系的维数和建立方式不同, 将它们与状态矢量的局域位置 (x, y) 比较时需要投影矩阵 (projection matrix) $\mathbf{H}$ 。例如, SCT 每一片传感器都只能测量一维的位置信息 y' , 假设硅微条和状态矢量的局域坐标系的 x 轴成 α 角, 如图6.7所示, 则

$$y' = \mathbf{H} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}. \quad (6.5)$$

所以此处的投影矩阵 $\mathbf{H} = \begin{bmatrix} -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$ 。显然, $\mathbf{H}$ 不一定是方阵, 对于不同探测器模块也不同。

由于测量存在误差, 预测位置也并不完全代表真实的径迹位置, 所以预测的径迹位置和实际的测量 $\vec{m}_k$ 一般是不同的。它们的残差 $\vec{r}_k$ 为

$$\vec{r}_k = \vec{m}_k - \mathbf{H}_k \vec{x}_{k,\text{pred}}, \quad (6.6)$$

残差的协方差矩阵 $\mathbf{R}_k$ 就是

$$\mathbf{R}_k = \mathbf{V}_k + \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k,\text{pred}} \mathbf{H}_k^T. \quad (6.7)$$

$\mathbf{V}_k$ 是测量 $\vec{m}_k$ 的协方差矩阵。卡尔曼滤波的核心就是同时兼顾径迹预测位置和测量位置, 充分利用已有的信息估计最佳的径迹位置, 径迹位置就取它们的加权平均:

$$\vec{x}_k = \vec{x}_{k,\text{pred}} + \mathbf{K}_k \vec{r}_k, \quad (6.8)$$

其中 $\mathbf{K}_k$ 为卡尔曼增益矩阵 (gain matrix)^[131], 是通过数学计算确定的能给出最优

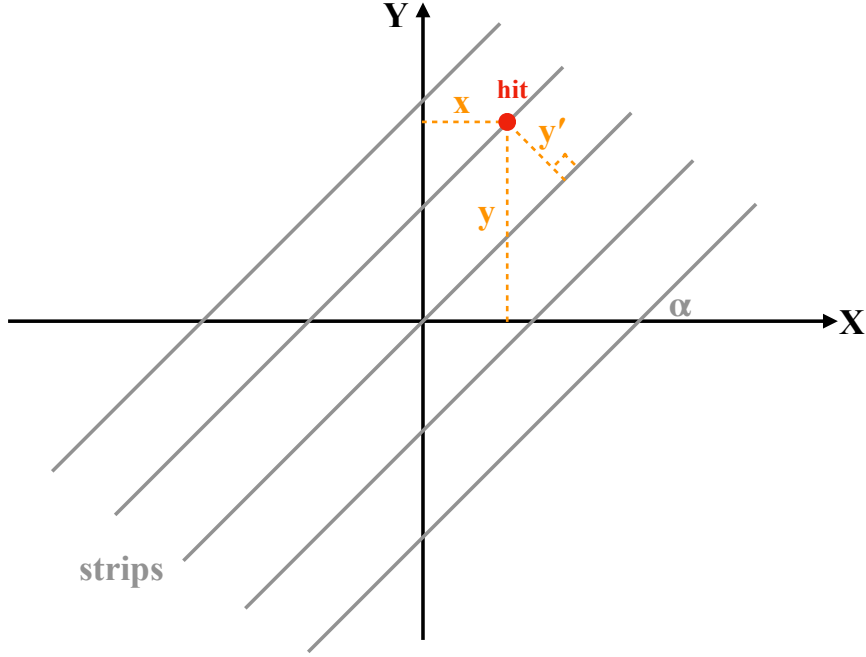


图 6.7 SCT 测量坐标系和状态矢量局域坐标系

径迹位置估计的辅助矩阵，具体形式为

$$\mathbf{K}_k = \mathbf{C}_{k,\text{pred}} \mathbf{H}_k^T \mathbf{R}_k^{-1}. \quad (6.9)$$

$\vec{x}_k$ 一般称为过滤的 (filtered) 状态矢量，而 $\vec{x}_k$ 的协方差为

$$\mathbf{C}_k = (\mathbf{1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{C}_{k,\text{pred}}. \quad (6.10)$$

以上是一般形式，为了更清楚地看到公式的意义，可以考虑 $\vec{x}_k$ 和 $\vec{m}_k$ 为一维的情形。此时， $\mathbf{C}_{k,\text{pred}} = \sigma_{k,\text{pred}}^2$ ， $\mathbf{V}_k = \sigma_{k,\text{meas}}^2$ ， $\vec{x}_k$ 的方差 σ^2 满足：

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma_{k,\text{pred}}^2} + \frac{1}{\sigma_{k,\text{meas}}^2}, \quad (6.11)$$

式(6.8)化为

$$\frac{x_k}{\sigma^2} = \frac{x_{k,\text{pred}}}{\sigma_{k,\text{pred}}^2} + \frac{m_k}{\sigma_{k,\text{meas}}^2}. \quad (6.12)$$

从这里可以看出，过滤的径迹位置的确是预测的和测量的位置的加权平均，权重是误差的倒数，谁的误差小，过滤的位置就偏向于哪边。接下来，就是用第 k 层过滤的状态矢量来预测第 $k+1$ 层的状态矢量，重复上述步骤，直到抵达最后一层存在测量的探测器。在过滤阶段，第 k 层过滤的状态矢量只用到了前 k 层测量的信息。为进一步优化拟合的结果，卡尔曼滤波拟合还需要反向进行过滤。从最后一层开始，和前述步骤一样，只是从第 k 层反向传播到第 $k-1$ 层，这样每一层的估计都充分利用了所有测量的信息。

如果测量误差和多重散射误差都是高斯分布，卡尔曼滤波拟合就能够给出径迹的最优估计^[130]。明显看出，卡尔曼滤波拟合是可迭代的，所以计算时间只会随着测量数目线性增加。而且过程中不需要对巨大的矩阵求逆，这种求逆计算对 CPU 的消耗十分巨大，这使得卡尔曼滤波拟合算法速度相对较快。

6.6 离线重建软件 Calypso

Calypso^[132] 是 FASER 正式的离线重建软件，基于 ATLAS 的 ATHENA 和 LHCb 的 GAUDI。近来 FASER 的径迹重建程序都是在此框架内发展的，代码在 Tracking/Acts 目录下。Calypso 的 SCT 团簇和空间点重建算法移植自 ATHENA 的部分程序，由于 FASER 的径迹密度比 ATLAS 低得多，只需要一部分的 ATHENA 重建算法。径迹拟合算法完全用 ACTS 构建。用 ACTS 拟合径迹首先需要建立 FASER 探测器的径迹重建几何。SCT 传感器由一个长方形的面描述，每一个 SCT 模块由相距约 1 mm 的 2 个夹角 40 mrad 的面构成。正如 FASER 径迹探测器的结构一样，每一个探测平面有 2×4 个 SCT 模块，这 8 个模块交错排列，所以 16 个面封装成了一个平面层。在同一个径迹站里的 3 个平面层组成了一个长方体 (cuboid volume)。长方体的范围比径迹站大的多，给径迹足够的外推范围，3 个长方体边界都粘在一起。构造出的 FASER 径迹重建几何如图 6.8 和图 6.9 所示。

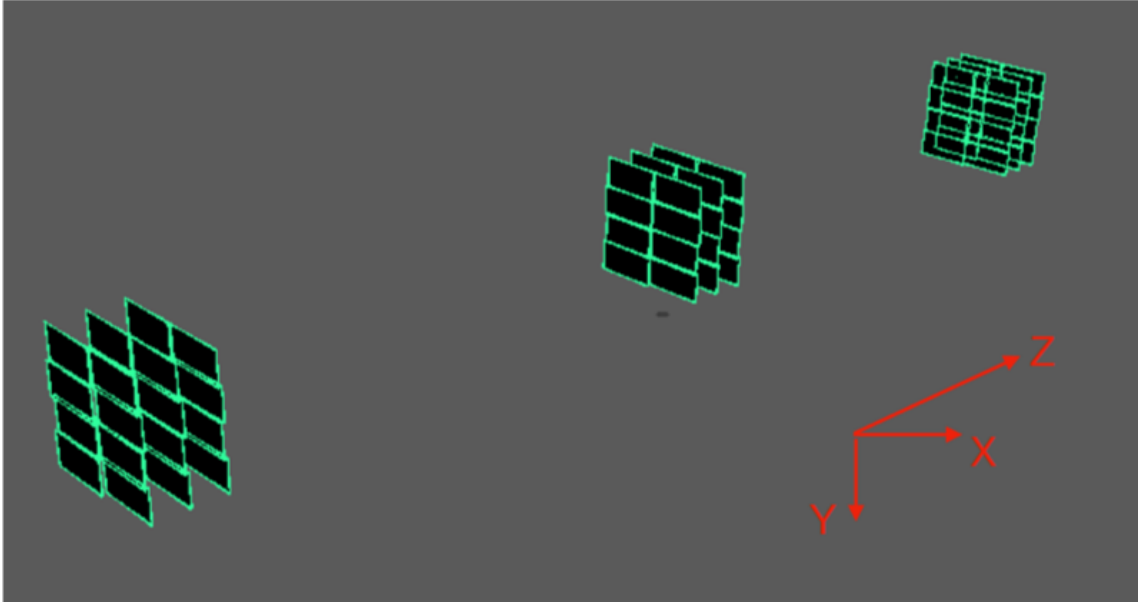


图 6.8 FASER 径迹重建几何全貌图

Calypso 目前的径迹拟合调用了 ACTS 的卡尔曼滤波拟合算法。在 Calypso 中需要提供径迹重建几何、精确的磁场分布、径迹参数初值和测量给 KF。每一个测量不仅需要包括其在探测器的局域位置和测量误差，还需要一个指向相应的探测

