

分类号: O572
密 级: 公开

单位代码: 10422
学 号: 201812135



山东大学
SHANDONG UNIVERSITY

硕士学位论文

Thesis for Master Degree

论文题目: HERA H1 实验e-p 深度非弹性散射和
光生过程中的集体流现象探究

Exploring collectivity effects in e-p deep-inelastic scattering and
photoproduction processes with HERA H1

作者姓名 孙 川
培养单位 前沿交叉科学青岛研究院
专业名称 粒子物理与原子核物理
指导教师 陈震宇教授
合作导师 _____

2021 年 6 月 5 日

分类号: 0572
密 级:

单位代码: 10422
学 号: 201812135



山东大学
SHANDONG UNIVERSITY

硕士学位论文

Thesis for Master Degree

论文题目: HERA H1 实验 e-p 深度非弹性散射和
光子过程中的集体流现象探究
Exploring collectivity effects in e-p deep-inelastic
scattering and photo production processes with HERA H1

作者姓名 孙小川
培养单位 前沿交叉科学青岛研究院
专业名称 粒子物理与原子核物理
指导教师 陈震宇教授
合作导师 _____

2021 年 4 月 5 日

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名：_____ 日期：_____

关于学位论文使用授权的声明

本人同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的印刷件和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权山东大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

(保密论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____

目录

原创性声明和关于论文使用授权的声明

摘要	I
摘要（英文）	III
符号说明	V
第一章 前言	1
1.1 夸克，胶子和强子	1
1.2 夸克胶子等离子体（QGP）	1
1.3 高能重离子碰撞	3
1.4 集体流	4
1.4.1 各种流的现象体现	4
1.4.2 相对论流体力学模型	9
1.4.3 非流效应	11
1.5 小系统中的集体流行为	12
1.6 电子-质子碰撞（ ep ）物理	13
1.6.1 深度非弹性散射过程	14
1.6.2 光生过程	15
1.7 文献综述和论文结构	16
第二章 强子电子环形加速器 HERA 和 H1 探测器	19
2.1 强子电子环形加速器	19
2.2 H1 探测器	20
2.2.1 径迹探测	21
2.2.2 量能器	24
2.2.3 飞行时间计数器	25
2.2.4 亮度系统和电子标注器	25
2.3 触发系统	26
2.4 数据存储模型和软件环境	27
第三章 数据重建	29
3.1 粒子径迹重建	29

3.2	事件动力学重建	31
3.3	强子质心系动力学重建	32
第四章 事件和径迹选择		35
4.1	事件选择	35
4.1.1	深度非弹性散射过程事件的选择	35
4.1.2	光生过程事件的选择	36
4.2	粒子径迹选择	38
第五章 分析方法		41
5.1	粒子多重数定义	41
5.2	两粒子方位角关联函数	41
5.3	“脊”产额上限	47
5.4	各向异性流	48
第六章 蒙特卡洛模型模拟和效率修正		51
6.1	事例和径迹选择	51
6.2	蒙特卡洛模型模拟结果	52
6.2.1	两粒子方位角关联函数	52
6.2.2	各向异性流	59
6.3	效率修正	60
6.3.1	“脊”上限结果的效率修正	60
6.3.2	各向异性流结果的效率修正	65
第七章 系统误差		67
7.1	“脊”上限中的系统误差	67
7.2	各向异性流中的系统误差	69
第八章 分析结果		71
8.1	深度非弹性散射过程分析结果	71
8.1.1	两粒子关联函数	71
8.1.2	“脊”产额上限	71
8.1.3	各向异性流	72
8.2	光生过程分析结果	73
8.2.1	两粒子关联函数	73
8.2.2	“脊”产额上限	73
8.2.3	各向异性流	74

结论	77
附录	79
引文出处及参考文献	81
致谢	89
攻读学位期间发表的学术论文目录	91

CONTENTS

STATEMENT

ABSTRACT(CHINESE) **I**ABSTRACT(ENGLISH) **III**ABBREVIATION **V****1 Introduction **1****

1.1 Quarks, gluons and hadrons 1

1.2 Quark-gluon Plasma 1

1.3 High Energy Heavy-ion Collisions 3

1.4 Collective Flow 4

1.4.1 Phenomena of Collective Flow 4

1.4.2 Hydrodynamics Model 9

1.4.3 Non-flow Effects 11

1.5 Collectivity in Small System 12

1.6 *ep* Collisions 13

1.6.1 Deep-inelastic Scattering 14

1.6.2 Photoproduction 15

1.7 Thesis Structure 16

2 Hadron Electron Ring Accelerator and H1 Detector **19**

2.1 HERA 19

2.2 H1 Detector 20

2.2.1 Tracking System 21

2.2.2 Calorimeters 24

2.2.3 Time-of-flight Counters 25

2.2.4 Luminosity System and Electron Tagger 25

2.3 Trigger System 26

2.4 Data Storage Model and Software Environment 27

3 Data Reconstruction **29**

3.1 Track Reconstruction 29

3.2	Event Kinematics Reconstruction	31
3.3	Boost to the HCM Frame	32
4	Event and Track Selections	35
4.1	Event Selections	35
4.1.1	Event selections in DIS	35
4.1.2	Event selections in photoproduction	36
4.2	Track Selections	38
5	Analysis Technique	41
5.1	Definition of Multiplicity	41
5.2	Two-particle Azimuthal Correlation Function	41
5.3	Ridge Yield Limit	47
5.4	Anisotropic Flow	48
6	Monte Carlo Simulation and Efficiency Correction	51
6.1	Event and Track Selections	51
6.2	Results in Monte Carlo Simulation	52
6.2.1	Two-particle Azimuthal Correlation Function	52
6.2.2	Anisotropic Flow	59
6.3	Efficiency Correction	60
6.3.1	Efficiency Corrections in Ridge Yield Limit	60
6.3.2	Efficiency Corrections in Anisotropic Flow	65
7	Systematic Uncertainty	67
7.1	Systematic Uncertainties in Ridge Yield Limit	67
7.2	Systematic Uncertainties in Anisotropic Flow	69
8	Results	71
8.1	Results in DIS	71
8.1.1	Two-particle Azimuthal Correlation Function	71
8.1.2	Ridge Yield Limit	71
8.1.3	Anisotropic Flow	72
8.2	Results in photoproduction	73
8.2.1	Two-particle Azimuthal Correlation Function	73
8.2.2	Ridge Yield Limit	73
8.2.3	Anisotropic Flow	74

CONTENTS

CONCLUSION	77
APPENDIX	79
BIBLIOGRAPHY	81
ACKNOWLEDGEMENT	89
PUBLICATION	91

图目录

1.1	量子色动力学核物质相变图。	2
1.2	随着核物质密度增加，解禁闭发生，物质转变为夸克态。	2
1.3	高能重离子碰撞中的时空演化过程，横轴 z 方向对应束流方向。	3
1.4	非对心碰撞时的核子分布。其中红色阴影区域是两个核重叠区域的大概描述，而黑色核子是相互作用核子（同时定义了碰撞区域）。	5
1.5	不同横动量下比值 p/π 随着中心度的变化趋势，这个结果由 ALICE 合作组测量的 2.76 TeV PbPb 碰撞分析得到。虚线和实线是理论预测的结果。	6
1.6	v_2 和中心度的关系。其中 ATLAS 的结果是 $ \eta < 1$ 的所有 p_T 的情形，CMS 的结果 $0.3 < p_T < 3\text{GeV}/c$ ， $ \eta < 0.8$ 的情形。	7
1.7	RHIC 测量的 v_2 对 p_T 和 KE_T 的依赖，其中包括三种介子和三种重子。	8
1.8	非对心碰撞重叠区域几何形状拟合和各阶离心率 ϵ_n 的对应。	8
1.9	ALICE 合作组测量的 2.76 TeV 铅-铅碰撞分析结果中的 NCQ 效应。	9
1.10	PHENIX 实验数据测量 v_n vs p_T 。从左往右依次是理想流体力学 ($\eta/s = 0$)，流体力学 ($\eta/s = 0.08$)，流体力学 ($\eta/s = 0.16$) 的模拟结果。	11
1.11	非流关联起源对两粒子关联函数结构的影响。	11
1.12	LHC 合作组测量的铅-铅 (PbPb)，质子-铅 ($p\text{Pb}$)，质子-质子 (pp) 碰撞中的两粒子关联函数。在铅-铅 (PbPb) 碰撞对应的两粒子关联函数中，在 $\Delta\phi = 0$ 的位置有一个跨越整个 $\Delta\eta$ 方向的“脊”结构，在 $\Delta\phi = \pi$ 的位置也有增强结构。尽管这些结构对整体分布的贡献各不相同，但在质子-铅 ($p\text{Pb}$)，质子-质子 (pp) 碰撞中也确实测量到了相似的结构。	12
1.13	LHC 合作组测量的通过不同方法得到的 v_2 关于粒子多重数的依赖。从左往右依次是铅-铅 (PbPb)，质子-铅 ($p\text{Pb}$)，质子-质子 (pp) 碰撞系统。	12
1.14	最低阶的 $ep \rightarrow lX$ 反应。其中在左边的 NC 过程中交换的玻色子是虚光子或 Z^0 玻色子，右边的 CC 过程中交换的玻色子是 W^\pm 。粒子的四动量已在图中显示。	14

1.15	领头阶 QCD 计算下的两个主要光生过程，直接光生反应过程 (direct, 左图) 和可分辨光生反应过程 (resolved, 右图)。	15
1.16	ZEUS 合作组测量的 $\sqrt{S} = 318 \text{ GeV}$ e^+p 碰撞深度非弹性散射过程的两粒子关联函数结果。左右图分别是低粒子多重数和高粒子多重数时的情形。	16
1.17	ALEPH 正负电子碰撞在 $\sqrt{S} = 91 \text{ GeV}$ 时高粒子多重数下的两粒子关联函数。左图是实验室坐标系，右图是 thrust 坐标系。	17
1.18	CMS 合作组对 8.16 TeV 下超偏心质子-铅 (pPb) 碰撞测得的各向异性流 $V_{2,2}$ 和 $V_{3,3}$ 结果。空心点的值来自于傅里叶函数直接拟合，实心点的值是经过 template fit subtraction 方法去除非流贡献的结果。	17
2.1	H1 合作组提供的 HERA-II 实验参数设置。	19
2.2	加速系统和 HERA 环。	20
2.3	H1 探测器在 HERA-I 和 HERA-II 运行期间收集到的总亮度。	21
2.4	GEANT 模拟的 H1 探测器示意图。H1 探测器是典型的由各部分子堆叠成的层叠构建结构。分析相关的部分已经在图中用序号标注出。探测器的前后向不对称设计是考虑了对撞系统的不对称。坐标系采用右手坐标系, z 轴正向是质子束流进入的方向, x 轴正向指向 HERA 加速器内部。有些子探测器因为位置偏远或刚好在束流下面而没有列出。本图由 H1 合作组提供。	22
2.5	组成 H1 径迹探测系统的子探测器和相关参数。	23
2.6	H1 探测器内部 (左图)。四分之一 CTD 探测器的横截面 (右图)。	23
2.7	液氙量能器侧面图, 标注表明了特定单元的位置。	24
2.8	飞行时间计数系统。	25
2.9	H1 亮度系统。光子和电子被光子探测器 (PD) 和电子标注器 (ETAG) 所探测。	26
2.10	H1 触发系统。	26
3.1	螺旋径迹参数。径迹投影到 (x, y) 平面和 (y, z) 平面。	30
3.2	$ep \rightarrow eX$ 过程中的初态 QED 辐射 (ISR)。	31
3.3	强子质心系。	33
4.1	H1 实验 DIS 过程中粒子多重数 N_{trk}^{obs} (multiplicity), Q^2, x, y, Z_{vtx} 在事件选择前后的分布情况。	36

4.2	H1 实验 photoproduction 过程中 $W_{hfs}, W_{etag6}, E_e^{tagged}, E_\gamma^{tagged}$ 和粒子多重数 N_{trk}^{obs} (multiplicity) 在事件选择前后的分布情况。	37
4.3	H1 数据重建过程中的不同类型径迹和顶点。	38
4.4	H1 DIS 过程实验室坐标系和强子质心系下 p_T, η, ϕ 信息在选择前后的分布。其中实验室坐标系下的选择反映了定义粒子多重数 N_{trk}^{obs} 的情况, 强子质心系坐标系下的信息则反映了分析中用到的选择。	39
4.5	H1 photoproduction 过程中 p_T, η, ϕ 信息在选择前后的分布。	39
4.6	中心径迹, 复合径迹和前向径迹的选择条件。	40
5.1	H1 DIS 和 photoproduction 过程中的粒子多重数分布。粒子多重数在实验室坐标系下的定义: $0.3 < p_T^{lab} < 3.0 GeV, -1.6 < \eta^{lab} < 1.6$ 。	41
5.2	H1 DIS 过程中两粒子关联函数对应的信号部分 (a)、混合事例背景部分 (b) 和关联函数部分 (c), 对应的中心度是 $12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$ 。	43
5.3	H1 DIS 过程所有粒子多重数范围内的两粒子关联函数分布。	45
5.4	H1 photoproduction 过程所有粒子多重数范围内的两粒子关联函数分布。	46
5.5	二维两粒子关联函数通过 $\Delta\eta^{HCM}$ 上作积分并投影到 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向得到的一维分布。该分布可以被傅里叶函数拟合。	47
5.6	拟合区间 $\Delta\phi^{HCM} [0.1, 2.0]$ 内取最小值。	48
5.7	通过 ZYAM 方法, 对一维关联函数中的非关联成分进行扣除。	48
5.8	DIS 过程粒子多重数 $12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$ 范围内, 对应 $[1.5, 2.0]$ 的 $ \Delta\eta^{HCM} $ 区间, 通过 Bootstrap 方法得到的“脊”分布和被高斯函数拟合的结果。	49
5.9	DIS 过程 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4, 15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围内一维关联函数可以被傅里叶函数拟合进而对应出不同阶数的各向异性流。低和高粒子多重数范围上, 两粒子关联函数在 $\Delta\phi^{HCM}$ 上的投影形状相似。	49
5.10	DIS 过程提取出的各项异性流 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖, 对应 $2 < \Delta\eta^{HCM} < 3$ 部分的结果。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。	50
5.11	Photoproduction 过程提取出的各项异性流 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖, 其中有 $1.5 < \Delta\eta < 2, 2 < \Delta\eta < 3$ 两部分的结果。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。	50
6.1	和 H1 DIS 事件选择一致的情况下, DJANGO 产生信息中 multiplicity, Q^2, y, Z_{vtx} 在事件选择前后的分布。	53
6.2	和 H1 DIS 事件选择一致的情况下, RAPGAP 产生信息中 multiplicity, Q^2, y, Z_{vtx} 在事件选择前后的分布。	53

6.3	和 H1 DIS 径迹选择一致的情况下, DJANGO 产生信息中 $p_T^{HCM}, \eta^{HCM}, \phi^{HCM}$ 的分布和径迹选择的范围。	54
6.4	和 H1 DIS 径迹选择一致的情况下, RAPGAP 产生信息中 $p_T^{HCM}, \eta^{HCM}, \phi^{HCM}$ 的分布和径迹选择的范围。	54
6.5	DJANGO 对 DIS 过程的两粒子关联函数模拟 (GEN 信息)。	55
6.6	RAPGAP 对 DIS 过程的两粒子关联函数模拟 (GEN 信息)。	56
6.7	DJANGO 对 DIS 过程下的两粒子关联函数模拟 (REC 信息)。	57
6.8	RAPGAP 对 DIS 过程下的两粒子关联函数模拟 (REC 信息)。	58
6.9	从 DJANGO, RAPGAP 对 DIS 过程两粒子关联函数模拟中提取到的各向异性流。	59
6.10	DIS 过程在 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 上对应的一维关联函数, 以及和 DJANGO、RAPGAP 模拟结果的对比。	61
6.11	DIS 过程在 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 对应的一维关联函数, 以及和 DJANGO、RAPGAP 模拟结果的对比。	62
6.12	DIS 过程在 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 上对应的一维关联函数, 经 RAPGAP 模拟中探测器效应修正的前后对比。	63
6.13	DIS 过程在 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 对应的一维关联函数, 经 RAPGAP 模拟中探测器效应修正的前后对比。	64
6.14	由 DJANGO, RAPGAP 得到的探测器修正, 用 $V_{2\Delta}V_{3\Delta}$ 的比值代替。	65
6.15	由 RAPGAP 得到的探测器效应修正过的 $V_{2\Delta}V_{3\Delta}$, 与修正前结果对比。	66
8.1	DIS 过程 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$ 和 $15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围的两粒子关联函数。	71
8.2	DIS 过程内 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数, 通过 bootstrap 过程得到的"脊" 上限值。	72
8.3	DIS 过程内 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数, 通过傅里叶函数拟合提取到的各向异性流 $V_{2\Delta}$ 对粒子多重数的依赖。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。	72
8.4	DIS 过程内 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数, 通过傅里叶函数拟合提取到的各向异性流 $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。	73