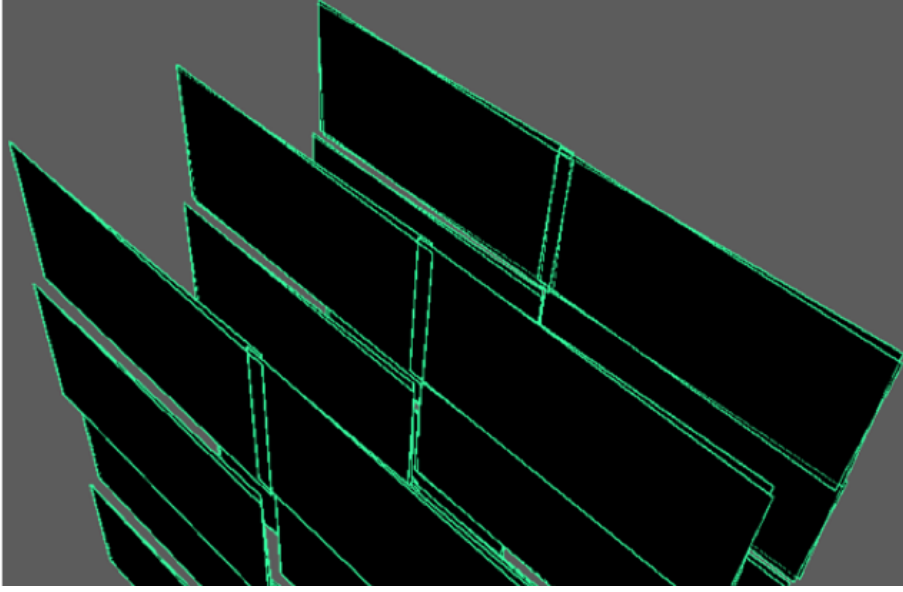
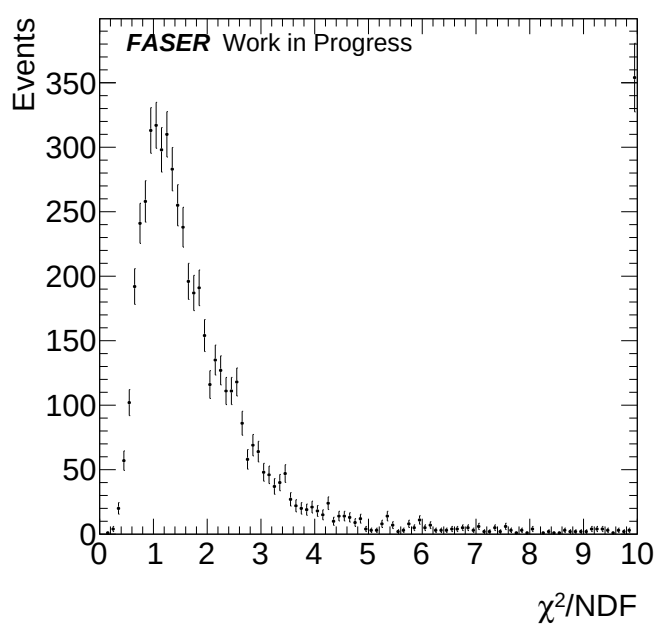


图 6.9 一个径迹站中的重建几何细节图

器模块的链接，能够通过该测量找到探测器模块的所有信息。径迹参数的初值应该由径迹种子寻找算法提供一个粗略的估计，但 FASER 径迹种子寻找算法正在由另一位 FASER 合作组成员编写中，所以目前还是利用 MC 模拟的真实信息来挑选属于径迹的测量。径迹参数初值由真实的径迹参数做高斯弥散得到。

为检查 ACTS 卡尔曼滤波拟合算法在 Calypso 中的表现，我们用 Geant4 完整模拟了 100 GeV μ^+ 射入 FASER 径迹探测器的过程。经过 SCT 团簇重建和空间点重建，将经过真实匹配 (truth match) 的空间点传递给卡尔曼滤波拟合算法进行拟合。图6.10是拟合 μ^+ 径迹得到的约化 χ^2 分布，可以看到约化 χ^2 主要分布在 1 左右，说明拟合后的径迹可以很好地描述测量到的空间点。如果拟合可以正确地决定径迹参数 λ 及其误差，那么 $pull = (\lambda_{fit} - \lambda_{true})/\sigma[\lambda_{fit}]$ 应该服从 $\mu = 0, \sigma = 1$ 的标准高斯分布，其中 $\sigma[\lambda_{fit}]$ 是径迹参数拟合值的误差。图6.11是 5 个径迹参数的 $pull$ 分布，分别用高斯函数进行了拟合，均值和均方根都已经标在图上。除局域坐标 x 的 $pull$ 分布略微偏离标准高斯分布外，其他 $pull$ 分布均正常。图6.12 是径迹重建相对动量的残差 $\lambda_{fit} - \lambda_{true}$ 的分布，同样以高斯函数拟合，拟合后高斯函数的均方根对应于径迹重建动量的分辨率。由此得到径迹动量为 100 GeV 时，相对动量分辨率为 2.8%，符合预期。

值得注意的是，SCT 模块 2 片传感器之间间距约 1 mm，重建出的空间点位置其实会受到径迹射入 SCT 模块角度的影响，所以用空间点拟合径迹增加了不必要的误差。对于 SCT 探测器，应该直接拟合每一片 SCT 传感器重建出的团簇的 1 维位置，下一步 Calypso 将会转向用团簇进行拟合。目前，Calypso 正在从卡尔曼滤波拟合逐步过渡到组合卡尔曼滤波拟合，这将使 Calypso 能够同时寻找和拟合径