8.5	光生过程 $2 \leq N_{irk}^{obs} < 4$ 和 $15 \leq N_{irk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围的两粒子关联函数。	74
8.6	光生过程 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi$ 方向一维关联函数, 通过 bootstrap 过程得到的"脊"上限值。	74
8.7	光生过程 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数, 通过傅里叶函数拟合提取到的各向异性流 $V_{2\Delta}$, $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖。	75

表目录

5.1	本文分析中深度非弹性散射和光生过程中的中心度划分，以及每个中心度对应事例数占整体的比例。	42
7.1	DIS 过程“脊”上限结果中的各项系统误差，对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 。 . . .	68
7.2	DIS 过程“脊”上限结果中的各项系统误差，对应 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。 . . .	68
7.3	Photoproduction 过程“脊”上限结果中的各项系统误差，分别对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。	68
7.4	DIS 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差，对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 。	69
7.5	DIS 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差，对应 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。	69
7.6	Photoproduction 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差，对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 。	70
7.7	Photoproduction 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差，对应 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。	70

摘要

作为一种新的物质形态,夸克胶子等离子体(quark-gluon plasma, QGP)的寻找和观测一直以来是高能重离子物理的主要目标。夸克胶子等离子体存在的关键证据之一就是高能重离子对撞产生的末态粒子存在集体流行为,即末态粒子动量分布具有关联性。高能重离子碰撞中的集体流现象可以被相对论流体力学解释和描述。

相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)和大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)等大型对撞机上的质子-质子和质子-核子等碰撞实验表明,在质子-质子和质子-核子等较小的碰撞系统里,高末态粒子多重数事例中也存在着和高能重离子碰撞相似的集体流行为,但目前还无法得知小系统内观测到的集体流行为是否来源于相对论流体力学模型中强相互作用介质膨胀所带来的流。强子电子环形加速器(Hadron Electron Ring Accelerator, HERA)上的电子-质子碰撞比质子-质子碰撞拥有更小的反应区域,因此探究电子-质子碰撞中是否存在集体流行为具有重要意义。在更小的碰撞尺度下,是否仍然存在强相互作用介质,其内容物的运动趋势如何,促使我们研究位于HERA上的电子-质子碰撞,搜寻集体流信号并探究其起源。

本论文选取HERA上H1探测器采集的质心系对撞能量为319 GeV的电子-质子碰撞中深度非弹性散射过程(Deep Inelastic Scattering, DIS)和光生过程(photoproduction)作为对象进行集体流研究,其中光生过程中集体流的探究为首次进行。研究中采用两粒子方位角关联函数分析,研究集体流信号关于末态粒子多重数的依赖。在本论文测量的末态粒子多重数范围内,深度非弹性散射和光生过程的两粒子关联函数上均没有观测到明显的近端、长程“脊”结构。因此本研究将“脊”结构量化求和并在不同的末态粒子多重数范围内设置了产额上限值。同时本研究从两粒子关联函数的长程部分提取第二阶和第三阶的傅里叶系数,研究椭圆流($V_{2\Delta}$)、三角流($V_{3\Delta}$)随着粒子多重数的变化。深度非弹性散射的分析结果中,电子-质子碰撞中的 $V_{2\Delta}$ 、 $V_{3\Delta}$ 显著大于质子-质子碰撞中的结果,并能够被蒙特卡洛模型中仅包含非流贡献的模拟所描述,这表明深度非弹性散射结果中潜在集体流的贡献很小甚至为零。光生过程结果中的 $V_{2\Delta}$ 、 $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖和深度非弹性碰撞结果有相同的趋势,且高粒子多重数范围上趋近于零的 $V_{2\Delta}$ 和整体粒子多重数范围内小于零的 $V_{3\Delta}$ 也表明,在本文分析中粒子多重数范围内集体流存在的可能性很小。本论文分析结果充分利用现有数据,对即将开建的电子离子对撞机(Electron Ion Collider, EIC)中更高亮度的电子-质子碰撞、或是其他小系统集体流测量有参考意义。

关键词: 深度非弹性散射; 光生过程; 集体流; 电子-质子碰撞; 小系统

Exploring collectivity effects in e-p deep-inelastic scattering and photoproduction processes with HERA H1

ABSTRACT

The search for a new state of matter, the quark-gluon plasma(QGP), has been the major component of the heavy-ion physics programme. There is strong evidence of its observation; one of the key observations being the collective behaviour of final-state particles. Collectivity, which is due to the initial spatial anisotropy transporting to particle momentum space anisotropy, can be characterized final-state particle correlations. These collective behaviours in heavy-ion collisions can be described within the framework of relativistic fluid dynamics, employing the thermodynamic and transport properties of quantum chromodynamics(QCD) matter.

Recent measurements in proton-nucleus(pA) and proton-proton(pp) collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) and the Large Hadron Collider(LHC), have revealed similar collective behaviour in smaller colliding systems at high multiplicity. It is unclear whether this collectivity observed also originates from hydrodynamic flow of, a strongly interacting and expanding medium. Comparing to pp and pA collisions, which typically have colliding region of the size of proton, e-p collisions at HERA usually probe smaller region which depends on $1/Q$. Therefore, collectivity studies in positron-proton(e^+p) collisions are expected to provide valuable information for the origin of collective behaviours. Whether there are strongly interacting medium in an even smaller colliding system is the question to be answered. These motivate our search for collectivity in ep collisions at HERA H1 experiment.

The data used in this thesis were collected using H1 detector at HERA for deep inelastic scattering(DIS) and photoproduction processes in ep collisions at $\sqrt{s} = 319$ GeV energy. It is the first-time collectivity measurement of photoproduction process in ep collisions, where two-particle azimuthal correlation method is used to search for collective signals. Since no long-range ridge structure is observed in correlation functions over the full multiplicity range, upper limits of ridge yield are provided as functions of particle multiplicity. The second-order($V_{2\Delta}$) and third-order($V_{3\Delta}$) azimuthal anisotropy Fourier harmonics of charged particles are extracted from long-range two-particle correlations as functions of particle multiplicity. $V_{2\Delta}$ and $V_{3\Delta}$ values in DIS process are apparently larger than those in pp collisions. These results are well-described by Monte Carlo simulations without collectivity, indicating small

room for the existence of collectivity in ep collisions. $V_{2\Delta}$ and $V_{3\Delta}$ values in photoproduction process have a similar trend comparing to those in DIS. The decreasing trend of $V_{2\Delta}$ as function of multiplicity, as well as the negative $V_{3\Delta}$ values, suggesting small, if not zero, contribution from collective flow. These results shed light on the origin of collectivity in small systems and provide guidance to future collectivity researches in high luminosity ep and eA collisions at EIC.

KEYWORDS: deep inelastic scattering; photoproduction; collectivity; electron-proton collisions; small system

符号说明

QGP	quark-gluon plasma
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
LHC	Large Hadron Collider
HERA	Hadron Electron Ring Accelerator
EIC	Electron Ion Collider
QCD	Quantum Chromodynamics
QED	Quantum Electrodynamics
NCQ Scaling	number of constituent quark scaling
AdS/CFT	Anti-de Sitter/Conformal Field Theory correspondence
CGC	Color Glass Condensate
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
CTD	Central Track Detector
FTD	Forward Tracking Detectors
FST	Forward Silicon Detector
BST	Backward Silicon Detecor
CJC	Central Jet Chamber
CST	Central Silicon Tracker
CIP	Central Inner Proportional Chamber
LAr	Liquid Argon Calorimeter
SpaCal	Spaghetti Calorimeter
ToF	Time of Flight
ETAG	Electron Tagger
HCM	Hadronic final state centre-of-mass frame
lab	Laboratory frame
N_{trk}^{obs}	number of observed tracks
d_{ca}	the distance of the closest approach
2PC	two-particle azimuthal correlation function
ZYAM	zero-yield-at-minimum

第一章 前言

1.1 夸克，胶子和强子

夸克和胶子合称部分子，是自然界物质的基础组成部分。夸克之间存在强相互作用力，而色场中的胶子又能联系夸克组成强子，这个过程**中的强相互作用能够统一地被量子色动力学（Quantum Chromodynamics, QCD）** [1, 2] 所描述。量子色动力学属于非阿贝尔群规范理论 [3-5]，其中有两个重要特征：

- **色禁闭 [6, 7]:** 当一个夸克-反夸克对被分开的时候，它们中间会产生一条弦状的色场。和电磁场的情形不同，电磁场中正反电子对之间的作用力会随着距离增加而变小，直至消失。而色场中的作用力会随着距离增加而增大，正反夸克对之间的胶子结合势也和分开距离成比例，直到夸克对之间的强相互作用系数接近于常数。当分开达到一定距离时，色场更倾向于分开成两个区域去形成两个强子，弦长不再延伸，而是断裂形成两个夸克-反夸克对。这种特性导致没有单独的、自由的夸克存在，也就是夸克无法脱离强子而存在，这个概念就称为色禁闭。夸克组成的强子大多可以分为两类：三个夸克组成的重子和正反夸克组成的介子。
- **渐近自由:** 正反夸克之间的结合能会随着距离减小而变弱，或是因为有相互作用交换能量而变弱，这都是由非阿贝尔群规范理论性质决定的。在高温高密度的条件下，量子色动力学预测有非禁闭状态的夸克、胶子存在，这种物质被称作夸克胶子等离子体（quark-gluon plasma, QGP）。研究夸克胶子等离子体性质是相对论重离子碰撞物理的重要课题。

1.2 夸克胶子等离子体（QGP）

格点量子色动力学对核物质相变做了相关计算并预言了夸克胶子等离子体 [10-12] 的存在，QCD 相图如图 1.1 所示，其中也包括许多理论计算推测。相图横轴是与净重子数成正比的净重子化学势，纵轴是温度。夸克胶子等离子体存在于高温（> 150 - 170 MeV）或是高净重子数密度条件下，所以产生 QGP 的方式既可以是提高核物质的温度，也可以是压缩其体积使净重子数密度提高，或者是两者同时进行。

在 QCD 相图 1.1 中，目前的理论计算主要集中于低净重子化学势和渐进的高净重子化学势区域。在前者范围内（净重子化学势为零附近），当温度在 157 MeV [13] 附近时，核物质经历 crossover 从强子态转为 QGP 态。在渐进的高净重子化学势区域（> 200 MeV），理论计算中的核物质经历一阶相变（First-order phase transition）进入 QGP 态。除了强子态和 QGP 态之外，在低温和高净重子化学势区域还有第三种量子色动力

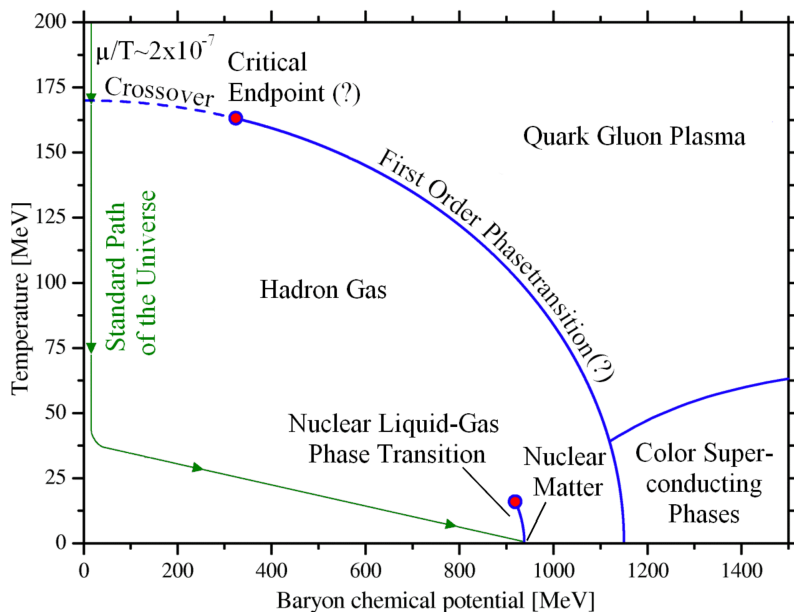


图 1.1 量子色动力学核物质相变图。 [8]

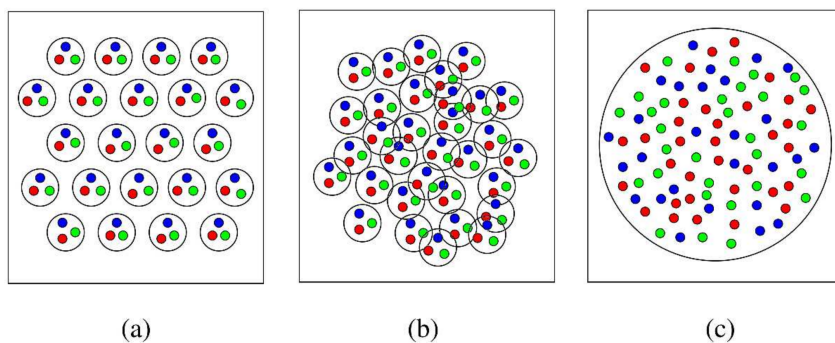


图 1.2 随着核物质密度增加，解禁闭发生，物质转变为夸克态。 [9]

学状态存在，即色超导态。它被认为是存在于中子星内部的一种物质形态 [14]。

从夸克层面看待从强子态到 QGP 态的相变过程，其实就是夸克的禁闭和解禁闭行为，如图 1.2 过程所示。解禁闭的原理可以借助色屏蔽效应进行理解。类比于电磁等离子体中的德拜屏蔽效应，如果一个正离子周围被电子云包围，那么在这个正离子和远处探测电子之间的库伦势就会被电子云屏蔽掉。有效库伦势随着距离增加而降低的同时，正离子和探测电子之间的作用力也趋近于零。在核物质的情况中，色荷类比于电荷，只是不同于电场中光子之间不发生反应的情况，色场中胶子之间存在着相互作用，最终导致强相互作用力和电磁相互作用力性质的不同，也导致它们对距离的依赖不同。胶子性质导致量子色动力学结合能正比于距离 r ，而库伦势则在远处和 $1/r$ 成正比。在此情况下，随着核物质密度变大，正反夸克对之间的有效色场势能在其他夸克胶子的屏蔽下降低，进而导致夸克对之间更小的结合能。距离降低，结合能降为零，此时夸克也相比于

强子态更自由，如图 1.2 中 (c) 的情形。解禁闭由此发生，这种物质形态被称为夸克胶子等离子体。同样假如核物质密度不变，提高温度使得真空中产生更多夸克-反夸克对进而缩小夸克之间的距离，也能导致色屏蔽效应。

1.3 高能重离子碰撞

超相对论高能重离子碰撞是一种在实验室中产生 QGP 物质的方式。目前相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 和大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 是研究 QGP 产生和特性的主要装置 [15–17]。

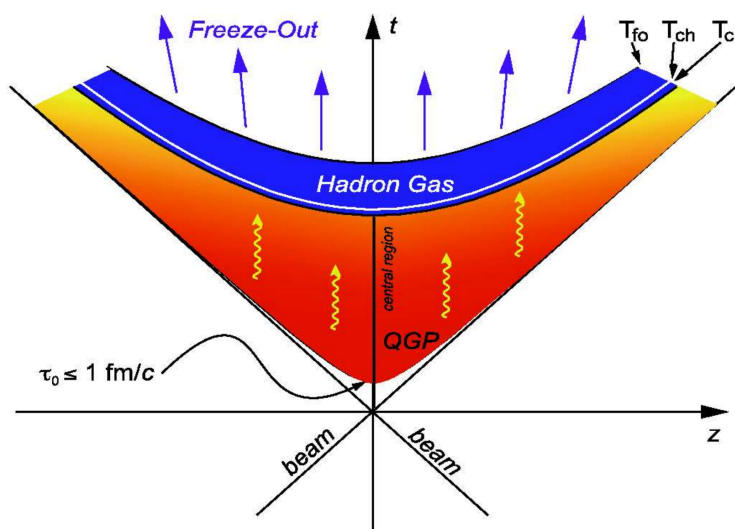


图 1.3 高能重离子碰撞中的时空演化过程，横轴 z 方向对应束流方向。 [18]

相对论高能重离子碰撞情形下，两个核子被加速到光速，因此在洛伦兹收缩下可以看作是薄饼碰撞，即束流方向厚度极小；其次碰撞发生时两个核内部大量核子之间发生多重非弹性碰撞，能量被压缩到碰撞区域导致能量密度升高，在达到一定温度和重子化学势的时候就达到了 QGP 可以产生的条件。碰撞之后，高能核子仍然携带向前或向后的动量离开碰撞区域，QGP 也转变成强子态（演化过程如图 1.3 所示）。整个过程从强子态的核子开始，在净重子数降低和温度升高的同时进入 QGP 态，最终回归到强子态。该过程也可以借助相图 1.1 进行理解。

高能重离子碰撞条件下，一方面碰撞能量足够高能提供较高初始温度，另一方面碰撞后核子继续飞出，碰撞区域净重子数密度降低。这样的条件非常接近于宇宙大爆炸早期情形（尽管加速器暂时无法提供那样高的温度）。同样由相图 1.1 可以得知，在较高化学势和较低温度下也可以研究 QGP 信息。

从时空演化过程来看，相对论高能重离子碰撞体系的物理图像如下：

- **初始条件:** 两个高度洛伦兹收缩的核迅速发生碰撞 ($< 1\text{fm}/c$) [15], 胶子场相互作用, 碰撞区域中储存了大量能量。这种初始的、各向异性的能量分布体现到横平面上 (垂直于束流方向的平面), 达到了碰撞的初始条件。
- **预平衡和热平衡:** 系统在达到热平衡前进行绝热膨胀 (横向径向同时进行), 此时被称为预平衡阶段。随着绝热膨胀的进行, 核物质温度和化学势随之下降达到临界值 (critical value), 快速达到热平衡 [16, 19] 并进入 QGP 状态。QGP 随后在三维方向上产生压力梯度并进行膨胀。这个阶段可以由格点量子色动力学计算中的状态方程作为输入, 由流体力学模型进行模拟。
- **强子化:** QGP 随着温度降低达到相变临界点, 在大约 $10\text{fm}/c$ [20] 的时候系统开始碎裂发生强子化, 重子和介子开始形成, 系统变成强子气体。
- **物理冻出和化学冻出:** 在强子气体中, 强子间的非弹性散射改变了粒子种类。非弹性散射结束时粒子种类也停止变化, 此时称为化学冻出。随着系统继续发生碰撞, 粒子之间距离拉大, 体系密度变小, 后续的碰撞逐渐变为弹性碰撞, 直至所有反应都不再发生时达到物理冻出。
- **自由飞行 (free stream):** 物理冻出后粒子在无相互作用的情况下自由飞行, 直至到达探测器。粒子携带的动量、电荷、能量等信息被记录和重建。这些末态粒子不仅携带了 QGP 的信息, 也携带了整个演化过程中的信息。

1.4 集体流

在 QGP 膨胀的过程中, 部分子行为有明显的集体流特性, 即末态粒子在动量空间上具有关联性。流体力学模型也被用来描述这种集体流行为 [21]。流的种类有很多: 纵向流, 径向流, 以及方位角各向异性流。这里仅仅讨论横平面 (垂直于束流方向的平面), 简单介绍径向流和各向异性流的情况, 和束流方向相关的纵向流不做涉及。

1.4.1 各种流的现象体现

集体流的行为特征往往表现为末态粒子有相同的速度场, 其本质上是反映了核物质的时空演化。

为了描述高能重离子碰撞的几何, 我们把束流方向定义为 z 方向, 垂直于 z 方向的平面定义为横平面, 并规定由束流方向和连接两个核中心的矢量构成的平面为事件平面 (event plane, EP) 或反应平面 (reaction plane, RP)。在谈论集体流细节之前, 首先要明确中心度的概念。以横平面的各向异性流为例, 几何信息就来源于高能重离子碰撞时在横平面上投影的核重叠区域几何形状。碰撞参数 b 被定义为两个核中心间距在事件平面上的投影。因为并非核中所有的核子都参与碰撞, 由此定义 N_{part} 为参与碰撞的

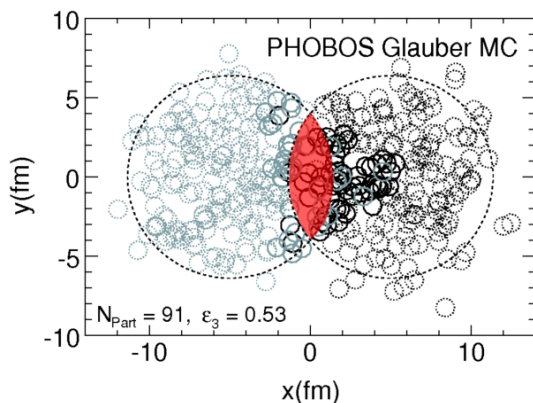


图 1.4 非对心碰撞时的核子分布。其中红色阴影区域是两个核重叠区域的大概描述，而黑色核子是相互作用核子（同时定义了碰撞区域）。[22]

核子数，未参加反应的核子数定义为 N_{spec} ，如图 1.4 所示。当 b 参数比较小的时候核重叠区域较大，因此有更多的 N_{part} ，这种碰撞被称为对心碰撞。而当 b 参数比较大的时候 N_{part} 更少，此时为偏心碰撞。由于 b 参数在实验上无法直接测量，因此碰撞事件究竟是偏心还是对心，以及核重叠区域的大小，在实验上就由粒子多重数（multiplicity）或用某个特定探测器记录的横向能量 E_T 来划分中心度，并用百分比来衡量。中心度 0% 描述最对心的碰撞，而中心度 100% 描述最偏心碰撞，比如 (0-5)% 中心度对应所有事例中拥有最高粒子多重数（或 E_T ）的、占总体事例数 5% 的事例 [23]。尽管 N_{part} 和 b 都不能在实验上直接进行测量，但是在理论模型参数中他们是可以和实验测定的中心度一一对应的，所以往往也作为模型的输入参量。

1.4.1.1 径向流（radial flow）

当出射粒子处于同一个球形对称的速度场、且拥有同一个速度源的时候，粒子的行为就可以用径向流来描述。在 高能重离子碰撞中径向流往往和 QGP 的生成紧密联系，因为当 QGP 这种高温高密度介质进行膨胀的时候，在径向上会产生压力梯度推动粒子向外运动，此时径向流显然不为零。被推动粒子的动量增量和它们的质量成比例。考虑到中心度的影响，更大的能量密度能产生更大的推动，所以对心碰撞的径向流相比于偏心碰撞要更明显。如果把质量大和质量小的粒子产额做比值，这个比值在横动量较大的地方有明显增强，横动量较小的地方有明显减弱，且越是对心碰撞现象越明显。如图 1.5，显示了 ALICE 合作组测量的铅-铅（PbPb）碰撞的结果 [24]。

1.4.1.2 各向异性流（anisotropic flow）

为了讨论和初始碰撞几何紧密联系的各向异性流，就要借助几何层面定义相关变量。两个碰撞核之间初始重叠区域的几何形状可以大致用椭圆形描述，并由此定义离心

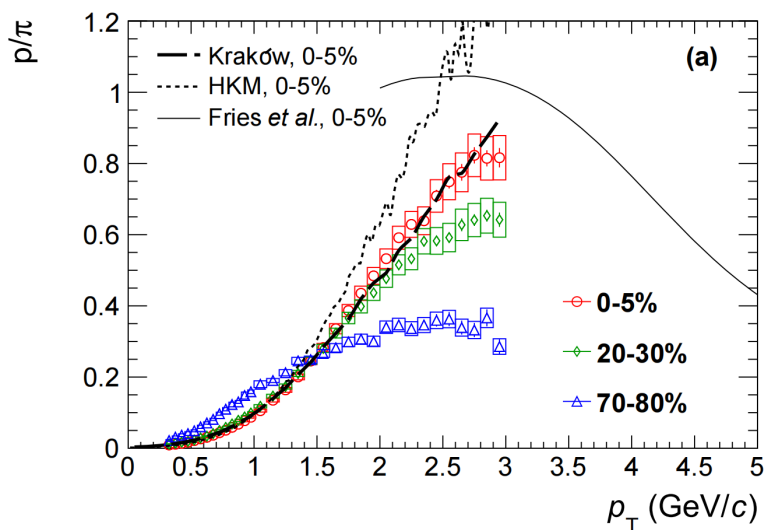


图 1.5 不同横动量下比值 p/π 随着中心度的变化趋势，这个结果由 ALICE 合作组测量的 2.76 TeV PbPb 碰撞分析得到。虚线和实线是理论预测的结果。[24]

率 [25, 26]:

$$\varepsilon_2 = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle} \quad (1.1)$$

其中 x, y 是质心坐标系下每个参与碰撞核子在横平面上的几何坐标。分子分母是所有参与碰撞核子的平均值。

初始重叠区域近似椭圆形，最大压力梯度的方向沿着几何上椭圆的短轴方向，最小压力梯度方向沿着几何上的长轴方向，这种几何上的各向异性导致了末态粒子动量空间的各向异性。坐标空间各向异性传递到动量空间各向异性的条件，是坐标空间核子密度决定的粒子平均自由程 λ 远小于系统体积。当平均自由程 λ 大于或等于体系大小 L 的时候粒子之间较弱 ($\lambda \geq L$)，因而对坐标分布不敏感，动量空间就体现出各向同性的动量分布。空间坐标的各向异性通过压力梯度传递到末态粒子的动量空间，最大的粒子密度方向在几何形状的短轴方向，理想情况下也是事件平面方向。因此，用以描述末态粒子信息的傅里叶级数，自然就对应了几何信息：

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \Psi_n)] \right) \quad (1.2)$$

当 $v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_{n,EP})] \rangle$ 的时候，事件平面方向就是最大集体流的方位角方向。此时的平均指的是一个事件内所有粒子的平均 [27]。 v_n 被称为流系数，其中 v_1, v_2, v_3 分别被称为定向流 (directed flow)，椭圆流 (elliptic flow) 和三角流 (triangular flow)，并且和同阶数的离心率 ϵ_n 成正比。由于核重叠区域上椭圆形占主导，所以 v_2 的值理论上是最大的，但是实际情况往往更复杂。此外，由于初始粒子平均自由程和体系大小的

比值 λ / L 和流体力学模型中的剪切黏度与熵的比值 η / s 相关，因此研究末态流信息也通常可以用来限制 QGP 的黏度。

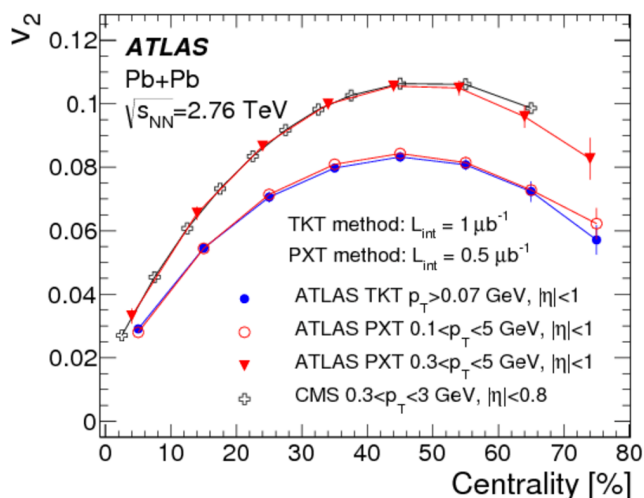


图 1.6 v_2 和中心度的关系。其中 ATLAS 的结果是 $|\eta| < 1$ 的所有 p_T 的情形 [28]，CMS 的结果 $0.3 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ ， $|\eta| < 0.8$ 的情形。[29]

- **定向流 (v_1):** 定向流 v_1 通常用来描述横平面上的粒子偏转行为，这个值常常和核碎裂相关。通常认为 v_1 中保存了来自碰撞初始阶段的信息，也包括初始演化介质产生的压力梯度。在 RHIC 和 LHC 中 [31]， v_1 参数常以快度 y 为依赖作方程。在较低的碰撞能量上 ($\sqrt{s_{NN}} \approx 10 \text{ GeV}$)， v_1 结果能很好地和 baryon stopping picture [32] 的理论预测符合，对应质子有正斜率，对应 π 介子有负斜率。在较高的碰撞能量上，质子和 π 介子的 v_1 都在中快度区域具有负斜率，这个现象虽然不符合 baryon stopping picture 的理论预测，但却能和流体力学模型中 QGP 介质倾斜于束流方向的预测相符 [33]。因此定向流 v_1 也被认为是重离子碰撞中 QGP 产生的信号之一 [17]。
- **椭圆流 (v_2):** 在 RHIC 和 LHC 能区观测到的 v_2 信号是证明强相互作用物质行为类似理想流体、并能够被流体力学模型描述的有力证据 [17]。在这些能量区间内，椭圆流 v_2 大小表明，事件平面方向出射粒子动量被显著增强，并与碰撞区域初始几何形状的离心率 ϵ_2 成正比。另一个影响因素是碰撞区域的粒子密度，更高的粒子密度代表更高的相互反应几率，初态几何的离心率特征 ϵ_2 也就能被更好的传递到末态粒子动量空间各向异性上。越是对心碰撞的情形粒子密度越高，相比于偏心碰撞，初态离心率特征也就保留地越好。所以对心碰撞情形离心率 ϵ_2 比较小导致 v_2 较小，随着碰撞越来越偏心 v_2 逐渐变大，在最偏心的情形又受到粒子密度的影响变小。如图 1.6 和 1.7 所示， v_2 的变化趋势和预期是相符合的。
- **高阶流 ($v_n, n > 3$) 和逐事件涨落:** 在碰撞区域由于粒子涨落，逐事件地（一个

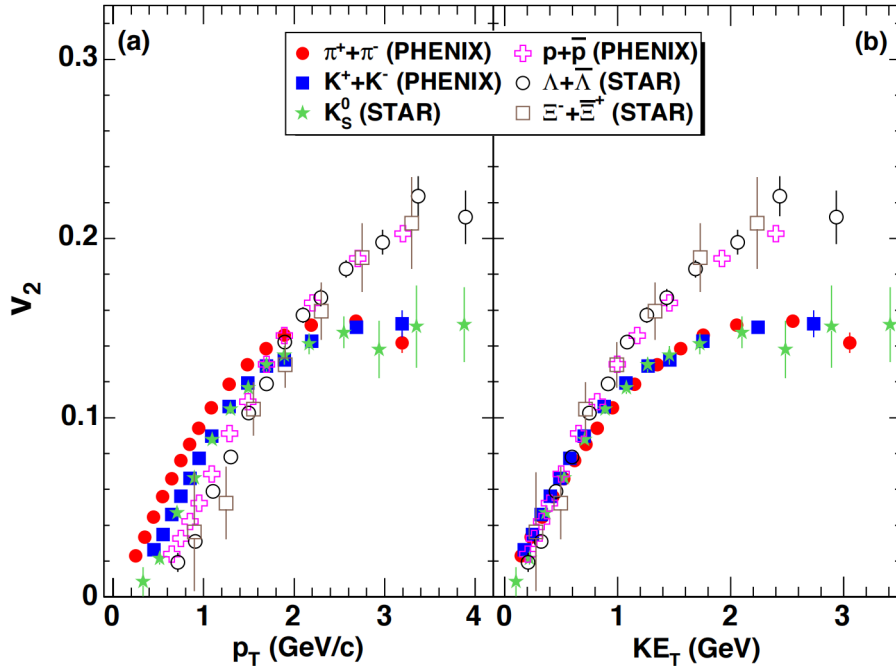


图 1.7 RHIC 测量的 v_2 对 p_T 和 KE_T 的依赖，其中包括三种介子和三种重子。[30]