图 6.10 卡尔曼滤波拟合的约化 χ^2 分布

迹。另外，顶点寻找算法也已初步加入 Calypso。在 FASER 正式取数前，离线重建软件将会准备就绪。

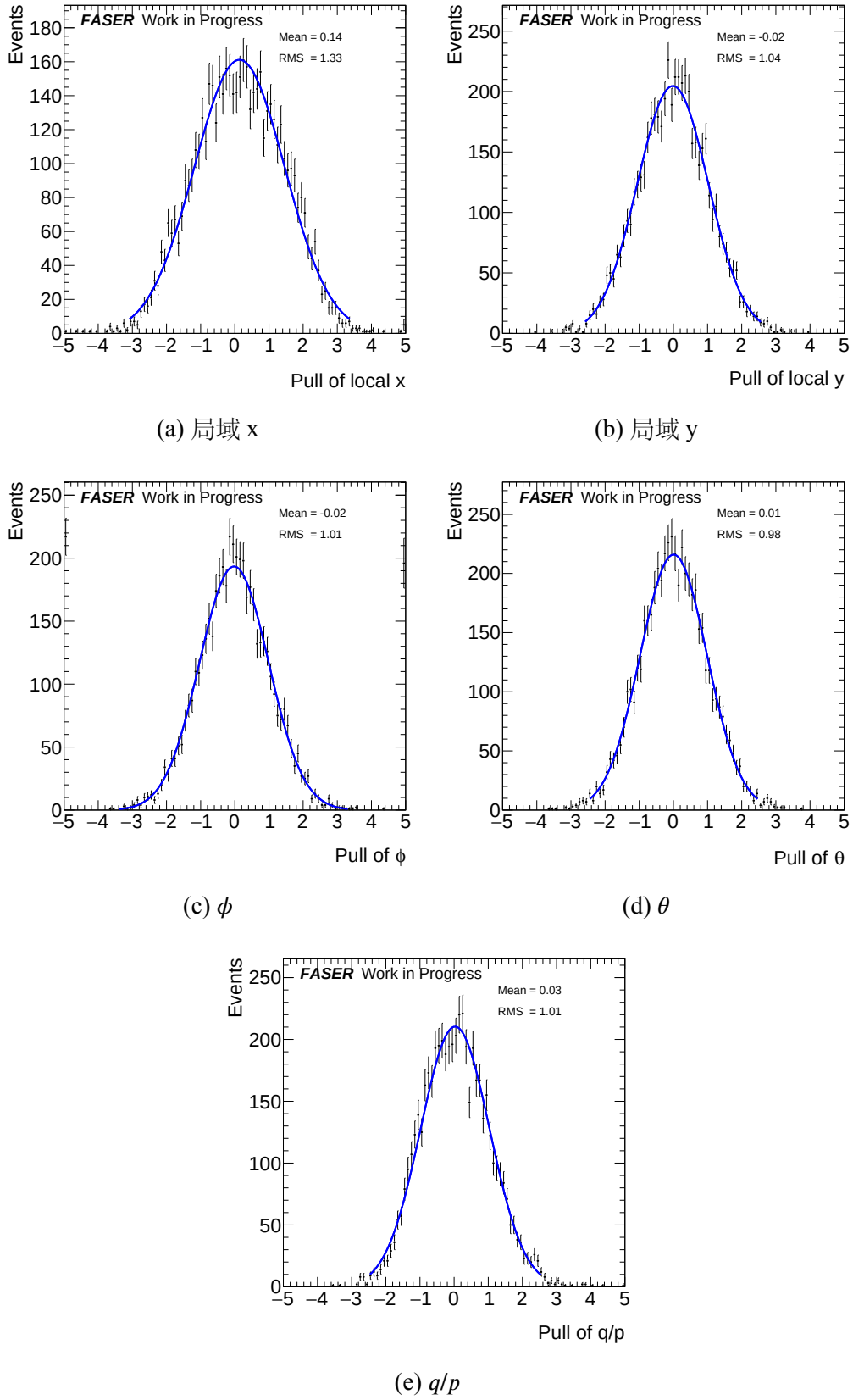


图 6.11 卡尔曼滤波拟合的 5 个径迹参数的 $pull$ 分布，实线是高斯函数拟合

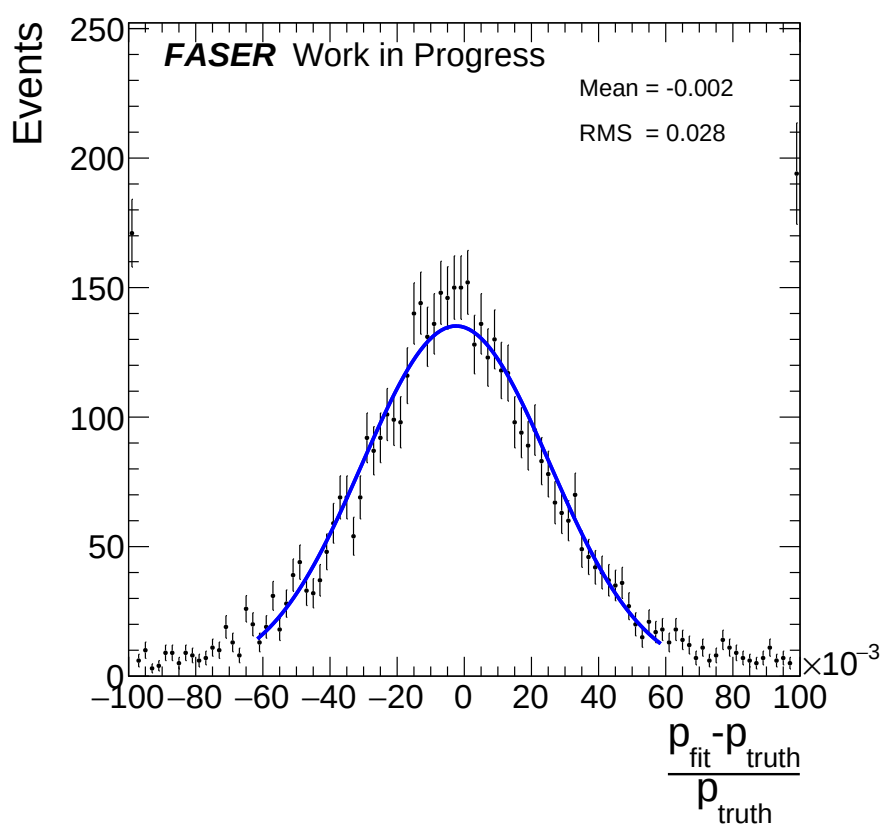


图 6.12 卡尔曼滤波拟合的径迹相对动量的残差分布，实线是高斯函数拟合

第 7 章 利用测试束流测量 RD53A 的空间分辨率

LHC 未来将升级为 HL-LHC，届时，瞬时亮度能达到 $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。为了应对如此高的粒子率和辐射水平，现有的 ATLAS 和 CMS 径迹探测器必须进行升级。ATLAS 和 CMS 计划以采用 65 nm CMOS 技术的像素探测器来替换现有的像素探测器，RD53A^[133] 是为新一代像素探测器而设计原型读出芯片。RD53A 并不是以后量产的版本，而是用于验证新技术的适用性，为量产版本提供重要的测试参数。其中一个重要的参数就是空间分辨率，空间分辨率将利用测试束流进行测量。

7.1 SLAC 束流测试

束流测试对于发展新的传感器和前端 (Front-End) 设计都很重要。在束流测试中，研究人员可以控制一束带电粒子射向待测设备 (Device under Test, DUT)，然后研究 DUT 对入射粒子的响应。SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) 是美国能源部下属的国家加速器实验室，本次 RD53A 束流测试是 2018 年 11 月由 SLAC End Station A 产生的 5 Hz, 11 GeV 电子束进行测试的。RD53A 集成了 3 种模拟前端，称为同步的 (Synchronous)、线性的 (Linear) 和微分的 (Differential)。这 3 种模拟前端电路设计有所区别，但都通过 ToT 把模拟信号转化为数字信号。它们分布在 RD53A 上 3 块不同的区域，可以分别评估和比较它们的表现。在本次束流测试中，微分的前端被关闭，同步的和线性的前端没有进行区分，同等进行测量。RD53A 的数据由新的读出系统 YARR^[134] 收集。数据获取软件使用的是 EUDAQ^[135]，EUDAQ 可以灵活地把不同 DUT 数据采集系统集成于其中，全局地控制、同步和记录数据流。

RD53A 的空间分辨率是通过比较带电粒子穿过 RD53A 时的位置和 RD53A 测量到的位置之间的差异而提取出的。所以，需要知道带电粒子穿过 RD53A 时的精确位置，这是通过精确重建带电粒子的径迹得到的。为了重建带电粒子的径迹，需要参考径迹探测器。在 SLAC 束流测试中，参考探测器是 EUDET 类型的 CALADIUM^[136]。CALADIUM 由 6 块 Mimosa26^[137] 像素探测器组成，3 块位于 DUT 的上游，3 块位于 DUT 的下游，如图 7.1 所示。Mimosa26 的尺寸为 $21.2 \times 10.6 \text{ mm}^2$ ，有 1152 行和 576 列的像素，每个像素传感器为边长 $18.4 \mu\text{m}$ 的正方形。Mimosa26 的像素传感器尺寸很小，所以空间分辨率很好，可以用来精确地重建径迹。有两块不同设计的 RD53A 模块在 SLAC 进行了束流测试，尺寸都为 $20.0 \times 9.6 \text{ mm}^2$ 。一块 RD53A 的像素尺寸为 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ，分成 400 行和 192 列。另一块 RD53A

的像素尺寸为 $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ ，分成 200 行和 384 列。厚度都为 $100 \mu\text{m}$ 。为了方便放置线缆，RD53A 在垂直束流方向旋转了 90° 。为研究在实际安装像素探测器时，倾斜的角度对空间分辨率的影响，我们也对 RD53A 在 X-Z 平面旋转 13° 后进行了束流测试。在本次束流测试中，束流方向取为全局坐标系的 Z 方向，Y 方向指向上方，X 方向与 Y 和 Z 构成右手坐标系。

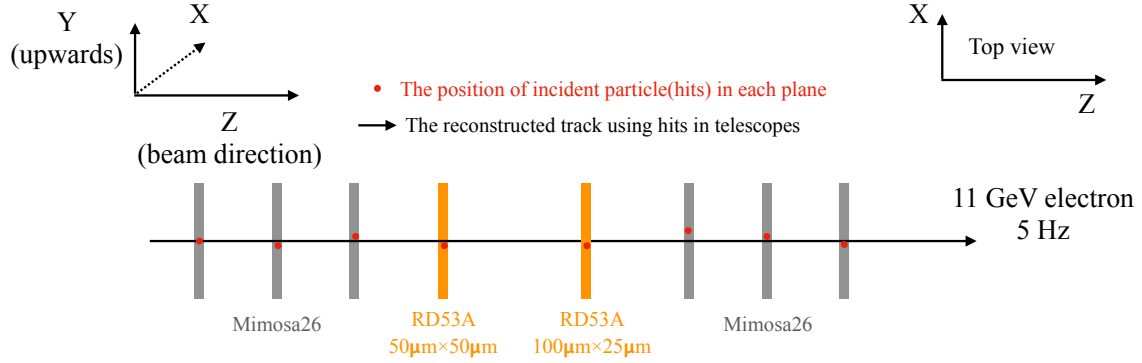


图 7.1 SLAC 束流测试俯视示意图

7.2 束流测试数据的分析

对束流测试进行径迹重建利用的工具是 EUTelescope v2.0.0^[138]。EUTelescope 通过调用 Marlin (Modular Analysis and Reconstruction for the Linear Collider)^[139] 中的程序模块来重建束流的径迹，是专门用于束流测试重建的最成熟的软件包。和其他束流测试数据处理一样，EUTelescope 重建径迹分为 5 个步骤^[140]：

- (1) 数据转换：把从探测器读出的二进制数据转换为 LCIO (Linear Collider Input/Output)^[141] 格式。在这一步，触发率高于某一给定阈值的像素会被标记为噪声像素，并被记录到数据库中。用户需要以 XML 格式提供详细的几何结构、像素尺寸、物质质量等信息给 EUTelescope。
- (2) 团簇重建：相邻的触发像素被归为一个团簇。所谓相邻的像素，是指有一个公共顶点或公共边的像素，所以每一个像素有 8 个相邻的像素。此时，包含噪声像素的团簇会被排除。
- (3) 击中位置导出 (Hit position derivation)：团簇的平均位置称为击中位置，此处考虑二进制读出 (binary readout)，即计算平均位置时只考虑像素是否被触发，而不以像素中的自由电荷为权重。探测器在制造过程中会有误差，在安装过程中更是不可能做到百分百准确，导致探测平面不是绝对垂直于束流方向，探测器中心的 x 和 y 坐标也不是完全一致的，所以需要进行校准。在这一步中会进行预校准，预校准程序假设每一层探测器都是垂直于

径迹的，所以径迹在忽略多重散射后在每一层探测器上的全局 (x, y) 坐标都应该是一样的。对于第一层探测器之后的探测器，它们测量到的径迹位置与第一层探测器测量到位置的差值应该服从高斯分布。若高斯分布的均值偏离 0，则意味着该层探测器在安装时与第一层探测器的位置有偏离，需要根据高斯分布的均值进行初步校准。

- (4) 校准：校准需要拟合径迹，EUTelescope v2.0.0 目前默认的径迹拟合算法是 GBL (General Broken Lines)^[142] 算法。GBL 和卡尔曼滤波在数学上是等价的，可以很好地处理多重散射效应，并且有接口提供径迹参数完整的协方差矩阵给校准算法 Millepede II^[143]。GBL 算法会对经过预校准的击中进行拟合，拟合中每个击中的残差会被传递给 Millepede II，Millepede II 将改变除第一层和最后一层 Mimosa26 外的其他所有探测器的位置和转动角，以寻找使全局 χ^2 最小的值，以此最终校准这些中间的探测器。本分析总共进行了 3 次基于 GBL 的校准迭代。

- (5) 径迹拟合：用 GBL 算法对校准后的 Mimosa26 上的击中进行最终的拟合。

图7.2展示了在击中位置导出阶段对不同探测器上击中位置的关联性的检验。6 层 Mimosa26 依次标记为 plane0 - plane5， $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ RD53A 标记为 plane50， $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ RD53A 标记为 plane51。清晰的正相关性表明了在本束流测试的几何描述以及相关配置是正确的，保证了后续结果的有效性。如果 2 个探测平面是严格被校准的，那么关联直线会经过原点，而从图中可以看出并非如此，所以校准步骤是必要的。

击中位置的残差为测量到的击中位置与径迹位置的差值，空间分辨率将由此提取出。第一层和第二层 Mimosa26 上的击中位置残差分布如图7.3所示。用高斯函数对残差分布拟合，得到了这两层 Mimosa26 的空间分辨率。Mimosa26 的固有分辨率 (intrinsic resolution) 为 $3 \mu\text{m} \sim 4 \mu\text{m}$ ^[136]，而高斯拟合得到的分辨率却低于固有分辨率。这是由于 Mimosa26 上的击中被用在了径迹拟合中，计算出的残差是有偏残差 (biased residual)，高斯拟合得到的分辨率是有偏分辨率。有偏分辨率和固有分辨率的关系为^[136]

$$\sigma_{\text{biased}}^2 = \sigma_{\text{intrinsic}}^2 - \sigma_{\text{track(biased)}}^2 \quad (7.1)$$

在中间的探测平面径迹误差 $\sigma_{\text{track(biased)}}$ 较小，所以第二层 Mimosa26 的有偏分辨率比第一层大。其他 Mimosa26 的残差分布与图7.3类似，这些合理的有偏分辨率证明了径迹拟合是成功的。

在径迹拟合时，DUT 上的击中被排除，所以 DUT 的击中位置残差是无偏的，

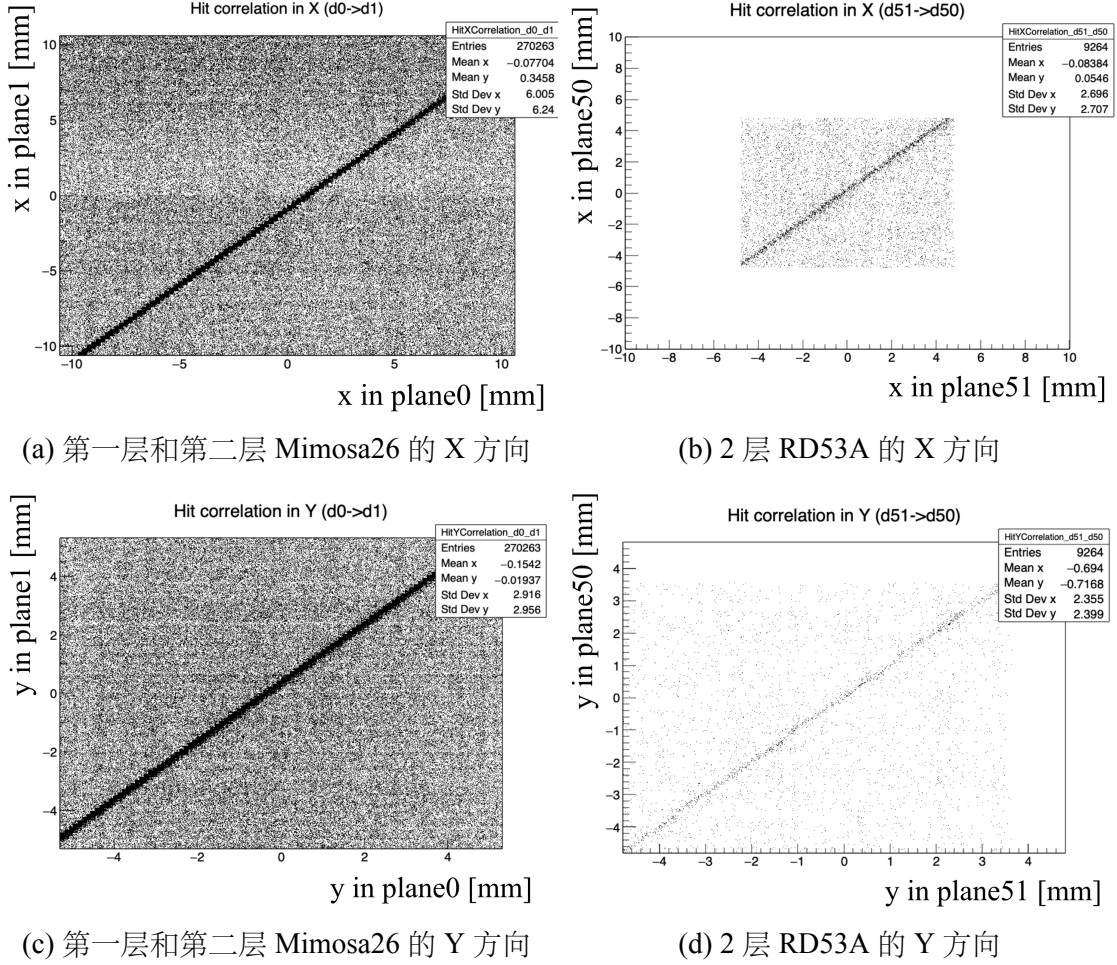


图 7.2 2 层探测平面间击中位置的关联性

满足^[136]:

$$\sigma_{\text{unbiased}}^2 = \sigma_{\text{intrinsic}}^2 + \sigma_{\text{track(unbiased)}}^2 \quad (7.2)$$

对于尺寸较大的像素，不再能够以高斯函数直接拟合其残差分布，因为其残差是均匀分布和高斯分布的卷积。此处的均匀分布是径迹的具体位置在一个像素中不可分辨导致的。均匀分布函数只有一个自由参数：宽度 d ， d 一般大致等于像素的边长。高斯函数依然有 2 个参数：均值 μ 和均方根 Σ 。无偏分辨率可以表示成这些拟合参数：

$$\sigma_{\text{unbiased}}^2 = d^2/12 + \Sigma^2 \quad (7.3)$$

其中， $d^2/12$ 就是均匀分布的方差。100 × 25 μm² RD53A 的击中位置残差分布及拟合见图 7.4。

如果 DUT 被倾斜了 13°，等效的像素尺寸会减小，这意味着更好的空间分辨率，示意图 7.5 解释了这种效应。当粒子穿过蓝色区域，会触发 2 个像素，粒子在

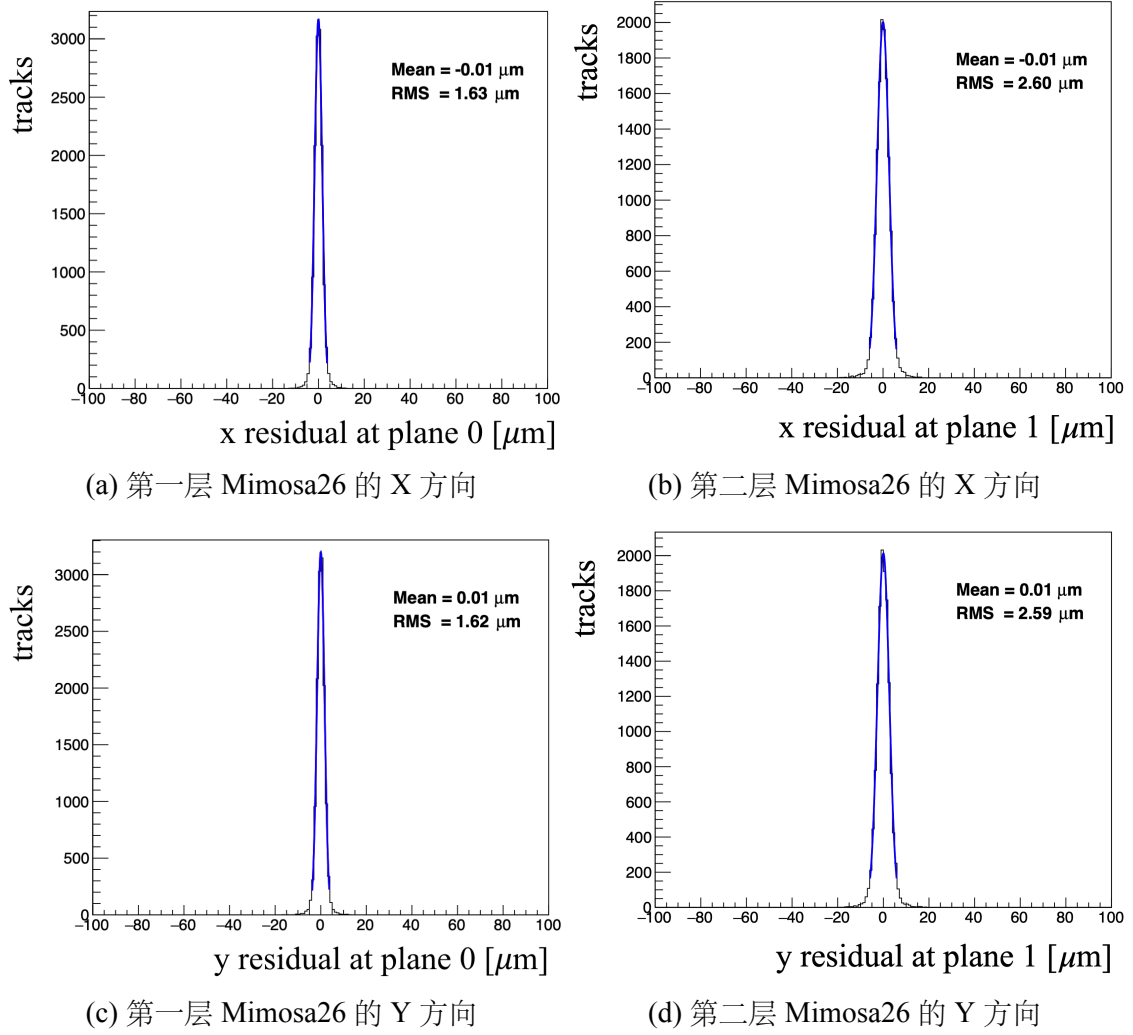


图 7.3 第一层和第二层 Mimosa26 上击中位置残差分布，实线是高斯拟合

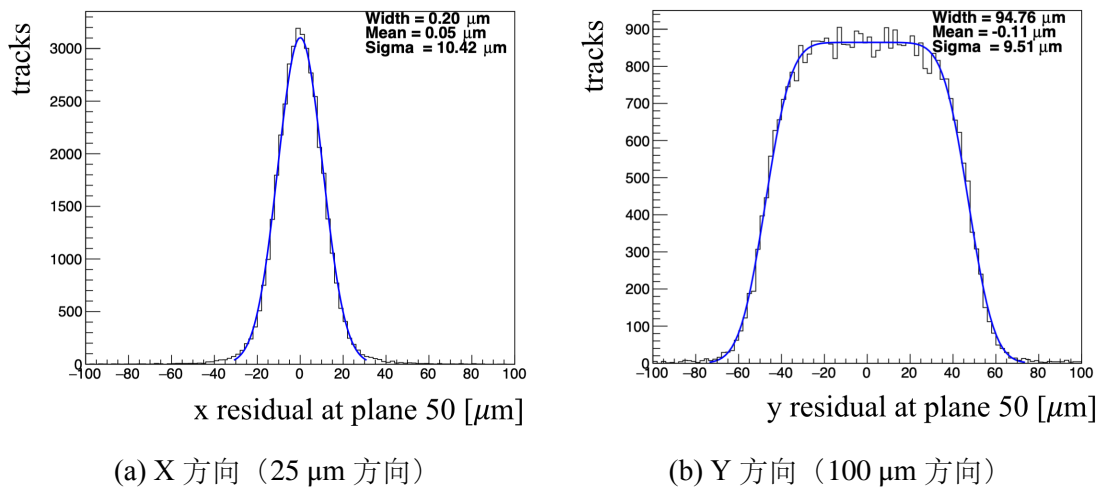


图 7.4 $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ RD53A 的击中位置残差分布，实线是均匀分布函数和高斯函数卷积的拟合