事件代表一次碰撞) 每个核子的位置不同, 也就导致了每次碰撞区域几何形状的不同, 进而影响到事件平面方向和流大小 [34]。重叠区域接近于椭圆形, 但具体到每个事件上都不是完美的椭圆, 表明除了椭圆流之外还需要更高阶的傅里叶系数来表征几何形状。重叠区域的几何和 ϵ_n 的对应如图 1.8 所示。值得注意的有两点, 一是奇数阶的流往往是由初始阶段涨落导致的, 和重叠区域几何无关; 另一点是更高阶 ($n > 3$) 的流往往和低阶流之间存在某种联系。

- **NCQ 比例 (NCQ Scaling):** 以 v_2 除以粒子的组分夸克数目 n_q 为纵轴, 然后以每个组分夸克上对应的动能 $(m_T - m_0)/n_q$ (其中 $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$) 为横轴作图, 就

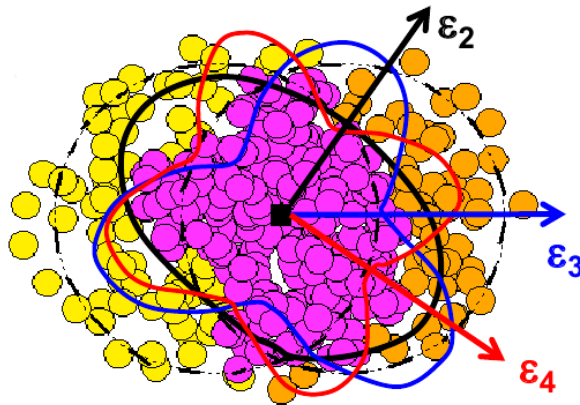


图 1.8 非对心碰撞重叠区域几何形状拟合和各阶离心率 ϵ_n 的对应。

能测得一种称作 NCQ 比例（number of constituent quark scaling, NCQ scaling）的规律，如图 1.9。这种比例规律意味着所有的夸克共同享有同样的 v_2 ，确实反映了解禁闭的特征。比例规律只对粒子组分有依赖而与粒子的反应截面无关也反应了集体流来自于部分子态而非强子态。

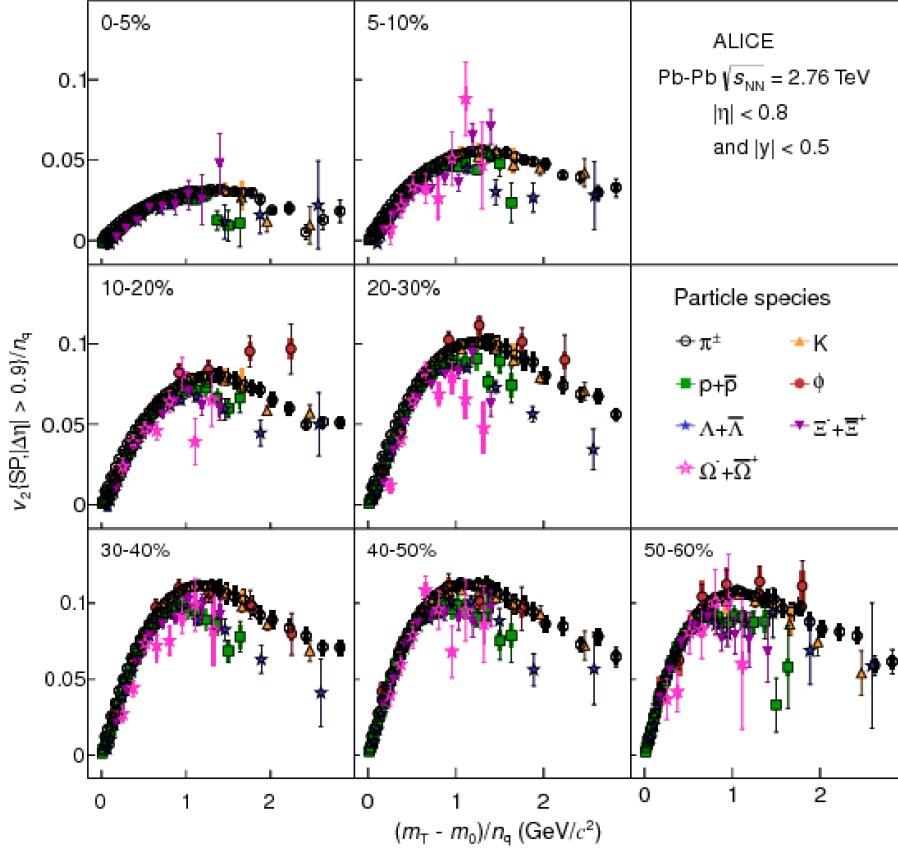


图 1.9 ALICE 合作组测量的 2.76 TeV 铅-铅碰撞分析结果中的 NCQ 效应。 [35]

1.4.2 相对论流体力学模型

QGP 膨胀相关的动力学描述和集体流行为，可以通过量子色动力学的拉格朗日密度描述：

$$L = \bar{\Psi}_i (i\gamma_\mu D_{ij}^\mu - m\delta_{ij}) \Psi_j - \frac{1}{4} F_{\mu\nu\alpha} F^{\mu\nu\alpha} \quad (1.3)$$

其中 Ψ_i 指夸克场 (i 对应不同的色荷状态)， D^μ 是协变导数， m 是夸克质量， $F^{\mu\nu\alpha}$ 是胶子对应的场强张量，其中 α 对应胶子的色荷状态。高能重离子碰撞体系的预测其实相当复杂，胶子相互作用的非线性、多体动力学系统和色禁闭都要考虑，因此对高能重离子体系中作 QCD 精确计算也显得不切实际。为了解决这种问题引入了相对论流体

力学模型, 通过把第一性原理和唯象结合为高能重离子碰撞提供了唯象工具。在流体力学模型的表述中, 量子色动力学物质遵守守恒律。根据能量和动量守恒, 基本的等式有:

$$\partial_{\mu} T^{\mu\nu} = 0 \quad (1.4)$$

根据流守恒有:

$$\partial_{\mu} N_i^{\mu} = 0 \quad (1.5)$$

这里的 N_i^{μ} 指的是守恒流, 包括高能重离子碰撞中的重子数, 奇异数, 电荷数等。在不考虑黏度或者假设黏度为零时, 以上等式可解, 此时的流体力学理论框架被称为 2+1D 模型 [36], 因为相对论理想流体近似中有 boost-invariant 膨胀、横平面内介质各向同性等假设 [15]。如果要考虑黏度, 能动张量的分解更复杂 [37], 而且需要用大量流体力学模拟去更合理地描述物质初始运动状态、并需要在初始碰撞几何上考虑逐事件涨落。实际的高能重离子碰撞情形中, boost-invariant 假设在高赭快度区域失效 [38], 所以流体力学模型虽然能很好地描述中赭快度区域的实验数据, 但在高赭快度区域上却和实验有偏差。能够把纵向运动考虑进来的流体力学模型被称为 3+1D 模型 [39]。

流体力学模型的前提条件是体系大小 L 远大于相互作用粒子的平均自由程 λ , 因此不符合条件的高能重离子碰撞初始条件也就不在流体力学模型的使用范围内。介质演化的初始条件需要单独被其他模型模拟, 比较主流的有两种: 第一种是在达到热平衡前由 AdS/CFT [40] 得到大量能量密度的解, 另一种则是通过色玻璃凝聚模型 (Color Glass Condensate, CGC) [41] 遵循等离子体胶子场演化得到解。不同的初始条件假设也就导致不同的 v_2 , 如何用初始条件模型模拟真实的预平衡态仍然是一个待解决的问题。

随着介质膨胀, 核物质密度降低, λ 逐渐变大不再符合流体力学模型的前提。考虑到熵密度、能量密度、粒子密度、温度相图等物理量都互相关联, 而流体力学的处理方式是在介质发生解构的同时把流单元转换成强子, 这种冻出设定就显得过于刻意。更好的方式是利用复合模型 (hybrid model) [42], 将强子化之后的过程模拟为微观的强子间相互作用, 直至最后达到物理冻出状态。

如果流体力学模型可以很好的描述实验数据, 那么很多我们在实验中难以直接观测的物理量就可以间接从模型中获得。比如一个证明 QGP 近似流体的直接证据就是, 流体力学模型中剪切黏度和熵密度的比值 η / s , 作为一个参数输入到流体力学计算中, 最终结果能很好地描述实验数据中的 v_n 。由此可以对介质性质进行限制。从拟合中得到的 η / s 和第一性原理计算得到的最小黏度非常接近, 这也成为了 QGP 类似理想流体的有力证据, 拟合情况如图 1.10。从流体力学模型中还可以得到介质的许多特性用于其他相关研究, 比如局域温度、能量密度等。

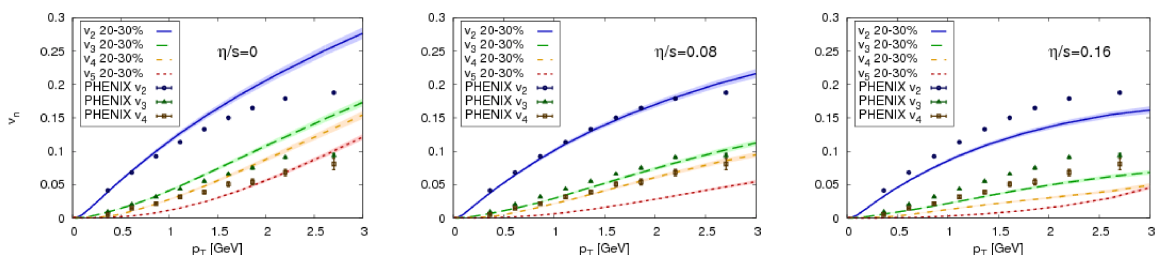


图 1.10 PHENIX 实验数据测量 [43] v_n vs p_T 。从左往右依次是理想流体力学 ($\eta / s = 0$)，流体力学 ($\eta / s = 0.08$)，流体力学 ($\eta / s = 0.16$) 的模拟结果。 [44]

1.4.3 非流效应

末态粒子产额中的关联成分可能有很多起源，可以把和 QGP 介质无关的关联部分称为非流。典型例子包括强子衰变， $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ ，会在两粒子方位角关联函数（Two-particle azimuthal correlation function, 2PC）上形成突起 [45]；部分子间发生的硬散射导致角度上背对背发生的两束强子喷注，它导致的赧快度方向上的关联取决于入射部分子携带的动量比例；初始部分子间发生的低动量转移散射，也会因为整体遵循动量守恒而导致在赧快度方向上有关联，这些效应在两粒子关联函数上的体现位置如图 1.11。不同能量不同碰撞体系的系统里都存在非流贡献。

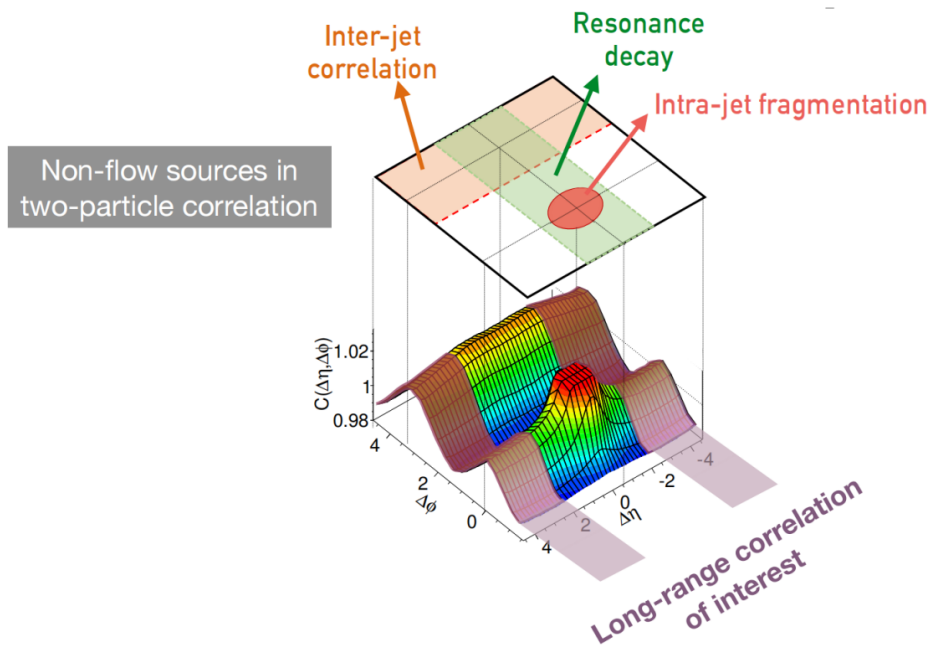


图 1.11 非流关联起源对两粒子关联函数结构的影响。

1.5 小系统中的集体流行为

高能重离子物理的实验研究开始于 2000 年在 RHIC 上开始采集的数据，2010 年左右的 LHC 上也开始了高能重离子对撞 [46]。紧随其后，除了核-核 (AA) 碰撞之外，也开始对于质子-质子 (pp) 和质子-核 (pA) 等小系统对撞进行研究。分析结果表明小系统里的高粒子多重数部分也存在着和重离子碰撞中一样的集体流行为特征 [46–48]，尽管这一观测结果和理论预期并不相符，因为过去普遍认为小系统体积过小、系统反应时间过短，不足以产生 QGP 物质或达到局部热平衡状态。小系统是否能被纳入流体力学模型框架解释中，或者流行为是否来源于碰撞初始状态的新物理，也经历了广泛讨论。

小系统的测量结果引发了集体流研究的变革，也促进了把小系统纳入高能重离子碰撞标准模型解释的进程。首先是在高粒子多重数区域上的两粒子方位角关联函数结果 [46, 49, 50]，如图 1.12 所示。

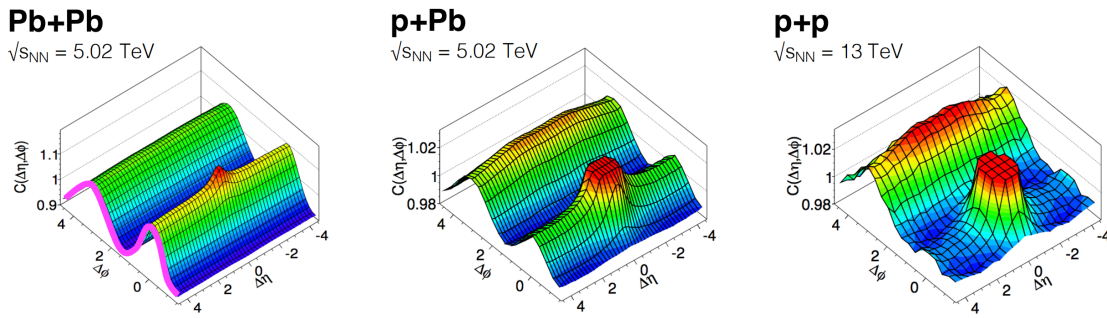


图 1.12 LHC 合作组测量的铅-铅 (PbPb)，质子-铅 (pPb)，质子-质子 (pp) 碰撞中的两粒子关联函数。在铅-铅 (PbPb) 碰撞对应的两粒子关联函数中，在 $\Delta\phi = 0$ 的位置有一个跨越整个 $\Delta\eta$ 方向的“脊”结构，在 $\Delta\phi = \pi$ 的位置也有增强结构。尽管这些结构对整体分布的贡献各不相同，但在质子-铅 (pPb)，质子-质子 (pp) 碰撞中也确实测量到了相似的结构。 [45]