蓝色区域的具体位置是不可分辨的，所以等效宽度是 $22.5\ \mu\text{m}$ 。当粒子穿过绿色区域，仅触发一个像素，等效宽度是 $27.5\ \mu\text{m}$ 。图 7.6 清晰地表明 $50 \times 50\ \mu\text{m}^2$ RD53A 倾斜后的空间分辨率更好。

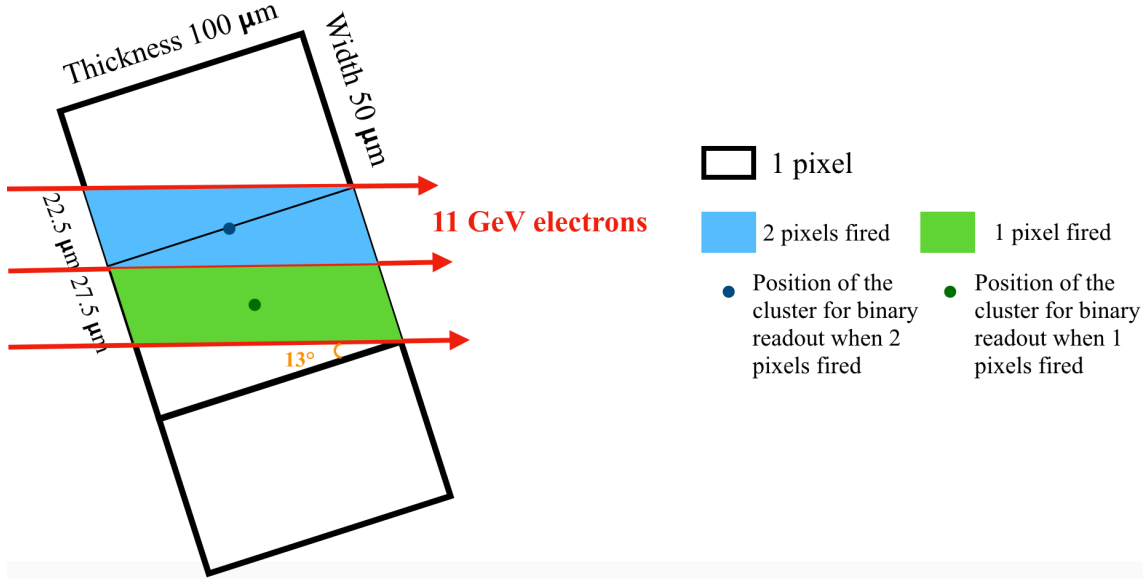


图 7.5 倾斜效应示意图，样例像素厚 $100\ \mu\text{m}$ ，宽 $50\ \mu\text{m}$ ，倾斜角 13°

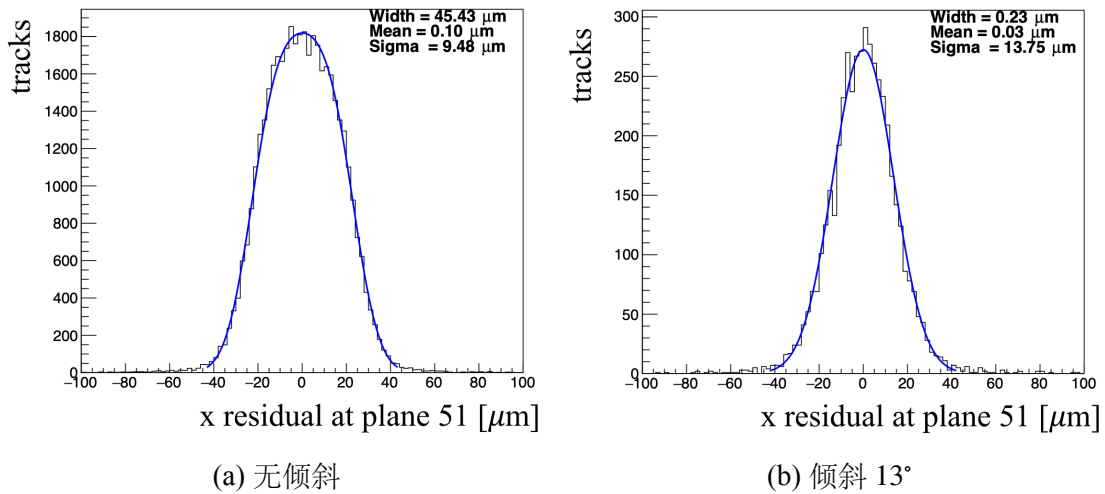


图 7.6 $50 \times 50\ \mu\text{m}^2$ RD53A 的击中位置残差分布，实线是均匀分布函数和高斯函数卷积的拟合

在束流测试中，只测量了 DUT 的无偏空间分辨率，但是我们需要的是固有分辨率。不过，只要知道径迹分辨率，就可以通过式(7.2)计算出固有分辨率，而径迹分辨率可以用径迹分辨率模拟器^[144]得到。径迹分辨率模拟器需要用户提供和 EUTelescope 中一样的探测器几何和物质质量等信息，除此之外，还需要提供 Mi-mosa26 的固有分辨率。虽然一些 EUDET 类型的参考探测器的固有空间分辨率已

经被精确测量出^[136]，但 CALADIUM 的分辨率还没有被专门测量过。可以利用 SLAC 束流测试中测量到的有偏分辨率来估计 Mimosa26 的固有分辨率，这里认为 6 层 Mimosa26 传感器的固有分辨率一样，都是 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ 。把 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ 传递给径迹分辨率模拟器就可以得到每一层 Mimosa26 处的径迹分辨率 $\sigma_{\text{track},i}$ ， i 表示第 i 层 Mimosa26。于是，可以用式(7.1)计算出每一层 Mimosa26 的有偏分辨率，并将它们与拟合有偏残差得到的有偏分辨率 $\sigma_{\text{biased},i}$ 比较，最小化如下 χ^2 ：

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(\sigma_{\text{biased},i} - \sqrt{\sigma_{\text{intrinsic}}^2 - \sigma_{\text{track},i}^2}\right)^2}{V[\sigma_{\text{biased},i}]}, \quad (7.4)$$

就可以估计出 Mimosa26 的固有分辨率。其中， $V[\sigma_{\text{biased},i}]$ 是测量到的有偏分辨率的方差。为找到使 χ^2 最小的 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ ，我们在 (3 μm , 5 μm) 的范围内，以 0.01 μm 的步长，扫描了所有可能的 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ 的值。每一个 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ 计算出的 χ^2 见图 7.7，可以看到， χ^2 可以很好地被抛物线拟合。使 χ^2 最小的 $\sigma_{\text{intrinsic}} = 3.85 \mu\text{m}$ ，被视为 Mimosa26 的固有分辨率。图 7.8 比较了 6 层 Mimosa26 上测量到的有偏分辨率和基于 3.85 μm 固有分辨率预测的有偏分辨率，二者符合的很好。

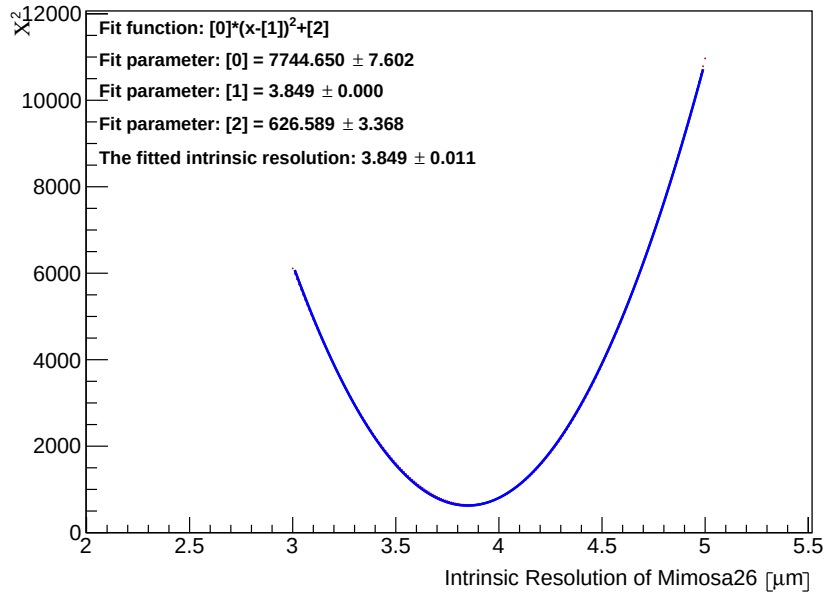


图 7.7 χ^2 分布，红色点是每一个扫描的 $\sigma_{\text{intrinsic}}$ 计算出的 χ^2 ，蓝色实线是抛物线拟合

一旦 Mimosa26 的固有分辨率确定，DUT 上的径迹分辨率也可以从径迹分辨率模拟器得到，DUT 的固有分辨率同样由式(7.2)计算出。表 7.1 总结了 SLAC 束流测试测量到的 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 和 $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ RD53A 在倾斜 13° 和无倾斜时的固有空间分辨率，并和 $\text{pitch}/\sqrt{12}$ 进行了比较。 pitch 为像素的尺寸，粒子在一个像素中的具体位置不可分辨，按照均匀随机分布， $\text{pitch}/\sqrt{12}$ 就是一个像素的空间分辨

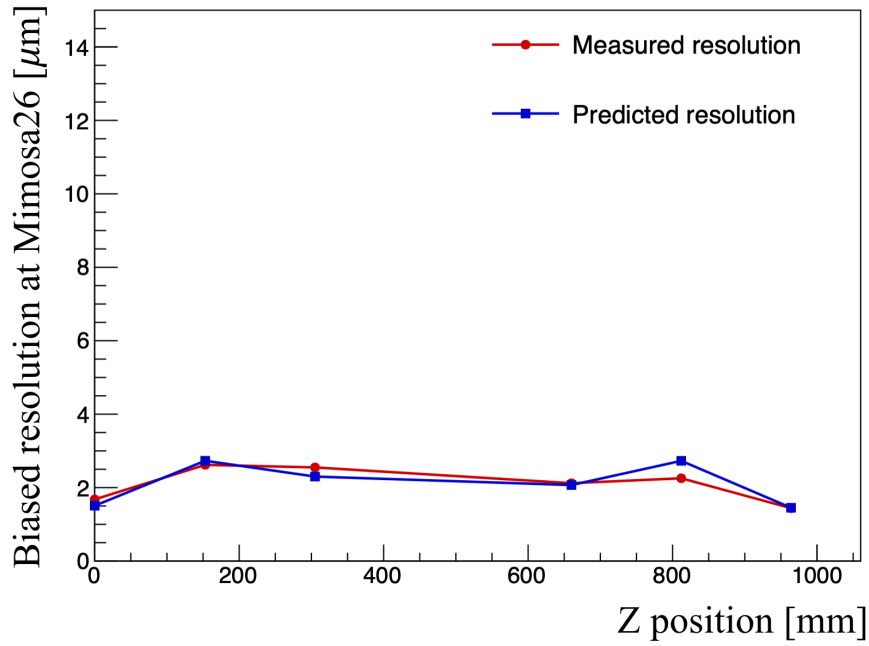


图 7.8 在 6 层 Mimosa26 上，以 $\sigma_{\text{intrinsic}} = 3.85 \mu\text{m}$ 预测的和测量的有偏分辨率的比较，X 轴是 Mimosa26 的 z 坐标

率。

表 7.1 SLAC 束流测试测量的 RD53A 模块的固有空分辨率

	50 × 50 μm ² RD53A 无倾斜方向 (50 μm)	50 × 50 μm ² RD53A 倾斜方向 (50 μm)	100 × 25 μm ² RD53A 无倾斜方向 (100 μm)	100 × 25 μm ² RD53A 倾斜方向 (25 μm)
$\text{pitch}/\sqrt{12}$	14.4	14.4	28.8	7.2
无倾斜 DUT	14.51 ± 1.05	14.58 ± 1.04	28.16 ± 0.67	7.92 ± 1.73
倾斜 13° DUT	14.04 ± 1.07	10.86 ± 1.09	28.54 ± 0.75	6.81 ± 1.82
倾斜13°/无倾斜	0.97 ± 0.10	0.74 ± 0.09	1.01 ± 0.04	0.86 ± 0.30

表7.1中的结果已包括系统误差，本次测量考虑了如下的系统误差：

- (1) DUT 的物质质量对于多重散射效应影响十分显著，而 RD53A 上有硅传感器、前端等复杂结构，物质质量难以准确估计。配置 EUTelescope 时，令 DUT 的物质质量变化 10% 作为系统误差。
- (2) 束流的能量也允许变化 10%。
- (3) 实验中对 DUT 在 Z 方向位置的测量准确度不高，赋予了 10 mm 的不确定度。

- (4) Mimosa26 的固有分辨率是通过其有偏分辨率提取的。实际上，如果把某一层 Mimosa26 的击中排除于径迹拟合，也可以得到 Mimosa26 的无偏分辨率。以 6 层 Mimosa26 上的无偏分辨率来最小化 χ^2 得到的固有分辨率为 $3.35\ \mu\text{m}$ ，这将导致径迹分辨率模拟器给出的 DUT 处的径迹分辨率产生变化，从而影响 DUT 的固有分辨率。

当 RD53A 没有被倾斜时，测量得到的固有空间分辨率和按照二进制读出的预期是一致的，说明 RD53A 芯片的实际表现达到了设计标准。当倾斜 13° 后，空间分辨率确实减小了，这也是为什么设计径迹探测器时总是希望粒子可以同时触发多个像素。如果利用了像素中电荷的信息，空间分辨率将进一步优化。最终的系统误差主要由 DUT 在 Z 方向的位置不确定度主导，今后进行束流测试时，应当进一步减小其测量误差。

第 8 章 总结与展望

经过苦苦寻觅，Higgs 玻色子终于被 LHC 发现，让人们为标准模型的信心又再度增强了几分，但标准模型一些明显的不足又让人无法确信它是终极理论。这一特殊时期实在令人茫然，破解这种局面的最好办法可能就是多角度地去寻找新物理。

本文首先利用 ATLAS 在 Run-2 阶段于 2015 年至 2017 年收集到的 79.8 fb^{-1} 积分亮度的数据，在双喷注加光子末态寻找新的共振峰，这种末态可以一般化地寻找多种可能的新粒子。该分析的最终观测量是双喷注的不变质量 m_{jj} ，其中标准模型的贡献可以用光滑函数直接拟合不变质量谱得到。但随着统计量的增加，难以用光滑函数同时拟合整个质量谱，于是采用了滑动窗口拟合的方法。为了能够保持分析在高质量区间灵敏度的同时探索更低的质量区间，该分析考虑了以单光子触发和联合触发分别收集数据形成的 2 种信号道。另外，为了增加对某些偏爱衰变到大质量夸克的新粒子的灵敏度，又分别研究了末态双喷注都被 b -标定和双喷注可以为任意味道的情形。所以，最终在 4 个信号道中的 $169 \text{ GeV} < m_{jj} < 1100 \text{ GeV}$ 范围寻找了新的共振峰。4 个信号道的 m_{jj} 都可以被光滑函数很好地拟合，即数据都和标准模型吻合，没有观测到新的共振峰。接下来利用了贝叶斯方法对不同质量的轴矢量 Z' 暗物质传播子设置了 95% 置信度的 Z' 和夸克耦合强度 g_q 的上限，在大部分质量区间排除了 $g_q > 0.15$ ，填补了 ATLAS 各种双喷注分析对轴矢量 Z' 在 $250 \text{ GeV} - 450 \text{ GeV}$ 质量区间上限设置的缺失。为充分利用该分析的价值，给更多新物理模型以参考，该分析同时设置了高斯型信号的可见截面上限，使众多不变质量分布类似高斯分布的新信号都可以对此上限进行重解释。

对于即将开启的 LHC Run-3 阶段，本文准备从另一路径寻找与标准模型耦合极弱的低质量长寿命新粒子，如暗光子、类轴子等。这些长寿命粒子会在 ATLAS 前向沿束流方向集中产生，飞行几百米才会衰变回可见的标准模型粒子。小型的 FASER 探测器就将放置于距 ATLAS 对撞点 480 米的地方专门寻找这样的新粒子。FASER 探测器现在正在紧锣密鼓地建造当中，预计于 Run-3 正式取数。FASER 实验中对信号鉴别至关重要的径迹重建是本文所重点关注的。FASER 的径迹重建采用了目前非常前沿和强大的 ACTS 程序包，径迹拟合目前使用了卡尔曼滤波算法，已对其进行了初步测试，结果显示 FASER 径迹重建软件表现正常。FASER 径迹重建软件完全有信心在正式取数前准备就绪，将为 ACTS 发展提供有益的反馈，也为 ATLAS Run-4 阶段转用 ACTS 提供一定经验。FASER 的启用将有力地补充和丰

富 LHC 上对新物理的寻找, 也能更充分地挖掘 LHC 的潜力。

未来高亮度 LHC 的运行更是为新物理开辟了广阔的遐想空间, 不少于 3000 fb^{-1} 积分亮度的数据为双喷注分析及其他寻找新物理的分析注入了更大的希望。但高亮度也带来了更复杂的对撞环境, 对探测器提出了更大的挑战, 尤其是径迹探测器。ATLAS 和 CMS 早已开始研究 HL-LHC 探测器升级, 准备将径迹探测器升级为全硅的探测器, 并为验证采用 65 nm CMOS 技术的新一代像素探测器模块设计了 RD53A 原型读出芯片。径迹探测器最重要的性能之一就是空间分辨率, 本文利用了 SLAC 束流测试测量了 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 和 $100 \times 25 \mu\text{m}^2$ 两种设计的 RD53A 模块, 测得以二进制读出的固有空分辨率都和 $\text{pitch}/\sqrt{12}$ 相当, 表明 RD53A 达到了设计性能。将 RD53A 模块倾斜 13° 后, 测得的空间分辨率减小, $50 \mu\text{m}$ 方向减小了 26%, $25 \mu\text{m}$ 方向减小了 14%。这些结果对决定 HL-LHC 阶段像素探测器升级的几何结构提供了有用的信息。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC[J]. Phys. Lett. B, 2012, 716(1):1-29.
- [2] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC[J]. Phys. Lett. B, 2012, 716(1):30-61.
- [3] Wigner E P. Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren [M]. Braunschweig: Vieweg, 1931:251-253.
- [4] Weinberg S. The Quantum Theory of Fields[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995:1-256.
- [5] Peskin M E, Schroeder D V. An Introduction to Quantum Field Theory[M]. Westview Press, 1995:40-44, 99-115, 211-230.
- [6] Yang C N, Mills R L. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance[J]. Physical Review, 1954, 96(1):191-195.
- [7] 余钊焕. 粒子物理标准模型拉氏量和费曼规则[EB/OL]. (2020-08-25)[2020-12-25]. https://yuzhaohuan.gitee.io/doc/1408_SM.pdf.
- [8] Kobayashi M, Maskawa T. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction[J]. Cp Violation, 1989, 49(2):199-204.
- [9] Higgs P W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons[J]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13 (16):508-509.
- [10] Englert F, Brout R. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons[J]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13(9).
- [11] Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B. Global conservation laws and massless particles[J]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13(20):585-587.
- [12] 周邦融. 量子场论[M]. 北京: 高等教育出版社, 2008:127-136.
- [13] Greiner W, Reinhardt J. Field Quantization[M]. Berlin: Springer, 1996:211-290.
- [14] Dyson F J. The radiation theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman[J]. Phys. Rev., 1949, 75:486-502.
- [15] Schwartz M D. Quantum Field Theory and the Standard Model[M]. New York: Cambridge University Press, 2014:84-93.
- [16] Dyson F J. Divergence of perturbation theory in quantum electrodynamics[J]. Phys. Rev., 1952, 85:631-632.
- [17] Kazakov D I, Shirkov D V. Asymptotic series of quantum field theory and their summation[J]. Fortsch. Phys., 1980, 28:465-499.
- [18] 't Hooft G. Renormalization of massless Yang-Mills fields[J]. Nuclear Physics, 1971, 33(1): 173-199.