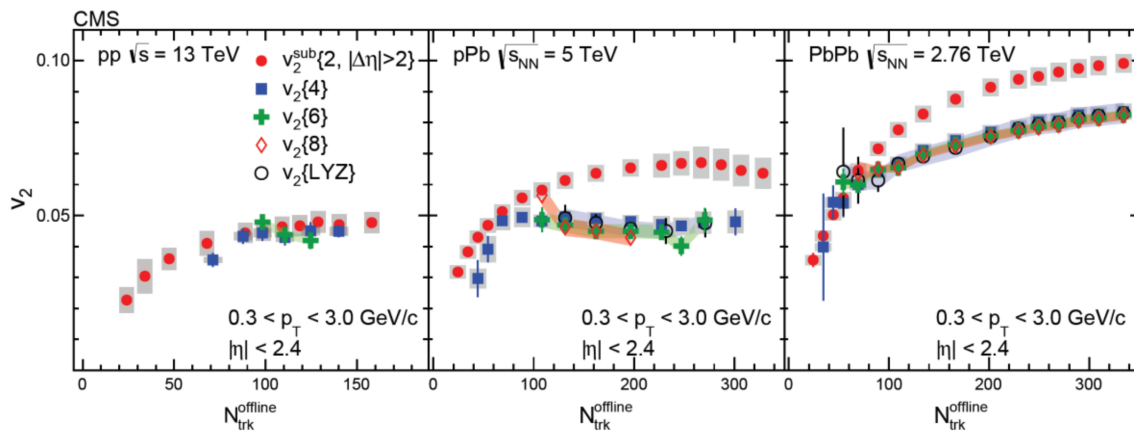


图 1.13 LHC 合作组测量的通过不同方法得到的 v_2 关于粒子多重数的依赖。从左往右依次是铅-铅 (PbPb)，质子-铅 (pPb)，质子-质子 (pp) 碰撞系统。 [45]

和图 1.12 最右情形中铅-铅 (PbPb) 碰撞相类似的, 在高末态粒子多重数即高密度粒子的情况下, 质子-铅 ($p\text{Pb}$)、质子-质子 (pp) 碰撞中也在两粒子关联函数相对赝快度方向的长程区域观察到了“脊”结构, 即在近端 ($\Delta\phi = 0$) 的区域有一个增强结构并在整个相对赝快度方向上延伸。在重离子碰撞中, 这种“脊”结构是由 QGP 物质的产生导致的, 因此小系统中的相同结构也引起了人们关于小系统中是否有 QGP 产生的思索。

和高能重离子碰撞类似的, 我们也同样用傅里叶级数来描述小系统两粒子关联函数中的“脊”结构, 并从中提取出第二阶和第三阶参数即椭圆流 V_2 和三角流 V_3 进行研究。作为集体流中最主要的贡献部分, 大于零的 V_2 信号也同样表征着 QGP 存在的可能性。铅-铅 (PbPb)、质子-铅 ($p\text{Pb}$) 和质子-质子 (pp) 碰撞中测量结果如图 1.13 所示。

1.6 电子-质子碰撞 (ep) 物理

小系统集体流研究中还有许多亟待解决的问题, 比如至今仍不明确不同体积碰撞系统内观测到的集体流行为是否来自于同样的流体力学起源, 也不清楚在多小的反应区域内流体力学描述会失效。目前流体力学模型计算可以大致解释核-核 (AA) 碰撞和高粒子多重数上的 pp , pA 碰撞结果, 这意味着体积比较小的系统中物质也可以达到局域热平衡, 且流体力学的描述也适用。同时色玻璃凝聚模型中色饱和的初始效应能够大致描述实验数据, 这也提供了另一种解释。强子电子环形加速器 (Hadron Electron Ring Accelerator, HERA) 上的电子-质子 (ep) 碰撞, 其中时空演化过程和部分子态碎裂过程, 对于研究比 pp 碰撞更小的反应区域内是否存在集体流行为而言至关重要。

RHIC 和 LHC 中, 完全对心的高能重离子碰撞产生的反应区域, 大小在 7 fm 左右。在 pp 或者 pA 碰撞中反应区域就降低到质子的半径范围, 也就是大概 1 fm, 受扰动时候可达几个 fm [51]。但是对于 ep 散射而言, 反应区域的平均大小则取决于虚光子波长 $1/Q$, 它传递的 $Q^2 = -(k - k')^2 = -q^2$ (其中 k, k' 分别对应入射和被散射电子的四动量)。不同的 Q^2 对应了两种不同的粒子反应机制, 分别是深度非弹性散射 (deep inelastic scattering, DIS) 和光生 (photoproduction) 过程, 前者 Q^2 比较大, 后者 Q^2 则接近于零。

相比于 RHIC 和 LHC 上的小系统碰撞, HERA 的 H1 和 ZEUS 实验提供了一个研究更小碰撞体系集体流行为的机会。ZEUS 实验组已经证实在 ep 碰撞的中性流深度非弹性散射过程中没有集体流行为 [51]。除此之外, 可分辨光生过程 (resolved photoproduction process) [52, 53] 中的两粒子关联函数在长程相对赝快度区域的结构也对集体流的起源意义非凡。本文在研究深度非弹性散射过程中集体流的同时, 首次采用两粒子关联函数作为探针, 对 ep 碰撞中光生过程的集体流行为进行研究。

1.6.1 深度非弹性散射过程

在 ep 碰撞中，深度非弹性散射过程分为中性流（neutral current, NC）和带电流（charged current, CC）深度非弹性散射，其过程如图 1.14。中性流深度非弹性散射的特征是入射电子和质子间交换虚光子或 Z^0 玻色子。与此相比，带电流深度非弹性散射发生的概率则小得多，交换的是 W^\pm 玻色子且末态被散射的是中微子而非电子。深度非弹性散射过程中光子更接近点状，因此能以更精细的分辨率去与质子内部的部分子反应。本文分析中采用的是中性流深度非弹性散射事例。

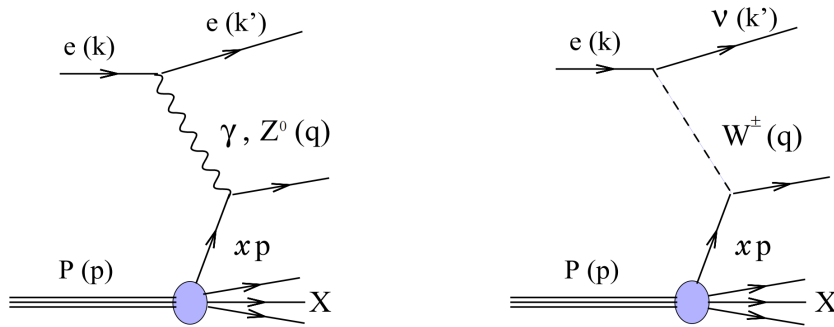


图 1.14 最低阶的 $ep \rightarrow lX$ 反应。其中在左边的 NC 过程中交换的玻色子是虚光子或 Z^0 玻色子，右边的 CC 过程中交换的玻色子是 W^\pm 。粒子的四动量已在图中显示。[54]

用 p, k, k' 分别表示入射质子，入射电子和出射电子的四动量，深度非弹性散射过程中主要用到的动力学变量有：

- 质心系能量：

$$s \equiv (k + p)^2 \quad (1.6)$$

- 交换玻色子的虚度（virtuality）：

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.7)$$

- Bjorken x 的定义：

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (1.8)$$

在夸克-部分子模型（quark parton model）中， x 可以看作单个夸克从整体中携带的动量份额。

- 非弹变量 y 的定义：

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad (1.9)$$

可以看作是质子静止系中电子的能损比例。

这些变量和 ep 碰撞的质心系能量相关： $Q^2 = sxy$ 。因此对于一个固定质心系能量的 ep 碰撞来说，深度非弹性散射可以被两个变量表示，即 Q^2 和 x 。

1.6.2 光生过程

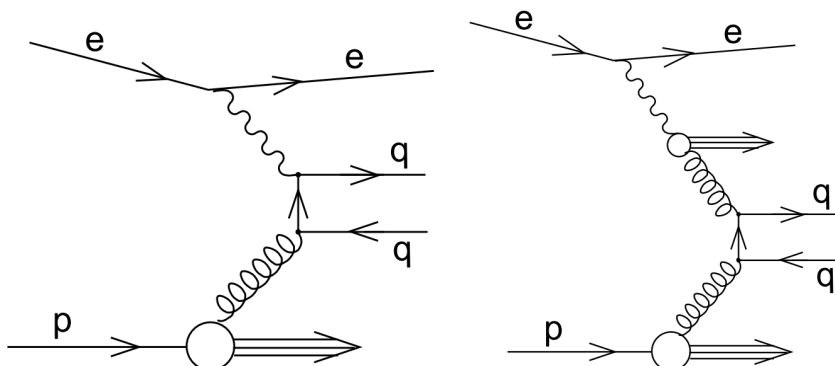


图 1.15 领头阶 QCD 计算下的两个主要光生过程，直接光生反应过程（direct，左图）和可分辨光生反应过程（resolved，右图）。

在四动量交换量 Q^2 较小的时候 ($Q^2 \sim 0$)，光生反应中主要有两个过程，其本质都是电子发射出的准自由光子和质子进行反应，这两个过程分别是直接光生过程和可分辨光生反应，且反应截面较大 [52]。两种反应过程如图 1.15 所示。

- 直接光生反应（direct photoproduction）

在直接光生过程中，光子直接和质子发生反应，拥有比较小的末态粒子多重数。其中主要的反应过程是玻色子-胶子融合，即 $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ 。

- 可分辨光生反应（resolved photoproduction）

可分辨光生过程的 Q^2 更小，准自由光子先演化为强子态，即夸克-反夸克对和胶子，因此该过程被称为可分辨的（resolved）。这些强子态的部分子又去与质子中的部分子发生反应。这种多体强子态反应类似于 pp 碰撞的情形，所以对该过程的集体流研究也同时能对 pp 系统中集体流行为的起源进行论证。

由于直接光生和可分辨光生过程末态粒子多重数上的区别，所以尽管本文分析光生过程中没有对它们进行区分，但可以认为较高粒子多重数大概率是可分辨光生情形。

除了非弹性散射部分提及的动力学变量，光生过程中常用到的变量还有：

- 光子质子碰撞中的质心系能量：

$$W_{\gamma p}^2 = (q + p)^2 = y \cdot s - Q^2 \approx y \cdot s \quad (1.10)$$

其中 q 和 p 分别是光子和质子的四动量。如果忽略质子和电子的质量，则上式成立。

1.7 文献综述和论文结构

自从在 pp 和 pA 碰撞中发现近端“脊”结构和非零的真实 V_2 信号后,关于小系统的研究趋势就沿着更小碰撞规模的方向,试图去探究集体流现象的源头。2019 年 ZEUS 合作组首次对其探测器上 ep 碰撞的中性流深度非弹性散射过程进行集体流研究 [51], 如图 1.16 在其末态粒子多重数范围内的两粒子方位角关联函数上, 没有观察到对应集体流信号的“脊”结构, 且各项异性流结果表明 V_2 信号小于 5%。同年麻省理工学院 (Massachusetts Institute of Technology, MIT) 使用 1992 到 1995 年 LEP 上 ALEPH 探测器测量到的 91 GeV e^+e^- 碰撞数据 [55], 也同样没有在两粒子关联函数中观测到近端“脊”结构, 测量结果见图 1.17。对于和 pp 碰撞物理过程同为强子碰撞的可分辨 (resolved) 光生过程, 2019 年 ATLAS 合作组对 5.02 TeV 下超边缘 PbPb 碰撞进行测量 [56], 2020 年 CMS 合作组对 8.16 TeV 下的超偏心 pPb 碰撞进行测量 [57], 均没有在两粒子关联函数中观察到近端“脊”结构, 但是前者观测到了非零的 V_2 ① 信号, 结果如图 1.18。

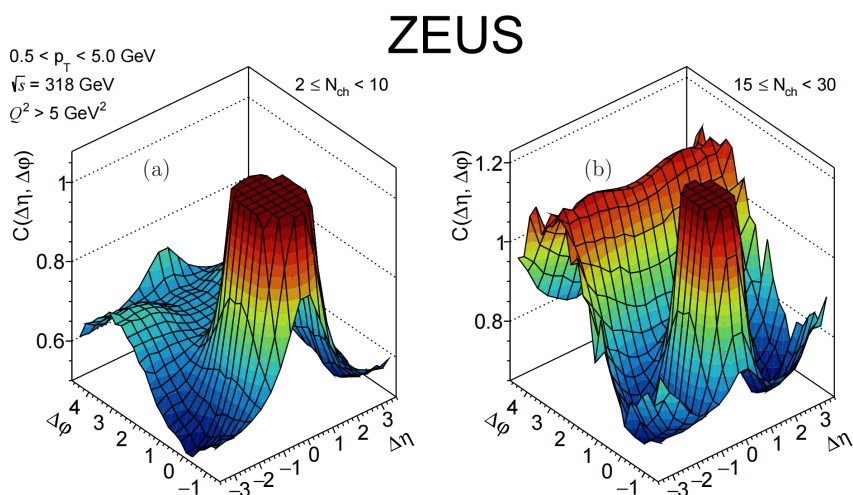


图 1.16 ZEUS 合作组测量的 $\sqrt{s} = 318$ GeV e^+p 碰撞深度非弹性散射过程的两粒子关联函数结果。左右图分别是低粒子多重数和高粒子多重数时的情形。[51]

本文分析在 HERA H1 探测器采集的 ep 碰撞深度非弹性散射和光生碰撞过程中寻找集体流信号, 采用两粒子关联方法进行研究并提取各向异性流, 能对现有的和未来电子离子对撞机 (Electron Ion Collider, EIC) 实验中 γA 碰撞系统集体流研究起到重要验证和参考意义。本文结构分为, 第一章前言简单介绍集体流研究在 高能重离子碰撞中的意义和 ep 碰撞的动力学概念, 第二章强子电子环形加速器 HERA 和 H1 探测器、和第三章数据变量重建则介绍了对撞实验的基本参数情况和所用的数据重建方式, 第四章内容介绍了两部分物理过程在分析中所用的相空间和粒子径迹选择, 第五章和第八章说明了本文分析中所用的方法和结果, 而第六章、第七章则说明了与本文深度非弹性散

① 注: 本文中 V_n 表述与 $V_{n\Delta}$ 等价, $v_n = \sqrt{V_{n\Delta}}$ 。

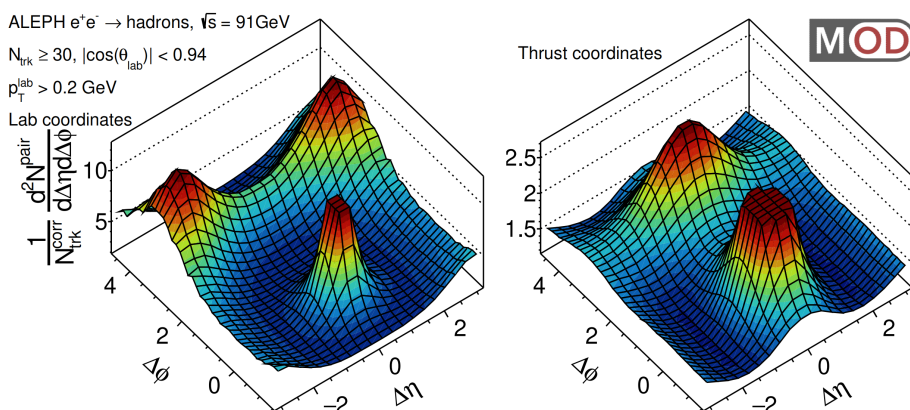


图 1.17 ALEPH 正负电子碰撞在 $\sqrt{S} = 91$ GeV 时高粒子多重数下的两粒子关联函数。左图是实验室坐标系，右图是 thrust 坐标系。 [55]

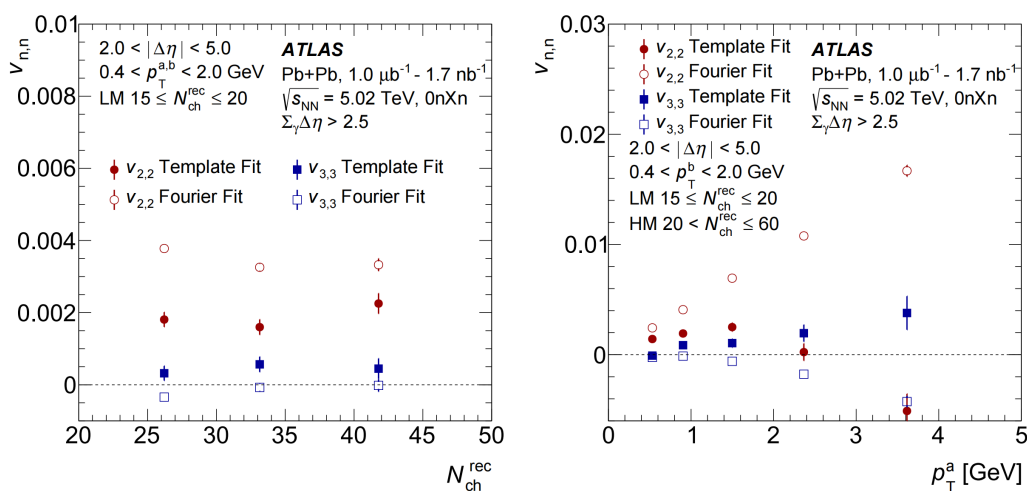


图 1.18 CMS 合作组对 8.16 TeV 下超偏心质子-铅 (pPb) 碰撞测得各向异性流 $V_{2,2}$ 和 $V_{3,3}$ 结果 [57]。空心点的值来自于傅里叶函数直接拟合，实心点的值是经过 template fit subtraction 方法 [58] 去除非流贡献的结果。

射分析结果对应的蒙特卡洛模拟和分析结果中要考虑到的系统误差。

第二章 强子电子环形加速器 HERA 和 H1 探测器

2.1 强子电子环形加速器

位于德国汉堡市的德意志电子同步加速器 (Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY) 上的强子电子环形加速器 (HERA) [59, 60], 是迄今为止第一个也是唯一一个进行电子或正电子对撞质子束流的机构。在 HERA 上有四个实验组, 从 1992 年开始运行到 2007 年结束, 参与研究束流对撞的实验组有 ZEUS [61] 和 H1 [62], 他们的目的都是研究质子结构、粒子间基本相互作用和标准模型之外的物理; 其他两个实验组 HERMES 和 HERA-B 研究固定靶实验并采集数据。HERMES [63] 研究纵向极化电子和静态极化气体靶之间的对撞, 并据此研究核子的自旋结构。HERA-B [64] 则通过质子束和静态金属丝靶的对撞, 研究 B 介子衰变中的对称破缺。HERA 的主要参数如图 2.1:

	proton beam	electron beam
energy [GeV]	≤ 920	27.5
number of bunches total/colliding	180/174	180/174
particles per bunch	$10 \cdot 10^{10}$	$4.2 \cdot 10^{10}$
beam current [mA]	140	58
beam size $\sigma_x \times \sigma_y$ [$\mu\text{m} \times \mu\text{m}$]	118×32	118×32
bunch spacing [ns] / bunch crossing rate [Mhz]	96 / 10.4	
luminosity [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$7.36 \cdot 10^{31}$	
specific luminosity [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{mA}^{-2}$]	$1.64 \cdot 10^{30}$	
total integrated luminosity (2004-2007) [pb^{-1}]	645 [131]	

图 2.1 H1 合作组提供的 HERA-II 实验参数设置。[65]

电子和质子在进入环之前有几步预加速, HERA 环和加速系统如图 2.2 所示。首先在初始线性加速器和同步回旋加速器中加速, 然后进入存储环——正负电子环形装置 (PETRA), 这是整个环节中最后的预加速器, 这个过程同时适用于电子和质子 (本文中的电子概念包括正电子和电子)。PETRA 把 14 GeV 能量的电子送入 HERA, 并让电子获得 27.6 GeV 的最终能量。1998/9 年 HERA 升级后 [65–67] 进入 HERA-II 阶段, 质子的最终能量提高到 920 GeV, 最终碰撞的质心系能量为 $\sqrt{s} = 319 \text{ GeV}$ 。为了维持环形轨道上质子的高动量, 超导磁铁需要保持 4.7 T 的磁场, 而电子则通过传统磁铁进行控制 [54]。

一个需要提及的探测器重要指标是亮度 (luminosity)。在碰撞中 n 个束流中有 N_e

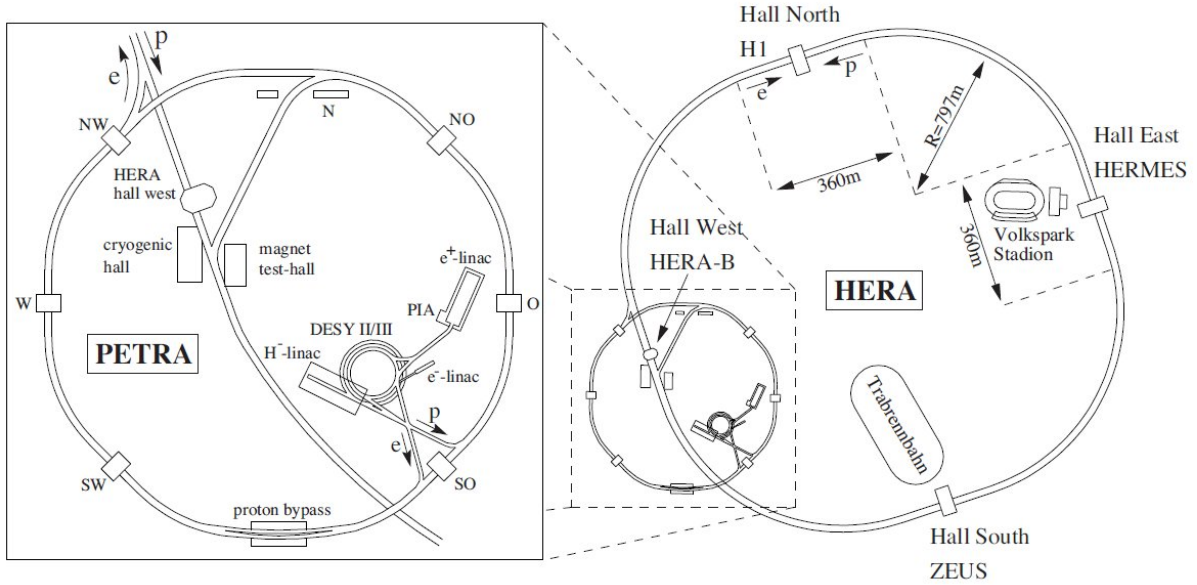


图 2.2 加速系统和 HERA 环。[54]

个电子和 N_p 个质子，此时单个束流上的亮度可以计算得到：

$$L = f \frac{nN_p N_e}{4\pi\sigma_x\sigma_y} [cm^{-2}s^{-1}] \quad (2.1)$$

其中 f 是运行频率， σ_x ， σ_y 分别对应在碰撞点处 x ， y 方向上的横向束流大小。累积亮度为：

$$L = \int L dt = \frac{N}{\sigma} \quad (2.2)$$

其中 N 是探测到的事例数， σ 是反应截面大小。HERA 运行期间数据采集的累积亮度如图 2.3 所示。

在 HERA 升级之后，亮度增加了几乎 5 倍大小，原因是升级过程中 H1 和 ZUES 探测器中引入了新的超导磁铁聚焦，能更好的压缩束流。在 HERA-II 阶段累积亮度在 $400 pb^{-1}$ 左右。本论文使用的数据采集自 2006-2007 年 H1 探测器上采集的正电子-质子碰撞数据，总亮度为 $136 pb^{-1}$ [68]。

2.2 H1 探测器

H1 探测器几乎覆盖碰撞点 (IP, interaction point) 附近的整个 4π 立体角，长宽高 $12 \times 10 \times 15 m^3$ ，重达 2800 吨。它的构成有：三个径迹探测系统，量能器和缪子探测器，其中每个部分又拥有许多子探测器。电子和质子束流能量上的不对称也反映在 H1 探测器的不对称设计上，探测器的概念图如上图 2.4 所示。

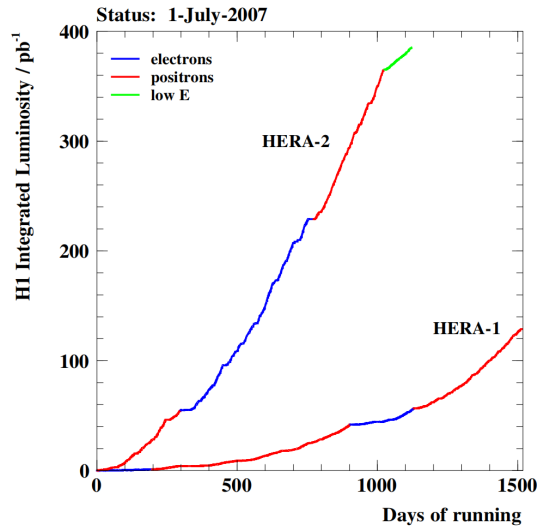


图 2.3 H1 探测器在 HERA-I 和 HERA-II 运行期间收集到的总亮度。[54]

H1 采用的坐标系基于碰撞点，以其为原点建立右手坐标系， z 轴方向沿着质子束流飞行方向， x 轴方向则指向 HERA 环的内部，在此之上又确定了 y 轴。在球面坐标系中， $0^\circ < \theta < 180^\circ$ 极角根据 z 轴确立， $\theta = 0$ 方向就是质子束流方向， xy 平面上的方位角 $-180^\circ < \phi < 180^\circ$ 的确立原则是 $\phi = 0$ 方向沿着 x 轴正向。作为极角 θ 的替代，赝快度 η 被引入，其定义为 [69]:

$$\eta = -\ln \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (2.3)$$

由图 2.4 所示束流管 ① 被中心径迹探测器 ③ 和前向径迹探测器 ④ 包围。液氙量能器 ⑦ 包括电磁部分和强子部分，被位于低温恒温器 ⑧ 内直径 6 m 的超导线圈 ⑤ 包围，线圈能提供 1.15 T 的磁场。整个探测器被铁轭包围，它能保持电磁通量并支撑缪子探测所用的流光管。探测器后向被 SpaCal 量能器 ⑥ 覆盖，最前向的位置被栓探测器 ⑨ 覆盖。为了增加 H1 探测器的几何接收度，沿着质子束流方向分别设置了最前向质子光谱仪 (VFPS) [70]，前向质子光谱仪 (FPS) [71]，质子剩余标注器 (PRT) [72] 以及前向中子量能器 (FNC) [73]。电子标注器 (Electron Tagger, ET 或 ETag) 位于 $z = -6$ m 位置，而光子探测器 (Photon Detector, PD 或 PhTag) 位于 $z = -101.8$ m 位置。

以下简单介绍本文分析中用到的探测器部分。关于探测器的其他详细介绍和参数详见 [62, 74]。

2.2.1 径迹探测

径迹探测负责测量带电粒子径迹。径迹探测器的原理都很相似：带电粒子穿过探测器介质（气体或半导体）并电离，自由电荷信号就可以被收集和放大。单独测量的粒子

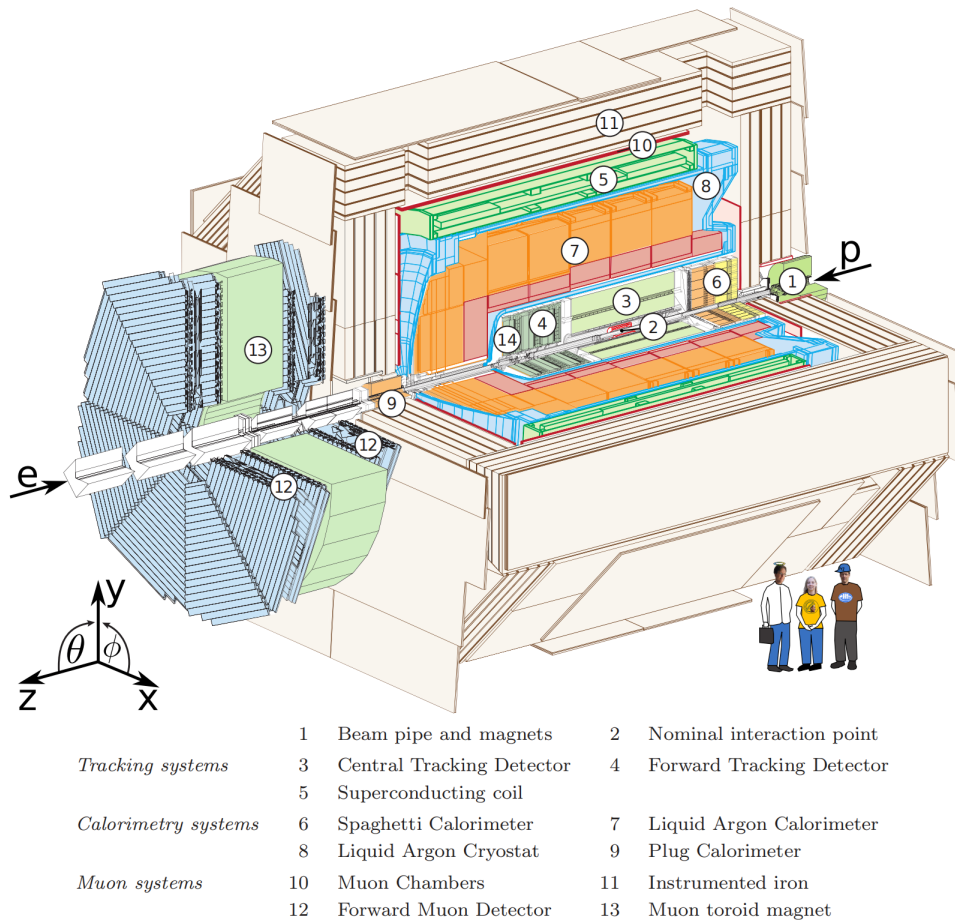


图 2.4 GEANT 模拟的 H1 探测器示意图。H1 探测器是典型的由各分子堆叠成的层叠构建结构。分析相关的部分已经在图中用序号标注出。探测器的前后向不对称设计是考虑了对撞系统的不对称。坐标系采用右手坐标系，z 轴正向是质子束流进入的方向，x 轴正向指向 HERA 加速器内部。有些子探测器因为位置偏远或刚好在束流下面而没有列出。本图由 H1 合作组提供。[69]

位置称为击中点 (hit)。根据击中点位置可以重建径迹，电磁场内带电粒子径迹被弯曲，据此又可以算出粒子携带的动量。径迹探测系统为 H1 提供径迹重建和粒子鉴别功能。为了在整个角度内保持事件触发、重建的高效，径迹探测器又分为中心和前向区域，分别负责各自角度内的重建和触发。如图 2.5 所示为径迹探测系统的子探测器和相关参数。