-
- [19] 't Hooft G. Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields[J]. Nuclear Physics B, 1971, 35(1):167-188.
 - [20] Huston J, Rabbertz K, Zanderighi G. Quantum chromodynamics[EB/OL]. (2020-06-01)[2020-12-27]. <https://pdg.lbl.gov/2020/reviews/rpp2020-rev-qcd.pdf>.
 - [21] ATLAS Collaboration. Standard model summary plots spring 2020[EB/OL]. (2020-05-22)[2020-12-27]. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHY-S-PUB-2020-010/>.
 - [22] CMS Collaboration. Summaries of cms cross section measurements[EB/OL]. (2020-09-08)[2020-12-27]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsCombined>.
 - [23] Mertens S. Direct neutrino mass experiments[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2016, 718:022013.
 - [24] Bennett C L, Larson D, Weiland J L, et al. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe(wmap) observations: Final maps and results[J]. Astrophysical Journal Supplement, 2013, 208(2):20.
 - [25] Cohen A G, Kaplan D B, Nelson A E. Progress in electroweak baryogenesis[J]. Annual Review of Nuclear & Particle Science, 2012, 43(1):1463-1500.
 - [26] Baker C A, Doyle D D, Geltenbort P, et al. Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(13):131801.
 - [27] Peccei R D, Quinn H R. Cp conservation in the presence of pseudoparticles[J]. Physical Review Letters, 1977, 38(25):1440-1443.
 - [28] Peccei R D, Quinn H R. Constraints imposed by cp conservation in the presence of pseudoparticles[J]. Phys. Rev. D, 1977, 16(6):1791-1797.
 - [29] Rubin V C, Ford J, W. Kent. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions[J]. Astrophysical Journal, 1970, 159:379.
 - [30] Trimble V. Existence and nature of dark matter in the universe[J]. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1987, 25:425.
 - [31] Aghanim N, Akrami Y, Ashdown M, et al. Planck 2018 results VI. Cosmological parameters [J]. Astronomy & Astrophysics, 2020, 641:A6.
 - [32] Baudis L. A review of direct wimp search experiments[J]. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 2013, 235-236:405 - 412.
 - [33] XENON Collaboration. Search for inelastic scattering of wimp dark matter in xenon1t[J]. arXiv:2011.10431[hep-ex], 2020.
 - [34] Collaborations V K F. Recent results from lux and prospects for dark matter searches with lz [J]. Universe, 2019, 5(3):73.
 - [35] Daniel A, Nural A, Ece A, et al. Dark matter benchmark models for early lhc run-2 searches: Report of the atlas/cms dark matter forum[J]. Physics of the Dark Universe, 2020, 27:100371.
 - [36] Mikael C, Felix K, Matthew M, et al. Constraining dark sectors with monojets and dijets[J]. Journal of High Energy Physics, 2015, 2015(7):89.
 - [37] Fabbrichesi M, Gabrielli E, Lanfranchi G. The dark photon[J]. arXiv:2005.01515 [hep-ph], 2020.

-
- [38] Arias P, Cadamuro D, Goodsell M, et al. Wispy cold dark matter[J]. *Journal of Cosmology & Astroparticle Physics*, 2012, 2012(6):935-1086.
- [39] Endo M, Hamaguchi K, Mishima G. Constraints on hidden photon models from electron g-2 and hydrogen spectroscopy[J]. *Physical Review D*, 2012, 86(9):579-599.
- [40] Feng J L, Galon I, Kling F, et al. ForwArd Search ExpeRiment at the LHC[J]. *Physical Review D*, 2018, 97(3):035001.
- [41] Brun P. Axion-like particles: possible hints and constraints from the high-energy universe[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2013, 460(1):12015-12015.
- [42] Feng J L, Galon I, Kling F, et al. Axionlike particles at FASER: The LHC as a photon beam dump[J]. *Physical Review D*, 2018, 98(5):055021.
- [43] Sjostrand T, Mrenna S, Skands P Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1[J]. *Comput. Phys. Commun.*, 2008, 178:852-867.
- [44] Gleisberg T, Höeche S, Krauss F, et al. Event generation with SHERPA 1.1[J]. *JHEP*, 2009, 02:007.
- [45] Corcella G, Knowles I G, Marchesini G, et al. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)[J]. *Journal of High Energy Physics*, 2001, 2001(01):010-010.
- [46] 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]. *Journal of High Energy Physics*, 2014, 2014(7):79.
- [47] Andersson B, Gustafson G, Ingelman G, et al. Parton Fragmentation and String Dynamics[J]. *Physics Reports*, 1983, 97(2):31-145.
- [48] Webber B R. A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference[J]. *Nuclear Physics B*, 1984, 238(3):492-528.
- [49] Evans L, Bryant P. LHC machine[J]. *Journal of Instrumentation*, 2008, 3(08):S08001-S08001.
- [50] Forthommel. Map of the cern accelerator complex[EB/OL]. (2011-05-23)[2021-01-05]. <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cern-accelerator-complex.svg>.
- [51] Lhc running[EB/OL]. (2021-01)[2021-01]. https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.lhc_running.
- [52] How an accelerator works[EB/OL]. (2021-01)[2021-01]. <https://home.cern/science/accelerators/how-accelerator-works>.
- [53] Lhc project schedule[EB/OL]. (2021-01)[2021-01]. <https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule>.
- [54] ATLAS Collaboration. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider[J]. *Journal of Instrumentation*, 2008, 3(08):S08003-S08003.
- [55] Capeans M, Darbo G, Einsweiler K, et al. Atlas insertable b-layer technical design report [R/OL]. ATLAS-TDR-19, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [56] Pernegger H. The Pixel Detector of the ATLAS experiment for LHC Run-2[J]. *Journal of Instrumentation*, 2015, 10(6):C06012-C06012.

-
- [57] ATLAS collaboration. Operation and performance of the atlas semiconductor tracker[J]. Journal of Instrumentation, 2014, 9(8):P08009-P08009.
- [58] Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties[J]. Journal of Instrumentation, 2017, 12(05):P05002–P05002.
- [59] ATLAS collaboration. Performance of the ATLAS trigger system in 2015[J]. The European Physical Journal C, 2017, 77(5).
- [60] Gallas E J, Malon D, Hawkings R J, et al. An integrated overview of metadata in ATLAS[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 219(4):042009.
- [61] FASER Collaboration. FASER’s physics reach for long-lived particles[J]. Physical Review D, 2019, 99(9).
- [62] FASER Collaboration. TECHNICAL PROPOSAL: FASER, THE FORWARD SEARCH EXPERIMENT AT THE LHC[R/OL]. CERN-LHCC-2018-036, 2018. <http://cds.cern.ch/record/2651328>.
- [63] ATLAS collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the atlas detector using lh run-1 data[J]. The European Physical Journal C, 2016, 76(12).
- [64] ATLAS collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the atlas detector using lh run 2 data collected in 2015 and 2016[J]. The European Physical Journal C, 2019, 79(3).
- [65] ATLAS collaboration. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1[J]. The European Physical Journal C, 2017, 77(7):490.
- [66] ATLAS collaboration. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector[J]. The European Physical Journal C, 2017, 77(7):466.
- [67] ATLAS Collaboration. Improving jet substructure performance in ATLAS using Track-Calo Clusters[R/OL]. ATL-PHYS-PUB-2017-015, 2017. <http://cds.cern.ch/record/2275636>.
- [68] ATLAS Collaboration. Optimisation of large-radius jet reconstruction for the ATLAS detector in 13 TeV proton–proton collisions[R/OL]. CERN-EP-2020-134, 2020. <http://cds.cern.ch/record/2730141>.
- [69] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. The anti-kt jet clustering algorithm[J]. Journal of High Energy Physics, 2008, 2008(04):063-063.
- [70] ATLAS Collaboration. Jet energy scale and resolution measured in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector[J]. arXiv:2007.02645[hep-ex], 2020.
- [71] ATLAS Collaboration. Optimisation and performance studies of the atlas b-tagging algorithms for the 2017-18 lh run[R/OL]. ATL- PHYS-PUB-2017-013, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2273281>.
- [72] ATLAS Collaboration. Secondary vertex finding for jet flavour identification with the atlas detector[R/OL]. ATL-PHYS-PUB-2017- 011, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2270366>.
- [73] ATLAS Collaboration. Topological b-hadron decay reconstruction and identification of b-jets with the jetfitter package in the atlas experiment at the lh[R/OL]. ATL-PHYS-PUB-2018-025, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2645405>.

-
- [74] ATLAS collaboration. ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. The European Physical Journal C, 2019, 79(11):970.
 - [75] Harris R M, Kousouris K. Searches for dijet resonances at hadron colliders[J]. International Journal of Modern Physics A, 2011, 26(30n31):5005–5055.
 - [76] UA2 Collaboration. Measurement of jet production properties at the cern pp collider[J]. Physics Letters B, 1984, 144(3):283 - 290.
 - [77] UA2 Collaboration. A measurement of two-jet decays of the W and Z bosons at the CERN pp collider[J]. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields, 1991, 49(1):17 - 28.
 - [78] CDF Collaboration. Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV[J]. Phys. Rev. D, 2009, 79(11):112002.
 - [79] ATLAS Collaboration. Search for New Particles in Two-Jet Final States in 7 TeV Proton–Proton Collisions with the ATLAS Detector at the LHC[J]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105:161801.
 - [80] CMS Collaboration. Search for Dijet Resonances in 7 TeV pp Collisions at CMS[J]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105:211801.
 - [81] CMS Collaboration. Measurement of Dijet Angular Distributions and Search for Quark Compositeness in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV[J]. Phys. Rev. Lett., 2011, 106:201804.
 - [82] CMS Collaboration. Search for resonances in the dijet mass spectrum from 7 TeV pp collisions at CMS[J]. Phys. Lett. B, 2011, 704:123.
 - [83] ATLAS Collaboration. A search for new physics in dijet mass and angular distributions in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV measured with the ATLAS detector[J]. New J. Phys., 2011, 13: 053044.
 - [84] ATLAS Collaboration. Search for new physics in the dijet mass distribution using 1 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV collected by the ATLAS detector[J]. Phys. Lett. B, 2012, 708:37.
 - [85] ATLAS Collaboration. ATLAS search for new phenomena in dijet mass and angular distributions using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV[J]. JHEP, 2013, 01:029.
 - [86] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in the dijet mass distribution using pp collision data at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev. D, 2015, 91:052007.
 - [87] CMS Collaboration. Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV[J]. Phys. Rev. D, 2013, 87:114015.
 - [88] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in dijet mass and angular distributions from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Lett. B, 2016, 754:302.
 - [89] CMS Collaboration. Search for new phenomena in events with high jet multiplicity and low missing transverse momentum in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV[J]. Phys. Lett. B, 2017, 770:257.
 - [90] CMS Collaboration. Search for narrow and broad dijet resonances in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on dark matter mediators and other new particles[J]. JHEP, 2018, 08:130.
 - [91] CMS Collaboration. Search for dijet resonances in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on dark matter and other models[J]. Phys. Lett. B, 2017, 769:520.