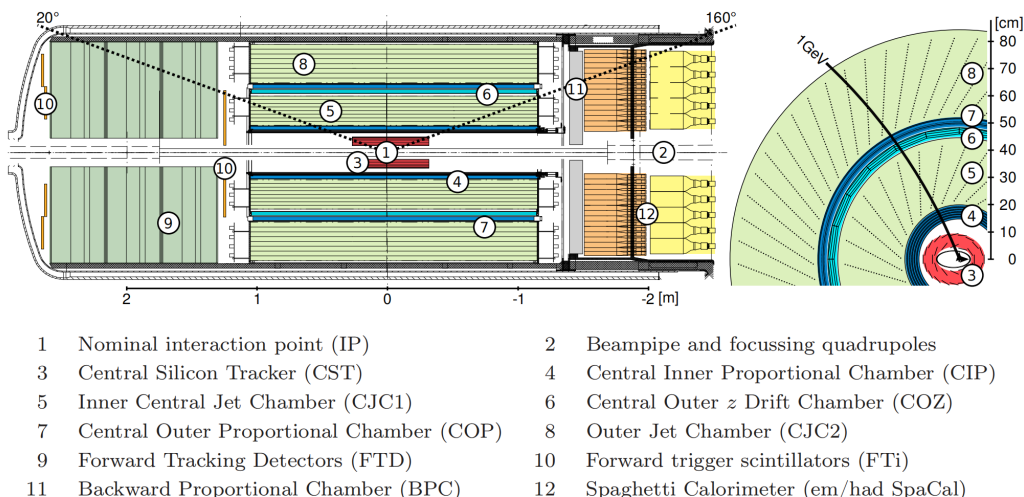
2.2.1.1 中心径迹探测器 (CTD)

中心径迹探测器包括漂移室，正比室，以及硅探测器，如图 2.6 所示。中心区域的径迹重建主要依赖两个大的共轴漂移室，CJC1 和 CJC2 [62] 来测量带电粒子的电荷和动量。根据能损 dE/dx ，又能提高粒子鉴别效率。

最中心的部分是紧贴束流管，在半径 4 cm 处的中心硅条探测器 (CST, ③)，可以为反应初级顶点、或长寿命粒子次级衰变顶点的精确重建提供很好的空间分辨率。CST

Detector	Angular coverage	Spatial resolution
Central Track Detector (CTD)		
Central Inner Proportional Chamber (CIP2k)	$15^\circ < \Theta < 165^\circ$	$\sigma_\phi = 5 \text{ mrad}$ $\sigma_z = 1.5 \text{ cm}$
Central Jet Chamber (CJC)		
Central Outer Proportional Chamber (COP)		$\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$
Central Outer z-Chamber (COZ)		$\sigma_z = 350 \mu\text{m}$
Backward Drift Chamber (BDC)	$153^\circ < \Theta < 177^\circ$	$\sigma_r < 400 \mu\text{m}$
Central Silicon Tracker (CST)	$30^\circ < \Theta < 150^\circ$	$\sigma_{r\phi} = 14 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 22 \mu\text{m}$
Forward Silicon Tracker (FST)	$8^\circ < \Theta < 16^\circ$	$\sigma_r = 16 \mu\text{m}$
Backward Silicon Tracker (BST)	$162^\circ < \Theta < 176^\circ$	$\sigma_r = 16 \mu\text{m}$
Forward Track Detector (FTD)		
Planar and radial drift chambers	$5^\circ < \Theta < 25^\circ$	$\sigma_{xy} = 1 \text{ mm}$

图 2.5 组成 H1 径迹探测系统的子探测器和相关参数。 [75]



- | | |
|--|--|
| 1 Nominal interaction point (IP) | 2 Beampipe and focussing quadrupoles |
| 3 Central Silicon Tracker (CST) | 4 Central Inner Proportional Chamber (CIP) |
| 5 Inner Central Jet Chamber (CJC1) | 6 Central Outer z Drift Chamber (COZ) |
| 7 Central Outer Proportional Chamber (COP) | 8 Outer Jet Chamber (CJC2) |
| 9 Forward Tracking Detectors (FTD) | 10 Forward trigger scintillators (FTi) |
| 11 Backward Proportional Chamber (BPC) | 12 Spaghetti Calorimeter (em/had SpaCal) |

图 2.6 H1 探测器内部 (左图)。四分之一 CTD 探测器的横截面 (右图)。 [69]

中包括前向硅探测器 (FST) 和后向硅探测器 (BST), 附近是中心内部正比室 (CIP, ④) [75] 可以提供快速径迹和时间信息。CIP 周围是两个大的中心喷注室 CJC1⑤ 和 CJC2⑧, 作为 H1 探测的主干, 它们可以提供精确的径迹信息, 尤其是横平面上的信息。CJC1 内部半径为 203 mm, 外部半径为 451 mm, 包括 30 个携带 24 根阳极丝的漂移单元, 极角覆盖范围为 $11^\circ < \theta < 169^\circ$ 。CJC2 包括 60 个携带 32 根阳极丝的漂移单元, 极角覆盖范围为 $25^\circ < \theta < 160^\circ$ 。阳极丝延伸方向和束流管、电磁场方向平行, 漂移单元和径向夹角 30 度, 这是因为考虑到电离电子在洛伦兹力影响下会沿电场方向倾斜, 而且 1.5 T 磁场下洛伦兹角在 30 度左右。为了提高 z 位置的信息获取, CJC 之间还有中心外部 z 漂移室 (COZ, ⑥)。为了快速确定顶点位置还有能进行快速响应的中心外部正比室 (COP, ⑦) [76]。

$r\phi$ 平面上测量击中点 (hit) 的空间分辨率是 $\sigma_{r\phi} = 170 \mu m$ 。测量带电粒子径迹的横动量分辨率为 $\sigma/(p_T^2) = 0.005 GeV^{-1} \oplus 1.5\%$ [77]。

2.2.1.2 前向径迹探测器 (FTD)

前向径迹探测器 (FTD) 包括三个单元, 每个单元由 5 个小漂移室组成, 它们在横平面和径向上都有阳极丝分布。FTD 中重建径迹所用的动量分辨率为 $\sigma(P_i)/P_i^2 \approx 0.1 - 0.02 GeV^{-1}$ [76], 这个数值会根据径迹的长度和极角不同而不同。由 FTD 信息重建的径迹称为 FTD 径迹, 如果击中点同时来自 CTD 和 FTD, 那么这种径迹叫做复合径迹。

2.2.2 量能器

在深度非弹性散射过程中, $Q^2 \leq 100 GeV^2$ 区间内被散射电子的观测主要依靠后向量能器 SpaCal, 当 Q^2 更大的时候就要用到液氩量能器 (Liquid Argon Calorimeter, LAr) [52]。SpaCal 和 LAr 量能器都属于多层量能器, 其中互相交替的材料, 一部分负责产生簇射粒子 (阴极层), 另一部分负责收集和测量电子信号 (阳极层)。

2.2.2.1 液氩量能器

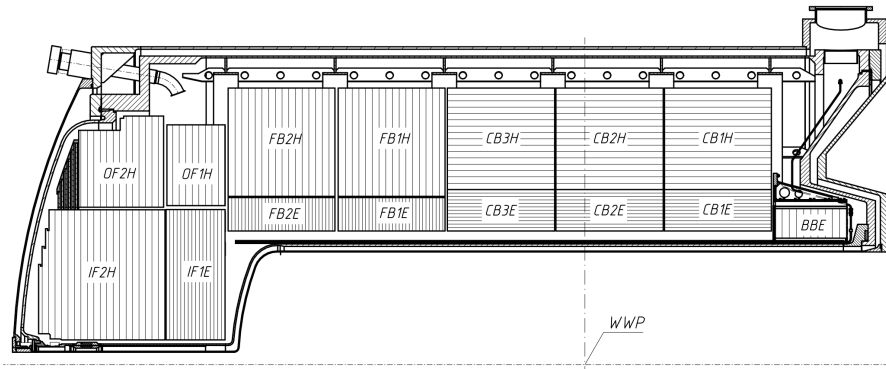


图 2.7 液氩量能器侧面图, 标注表明了特定单元的位置。 [78]

在前向和中心区域 ($4^\circ < \theta < 153^\circ$) H1 径迹探测器被大型液氩量能器 (LAr) [79] 所包围, 液氩量能器的侧面图如图 2.7 所示。液氩量能器能够测量电子、光子和强子的能量, 在本文分析中被用于末态强子的重建。在交替的吸收层和感知层液氩中, 经过量能器的粒子衰变成簇射粒子, 低能簇射粒子又通过电离损失能量。在量能器的内部 (也就是电磁部分) 以及外部 (强子部分), 铁被用作吸收材料。液氩量能器为了提高把能量团簇归到粒子径迹上的准确度, 其中有许多分散单元。

选择液氩探测的原因是因为其稳定、各向同性的特性, 而且它的响应速度也很快。对于强子簇射, 其能量分辨率为 $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 2\%$ [80], 对于电子其能量分辨率为 $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$ [81]。这两个值来自于测试束流实验。

2.2.2.2 SpaCal 量能器

SpaCal 量能器 [82] 被用于被散射电子在探测器后向区域的鉴别和重建, 覆盖范围 $154^\circ < \theta < 174^\circ$ 。它包括内部电磁部分和外部强子部分。电磁部分包括 1172 个单元, 每个单元有效体积为 $40.5 \times 40.5 \times 250 \text{ mm}^3$ 。阳极层是平行于束流方向的塑料闪烁体, 簇射粒子在这里产生信号并被光电倍增管收集。强子部分包括 128 个小单元, 每个体积为 $120 \times 120 \times 250 \text{ mm}^3$ 。电磁部分和强子部分都有一个反应长度的厚度。SpaCal 量能器的特征是低噪, 能为触发提供精确的能量和飞行时间信息。其中电磁部分对正电子的能量分辨率是 $\sigma(E)/E \approx 7.1\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$ [83]。

2.2.3 飞行时间计数器

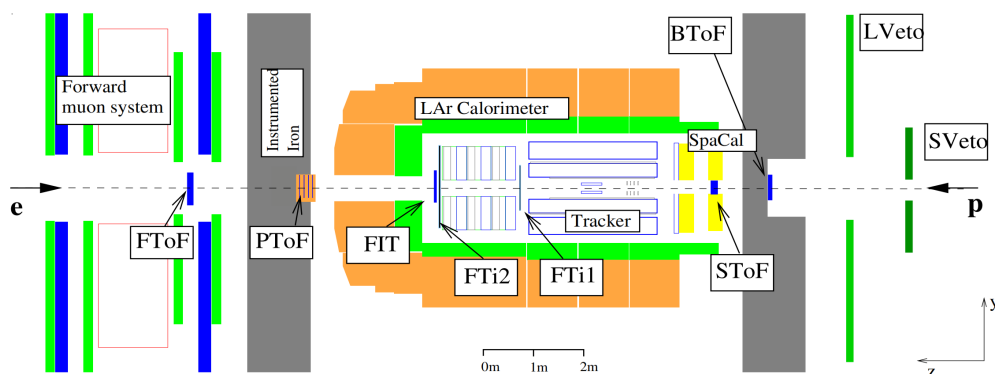


图 2.8 飞行时间计数系统。 [54]

为了把真实的电子-质子碰撞和束流导致的背景区分开, 并压低后者, 就需要用到飞行时间信息。飞行时间 (Time of Flight, ToF) 系统如图 2.8 所示包括几个子探测器。在前向区域, 三个前向内部飞行时间 (FIT) 探测器被安装在距离碰撞点 (IP) 1.3 m 处 (FTi1), 2.5 m 处 (FTi2) 和 2.7 m 处 (FIT), 同时还有栓探测器 (PToF) 位于 5 m 处。在后向区域, 时间飞行探测器包括 SpaCal 时间飞行探测器 (SToF) 和后向时间飞行探测器 (BToF)。每个探测器都包括闪烁体阵列来比较信号到达的时间, 由于背景过程的发生时间和真实电子-质子碰撞反应的发生时间不同, 因此就可以根据飞行时间扣除背景。ToF 系统的时间分辨率在 1 ns。

2.2.4 亮度系统和电子标注器

H1 实验中的亮度测量主要依靠 Bethe-Heitler 过程 [84], $ep \rightarrow epy$, 这种过程中电子和光子在很小的角度内被散射。理论上由于 Bethe-Heitler 过程可以被 QED 精确计算, 因此也就适用于电子-质子束流对撞中亮度的确定。在这种情况下电子和光子都以

很小的角度被散射，然后通过束流管离开探测器。它们的探测是出于两个量能器的同时响应，即光子探测器（PD）和电子标注器（ETAG）。这个过程如图 2.9 所示。

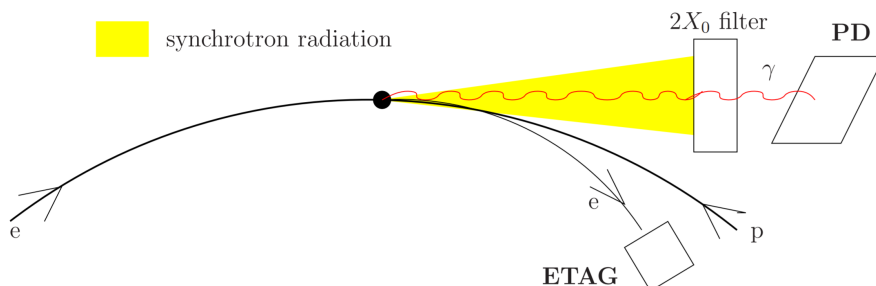


图 2.9 H1 亮度系统 [85]。光子和电子被光子探测器（PD）和电子标注器（ETAG）所探测。

Bethe-Heitler 中被散射的光子可以被 $z = -103\text{ m}$ 处的光子探测器探测到，该探测器靠近束流管且沿着电子束流方向。光子探测器属于抽样量能器，包含闪烁体和钨吸收体。出于压缩背景、减少同步加速器辐射的考虑，在光子探测器前面又设置了铍过滤器和切伦科夫计数器 [86]。

在特定的能量范围内，Bethe-Heitler 过程中被散射的电子可以被电子标注器探测到。系统中有两个电子标注器，一个位于 $z = -5.7\text{ m}$ 处（ETAG6），另一个位于 $z = -44\text{ m}$ 处（ETAG44）。ETAG6 是一个包含闪烁体的 SpaCal 量能器。本论文中所用的光生数据是由 ETAG6 标注得到的 ($Q^2 < 0.01\text{ GeV}^2$)。

2.3 触发系统

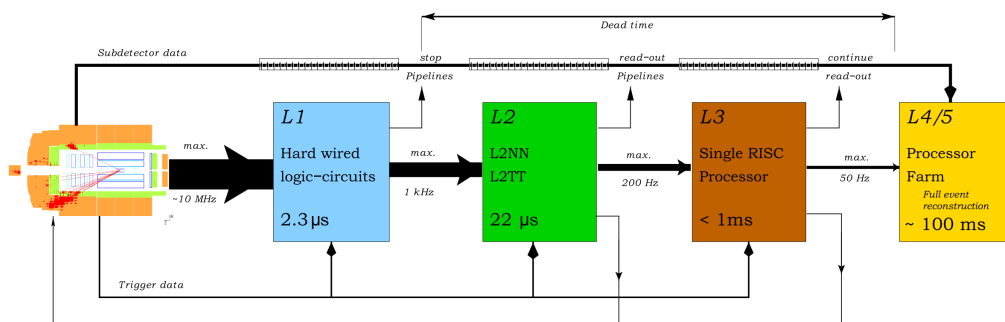


图 2.10 H1 触发系统。 [78]

HERA 的粒子对撞频率可以达到 10.4 MHz 左右，远高于探测器的数据存贮能力和读出能力，而且有大量的事件来自于背景。触发系统的目的在于高效地扣除背景事件，使得电子-质子碰撞能够以最大频率（50 Hz 左右）写出。每个触发阶段都包括几个子触发和不同的决策算法，某些触发率特别高的子触发会被加以特定权重衡量。整个触发系统如图 2.10 所示 [69]。