-
- [92] ATLAS Collaboration. Search for Low-Mass Dijet Resonances Using Trigger-Level Jets with the ATLAS Detector in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121:081801.
 - [93] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in dijet events using 37 fb^{-1} of pp collision data collected at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev. D, 2017, 96:052004.
 - [94] An H, Huo R, Wang L T. Searching for low mass dark portal at the LHC[J]. Phys. Dark Univ., 2013, 2:50-57.
 - [95] Shimmin C, Whiteson D. Boosting low-mass hadronic resonances[J]. Phys. Rev. D, 2016, 94 (5):055001.
 - [96] ATLAS Collaboration. Search for light resonances decaying to boosted quark pairs and produced in association with a photon or a jet in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Lett. B, 2019, 788:316-335.
 - [97] CMS Collaboration. Search for low mass vector resonances decaying into quark–antiquark pairs in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. JHEP, 2018, 01:097.
 - [98] CMS Collaboration. Search for low-mass resonances decaying into bottom quark-antiquark pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Phys. Rev., 2019, D99(1):012005.
 - [99] ATLAS Collaboration. Search for resonances in the mass distribution of jet pairs with one or two jets identified as b -jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J]. Phys. Rev. D, 2018, 98:032016.
 - [100] CMS Collaboration. Search for Narrow Resonances in the b -Tagged Dijet Mass Spectrum in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 120:201801.
 - [101] Lai H L, Guzzi M, Huston J, et al. New parton distributions for collider physics[J]. Phys. Rev. D, 2010, 82:074024.
 - [102] Ball R D, et al. Parton distributions with LHC data[J]. Nucl. Phys., 2013, B867:244-289.
 - [103] ATLAS Collaboration. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data[R/OL]. ATL-PHYS-PUB-2014-021, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
 - [104] Alwall J, et al. MadGraph 5: going beyond[J]. JHEP, 2011, 06:128.
 - [105] Agostinelli S, et al. GEANT4: a simulation toolkit[J]. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A506: 250-303.
 - [106] ATLAS Collaboration. Summary of ATLAS Pythia 8 tunes[R/OL]. ATL-PHYS-PUB-2012-003, 2012. <http://cds.cern.ch/record/1474107>.
 - [107] ATLAS Collaboration. Selection of jets produced in 13 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector[R/OL]. ATLAS-CONF-2015-029, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037702>.
 - [108] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector[R/OL]. ATLAS-CONF-2014-018, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
 - [109] Cowan G, Cranmer K, Gross E, et al. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics[J]. The European Physical Journal C, 2011, 71(2).
 - [110] Choudalakis G, Casadei D. Plotting the differences between data and expectation[J]. The European Physical Journal Plus, 2012, 127(2).

- [111] Choudalakis G. On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter[C]// PHYSTAT 2011. 2011.
- [112] Sekhon K, Edgar R C, Amidei D. SWiFt: Sliding Window Fit Method for Resonance Searches [R/OL]. ATL-COM-PHYS-2018-161, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2305523>.
- [113] James F, Roos M. Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations[J]. Comput. Phys. Commun., 1975, 10:343-367.
- [114] ATLAS Collaboration. Search for new light resonances decaying to jet pairs and produced in association with a photon or a jet in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[R/OL]. ATLAS-CONF-2016-070, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2206221>.
- [115] ATLAS Collaboration. Search for low-mass resonances decaying into two jets and produced in association with a photon using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector[J]. Physics Letters B, 2019, 795:56-75.
- [116] 朱永生. 实验物理中的概率和统计[M]. 北京: 科学出版社, 2006:281-283.
- [117] ATLAS Collaboration. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC[J]. The European Physical Journal C, 2013, 73(8).
- [118] ATLAS Collaboration. Recommendation for using pdfs[EB/OL]. (2018-04-03)[2018-04-03]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/PdfRecommendations>.
- [119] Caldwell A, Kollár D, Kröninger K. BAT –The Bayesian analysis toolkit[J]. Computer Physics Communications, 2009, 180(11):2197–2209.
- [120] ATLAS Collaboration. Dark matter summary plots[EB/OL]. 2020[2020-07]. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2020-021/>.
- [121] Baus C, Pierog T, Ulrich R. Cosmic ray Monte Carlo (CRMC)[EB/OL]. (2021-02-01)[2021-02-01]. <https://web.i kp.kit.edu/rulrich/crmc.html>.
- [122] Pierog T, Karpenko I, Katzy J M, et al. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider[J]. Phys. Rev. C, 2015, 92:034906.
- [123] Böhlen T T, Cerutti F, Chin M P W, et al. The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications[J]. Nucl. Data Sheets, 2014, 120:211-214.
- [124] Highland V L. Some practical remarks on multiple scattering[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1975, 129(2):497-499.
- [125] Karimaki V. Explicit covariance matrix for particle measurement precision[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1998, 410:284-292.
- [126] Gumpert C, Salzburger A, Kiehn M, et al. ACTS: from ATLAS software towards a common track reconstruction software[J]. J. Phys. Conf. Ser., 2017, 898(4):042011.
- [127] Frank M, Gaede F, Grefe C, et al. DD4hep: A Detector Description Toolkit for High Energy Physics Experiments[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2014, 513(2):022010.
- [128] Brun R, Rademakers F. ROOT —An object oriented data analysis framework[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1997, 389(1):81-86.

-
- [129] Lund E, Bugge L, Gavrilenko I, et al. Track parameter propagation through the application of a new adaptive Runge-Kutta-Nyström method in the ATLAS experiment[J]. *Journal of Instrumentation*, 2009, 4(04):P04001-P04001.
- [130] Jones B, Tompkins B. A Physicist's Guide to Kalman Filters[EB/OL]. 1998[2021-02-15]. <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/summary?doi=10.1.1.57.1034>.
- [131] Fruhwirth R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting[J]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 1987, 262:444-450.
- [132] FASER Collaboration. Calypso[EB/OL]. 2021[2021-02-15]. <https://gitlab.cern.ch/faser/calypso>.
- [133] RD53 Collaboration. The RD53A Integrated Circuit[R/OL]. CERN-RD53-PUB-17-001, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2287593>.
- [134] Heim T. YARR - a PCIe based readout concept for current and future ATLAS pixel modules [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, 898:032053.
- [135] Ahlburg P, et al. EUDAQ-a data acquisition software framework for common beam telescopes [J]. *JINST*, 2020, 15(01):P01038.
- [136] Jansen H, et al. Performance of the EUDET-type beam telescopes[J]. *EPJ Tech. Instrum.*, 2016, 3(1):7.
- [137] Baudot J, Bertolone G, Brogna A, et al. First test results Of MIMOSA-26, a fast CMOS sensor with integrated zero suppression and digitized output[C]//2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC). 2009:1169-1173.
- [138] Bisanz T, Jansen H, Arling J H, et al. EU Telescope: A modular reconstruction framework for beam telescope data[J]. *JINST*, 2020, 15(09):P09020.
- [139] Gaede F. Marlin and LCCD—Software tools for the ILC[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2006, 559(1):177-180.
- [140] Bisanz T. Test-beam activities and results for the ATLAS ITk pixel detector[J/OL]. *JINST*, 2017, 12(12):C12053. DOI: 10.1088/1748-0221/12/12/C12053.
- [141] Gaede F, Behnke T, Graf N, et al. LCIO: A Persistency framework for linear collider simulation studies[J]. *eConf*, 2003, C0303241:TUKT001.
- [142] Kleinwort C. General Broken Lines as advanced track fitting method[J]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2012, 673:107-110.
- [143] Blobel V, Kleinwort C, Meier F. Fast alignment of a complex tracking detector using advanced track models[J]. *Comput. Phys. Commun.*, 2011, 182:1760-1763.
- [144] Spannagel S, Jansen H. GBL Track Resolution Calculator v2.0[CP/OL]. Zenodo, 2016. <https://doi.org/10.5281/zenodo.48795>.

致 谢

在论文即将完成之际，谨在此对在物理方面帮助过我的人表以衷心的感谢。

感谢我的导师陈新教授五年来对我的悉心指导。陈老师学问渊博，组会上对于我们提出的各种问题都能够予以充分解答，不时还加以延伸，令我们十分钦佩。虽然在国内读博，但陈老师一向平易近人，十分尊重学生，让我能够平静地度过博士阶段。而且陈老师还尽力安排学生出国交流学习，使我读博期间有机会去 CERN 和美国访问，极大地开阔了我的视野和丰富了人生经历。

感谢 Shih-Chieh Hsu 教授对我的联合指导，没有他的帮助我就没有机会去 LBNL 访问。在与 Shih-Chieh 合作期间，他每周都会很耐心地给我提供指导，有时甚至是和我一起一点一点地调试程序，而且他对于科研的极大热情也经常触动我。Shih-Chieh 十分关心我在美国的生活，经常与我分享他自己的人生经历和经验，还邀请过我去他家里共进晚餐。

感谢 Samuel Meehan 博士，我的第一个 ATLAS 分析就是在他的指导下完成的，他那时是 Shih-Chieh 的博士后。他是一位十分友好、善良、有趣的美国人，非常善于教学。我抵达美国最开始的两周就是住在他的家里，帮我顺利地进行了过渡。Sam 不时地会去非洲支教几个月，把高能物理的知识传播到那里，这令我十分感动。他对于生活和工作平衡的把握也让我受益匪浅。

感谢 Benjamin Nachman 博士，他是 LBNL 的博后，虽然年纪轻轻，但科研水平是一流的。与他合作测量 RD53A 空间分辨率期间，让我近距离地见识了一流的研究人员是如何分析问题、思考问题、解决问题的。没有他的指导，这项工作的完成可能会推迟很久。

感谢 Shih-Chieh 现在的博后李科博士，我们一起合作 FASER 径迹重建软件的编写，见证其功能逐渐完善，产出有意义的结果。他编程经验丰富，经常很快地帮我定位到出错的地方。

最后，感谢所有 ATLAS 合作组成员和 FASER 合作组成员，没有大家的共同努力，本文取得的任何成果都是不可能的。感谢清华大学短期出国访学基金资助了我在美国访问期间半年的费用。