- **阶段 1**

第一阶段的触发系统 [87] 主要分析存储在束流管线路内的粒子对撞数据。需要考虑 256 个触发元素并把它们合并到 128 个子触发里去，命名为 S0 到 S127。触发元素的内容例如，要求对应 SpaCal 内沉积能量要达到一定数值才能算作被散射电子，或者要求散射顶点的位置要在名义碰撞点的合理范围内。在第一阶段的触发里，选择接受或扣除一个事例所用的决策时间不超过 $2.3 \mu\text{s}$ ，对应 24 个碰撞间隔。事例至少要激发一个触发才能进入第二阶段触发系统中。

- **阶段 2**

事例会在第二阶段触发 [88] 中被更详细的分析，决策时间在 20 us 左右。分析是通过拓扑触发系统 (L2TT [89]) 或者神经网络 (L2NN) 进行的。L2TT 通过事例拓扑特征来进行背景扣除，而 L2NN 则根据子系统信息来选择事例。

- **阶段 3**

2005 年后开始执行第三阶段触发。第三阶段主要是根据重夸克衰变的径迹信息来选择事例，并能把事例频率降低到 50 Hz。决策时间在 $100 \mu\text{s}$ 左右 [90, 91]。

- **阶段 4**

第四阶段触发系统分析事例中的所有信息，并对其进行快速在线重建。经历所有阶段的触发后，考虑到存储空间有限，事例需要再次加以权重决定是否被记录。通过第四阶段的事例会进行分类，以用于以后的物理分析。

2.4 数据存储模型和软件环境

H1 原始数据 (RAW) 和蒙特卡洛模型的模拟结果会被重建和存储在产额输出带 (POT) 里。数据总结带 (DST) 则是缩减版的信息，保留在磁盘里以提供平行获取路径。

探测器的模拟是通过基于 H1SIM 的 GEANT3 [92, 93] 提供的。为了提高效率，电磁粒子的量能器响应通过 H1FAST [94] 进行参数化和执行，而强子簇射则经历了完整的 GEANT3 模拟。实验数据和蒙特卡洛模拟的重建都使用了相同的 H1REC 方法 [95]。以上的过程都是通过 FORTRAN 程序完成的。

物理分析使用的框架是基于 C++ 的 H1OO 系统 [96]。这是一个基于 ROOT [97] 的系统，可以用于分析，同时把数据分为了三层。最底层是目标数据存储 (ODS)，是由 DST，或与 DST 内容一一对应的 POT 文件产生的，但是信息都被存储到了 C++ 对象中。其他的两层是 uODS (包括已经校准和预选择过的要被分析的信息) 和 H1 分析标记文件 (HAT，包括事例层面的信息)。它们的大小比 DST 小得多且允许快速选择事例。除此之外也可以产生用户树 (tree)，但是不包含在 uODS 或 HAT 之内 [76]。

H1OO 程序包为物理分析提供了便利，它包含基本的类去控制、引导分析所有数据

和模拟事例。

第三章 数据重建

根据末态粒子信息对数据进行精确重建,是 HERA 测量中至关重要的部分。电子-质子碰撞过程可以用这几个动力学变量来代表: Bjorken x , y , 四动量转移量 Q^2 和质心系能量 s 。对于电子-质子碰撞中两个不同 Q^2 区域对应的过程,深度非弹性散射 (DIS) 和光生 (photoproduction), 前者重建 Q^2 用到了 SpaCal 量能器中被散射的电子信息, 后者则是用到了电子标注器 (ETAG6) 记录的信息。

动力学重建可以通过 electron 方法 (采用被散射的电子信息), Σ 方法 (采用末态强子信息), electron- Σ 方法 (采用两部分信息)。它们的分辨率取决于所在的动力学区域。

3.1 粒子径迹重建

径迹重建的具体信息可以参照 [62]。在均匀磁场中,磁场方向沿着束流方向, $\vec{B}(0, 0, B_z)$, 带电粒子的理想运动径迹应当是螺旋前进的。为了重建粒子信息, 需要遵循的大致策略是: 首先参数化运动径迹, 然后根据参数和击中点所在的单元进行拟合。

螺旋前进的径迹包含五个参数:

- 方位角 ϕ
 x 轴和最近距离点处 (the point of the closest approach) 的横动量方向夹角。
- 极角 θ
 z 轴和最近距离点处的横动量方向夹角。
- 曲率 (curvature)
 带符号的半径的倒数 ($k = \pm r^{-1}$)。从 z 轴正向看, 方位角方向需要逆时针旋转到 x 轴正向的时候曲率为正, 否则为负。
- 在 (x, y) 平面上到 z 轴的最近距离 d_{ca}
 $d_{ca} = \pm |\vec{d}_{ca}|$. 如果 \vec{d}_{ca} 方向能和径迹方向组成右手坐标系, 则值为正。
- 最近距离点 z_0
 最近距离点投影到 z 轴的值。

如图 3.1 所示, 螺旋径迹投影到 (x, y) 平面, 是一条圆形的线:

$$\frac{1}{2}(r^2 + d_{ca}^2) + (1 - kd_{ca})r \cdot \sin(\varphi - \phi) - d_{ca} = 0 \quad (3.1)$$

在 (y, z) 平面是直线:

$$z_i = z_0 + \left(\frac{dz}{dS}\right) s_i^{xy} \quad (3.2)$$

其中 s_i^{xy} 是平面 (x, y) 上点 z_i 对应的径迹长度。最近距离点处的 $s_i^{xy} = 0$ 。因此斜率 dz/dS 和极角 θ 之间的关系可以表示为:

$$\theta = \arctan\left(\frac{1}{dz/dS}\right) \quad (3.3)$$

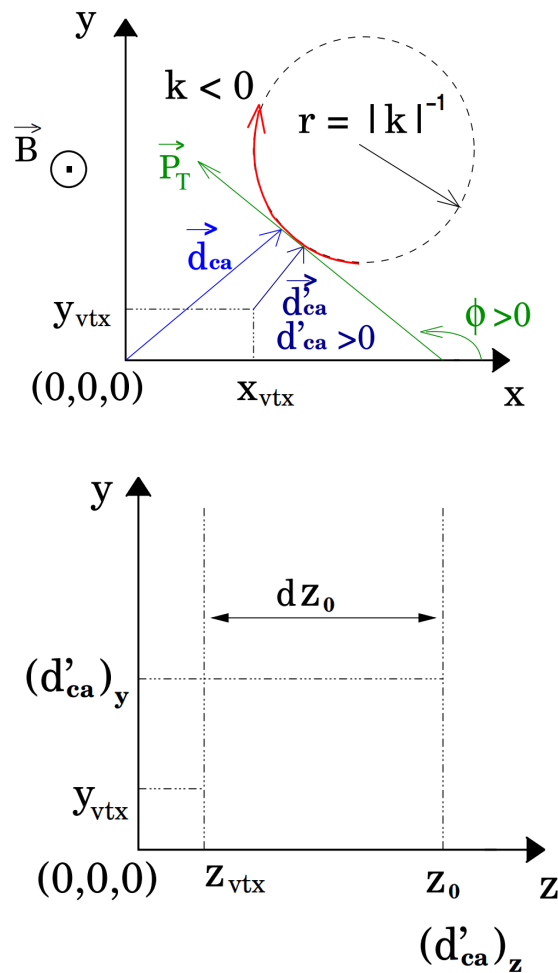


图 3.1 螺旋径迹参数。径迹投影到 (x, y) 平面和 (y, z) 平面。 [54]

实际情况中,有些效应会导致运动径迹并非完美的螺旋线,这些效应包括磁场的各向异性、粒子前进过程中的能损等,因此不能用简单的圆或直线去直接拟合,还需要符合其他要求,包括考虑其他探测器在内的在径迹起始点和结束点的最佳拟合,和为了提高选取效率要考虑整体径迹的 χ^2 和每个击中点的 χ^2 等 [87]。

径迹被拟合之后,根据坐标系可得:

- 径迹曲率 k

$$k = \frac{1}{r} = \frac{0.3 \cdot B_z}{p_T} \quad (3.4)$$

- 动量分量 p_x, p_y, p_z

$$p_x = p \cdot \sin \theta \cos \phi \quad (3.5)$$

$$p_y = p \cdot \sin \theta \sin \phi \quad (3.6)$$

$$p_z = p \cdot \cos \theta \quad (3.7)$$

当径迹被确定后，通过 z_0 可以计算得到初始事件顶点位置 [98]。精确测量所需信息不仅来源于 CJC 和 FTD 径迹，也来源于一些列硅探测器 (CST, FST, BST) 以及事件时间信息 t_0 。由于 CJC 和 FTD 接收度区域有重叠，所以要综合拟合两个探测器内的击中点。

3.2 事件动力学重建

- electron 方法

动力学变量由被散射轻子的信息计算得到，其中轻子的能量 E'_e ，角度 θ_e ：

$$y = q - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (3.8)$$

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (3.9)$$

$$x = \frac{Q^2}{sy} \quad (3.10)$$

在高 Q^2 和低 y 的情况下，初态 QED 辐射 (initial state radiation, ISR) 如图 3.2 所示，会导致实际参与反应的电子能量低于束流能量进而导致碰撞能量低于预期。为了减少这种效应的影响，引入了使用末态强子信息重建动力学变量的方法。

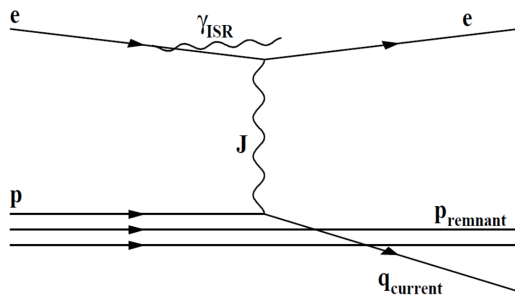


图 3.2 $ep \rightarrow eX$ 过程中的初态 QED 辐射 (ISR)。 [54]

• Σ 方法

这种方法的初衷是利用末态强子信息重建被散射的电子能量。根据动量和能量守恒可以得出, $\sum_i(E_i - p_{z,i})$, 其中 i 是包括被散射电子在内的所有末态粒子, 这个值等于参与反应的电子能量的两倍:

$$E - P_z \equiv \sum_i (E_i - p_{z,i}) = \Sigma + E'(1 - \cos \theta_e) = 2E_e \quad (3.11)$$

因此 $(E - P_z)/2$ 就可以用来重新定义参与反应的电子束流能量, 修正 ISR 效应。在这种方法里重建出来的变量有:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{E - P_z} \quad (3.12)$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{E_e'^2 \sin^2(\theta_e)}{1 - y_\Sigma} \quad (3.13)$$

$$x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{s y_\Sigma} \quad (3.14)$$

其中 Σ 是由液氩量能器测量强子信息得出的, 因此会受到量能器分辨率的影响。考虑到 x 也由初始质心系碰撞能量决定, 所以这种方法结果仍然不能完全排除 ISR 效应影响。

• **electron- Σ 方法**

这种方法综合了 electron 和 Σ 方法 [99], 其中动力学变量定义为:

$$Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2 \quad (3.15)$$

$$x_{e\Sigma} = x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{s y_\sigma} \quad (3.16)$$

$$y_{e\Sigma} = \frac{Q_e^2}{s x_\Sigma} \quad (3.17)$$

相比于 Σ 方法, electron- Σ 有更好的分辨率。实验中普遍采用 electron- Σ 方法重建动力学信息。

3.3 强子质心系动力学重建

由于虚光子和质子碰撞在能量和方向上有随机性, 在研究末态粒子信息的时候采用强子质心系 (hadronic centre-of-mass frame, HCM frame) 更有优势。一方面可以忽略 Q^2 带来的横平面上的 boost 影响, 另一方面出于集体流分析的考虑, 各向同性动量

空间内提取的傅里叶系数等物理量更能反映真实集体流信息，相比较下实验室坐标系整体上有指向的动量空间难以满足这一点。在强子质心系坐标系中，质子和光子共线，且 $\vec{p} + \vec{q} = 0$ ，其中 \vec{p} 和 \vec{q} 分别是入射质子和虚光子对应的动量，如图 3.3。

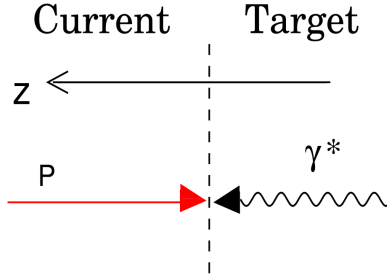


图 3.3 强子质心系。

重建过程中，由实验室坐标系到强子质心系的洛伦兹推动 (boost) 可以通过逐事件虚光子的四动量计算得到。通过被散射电子的信息能够得到 y 和 Q^2 ，进而确定其他动力学变量。最精确 boost 矢量的构建也是通过 electron- Σ 方法构建的 [100]。被散射电子的能量 E_e^{reco} ，极角 θ_e^{reco} 和方位角 ϕ_e^{reco} 的构建是：

$$E_e^{reco} = \frac{Q_{e\Sigma}^2}{4E_e} + E_e(1 - y_{e\Sigma}), \quad \theta_e^{reco} = \arccos \frac{1 - b}{1 + b} \quad (3.18)$$

其中参数

$$b = 4E_e^2 \frac{1 - y_{e\Sigma}}{Q_{e\Sigma}^2}, \quad \phi_e^{reco} = \phi_e \quad (3.19)$$

通过 electron 方法计算得到的 ϕ_e^{reco} 的作用是，把 HCM 坐标的 x 轴方向旋转到被散射电子 p_x 的方向。

第四章 事件和径迹选择

为分析选择恰当事件和粒子径迹的目的，是为了减小束流或非电子-质子碰撞带来的背景影响（比如 beam-gas 背景），确保测量的被散射电子在探测器的合理接收度内，同时也保证该区域内触发系统的效率足够可靠。

本文用到的深度非弹性散射和光生过程事例均来自于 HERA H1 探测器采集的 2006-2007 年正电子-质子对撞数据（HERA-II 阶段）。在这个时期，HERA 加速器电子束流能量和质子束流强度分别为 27.6 GeV 和 920 GeV，质心系能量为 $\sqrt{s} = 319$ GeV。数据在该碰撞能量下的累计亮度为 136 pb^{-1} 。

4.1 事件选择

事件选择包括在线触发（online trigger）和线下选择（offline selections）两部分，其中前者依靠章节 2.3 中提到的触发系统来实现。

4.1.1 深度非弹性散射过程事件的选择

本文分析使用的深度非弹性散射数据采集自 HERA H1 探测器上 2006 到 2007 年运行期间的数据，深度非弹性散射过程相关的在线触发和 SpaCal 量能器上的电磁能量沉积以及信号在 SpaCal 量能器上的位置相关。由于非弹性散射过程 Q^2 值和散射角度都较大，被散射电子能够被 SpaCal 量能器探测到且对应能量最大的团簇，触发条件是团簇半径小于 4 cm， $E_e > 12$ GeV 且所在位置距量能器中心 $15 < R < 70 \text{ cm}$ 范围内。此外，动力学相空间 $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ， $0.0375 < y < 0.6$ 则对应于 SpaCal 量能器的几何接收范围， y 的上限是为了扣除来自光生过程的背景。 x 需要满足 $0.0001 < x < 0.01$ 。

剩下的事件选择是基于扣除 QED 初始辐射效应（ISR）和去除背景事件的目的。事件顶点的 z 坐标需要保持在名义碰撞点的 35 cm 范围内。考虑到能量和动量守恒，在一个经过触发的事例中，总能量和 z 方向动量之间的差应该满足 $E - P_z = 55$ GeV。 $35 < \sum_i (E_i - p_{z,i}) < 75$ GeV 的条件下可以扣除掉拥有较大初态光子辐射的事件，并保留深度非弹性散射过程。考虑到两粒子关联函数的要求，每个事件里轨迹至少两条。H1 实验 DIS 过程中粒子多重数 N_{trk}^{obs} ， Q^2 ， x ， y ， Z_{vtx} 在事件选择前后的分布情况如图 4.1 所示。

经过事件选择后，本文深度非弹性碰撞分析中所有粒子多重数范围内的事例数接近 1300 万。

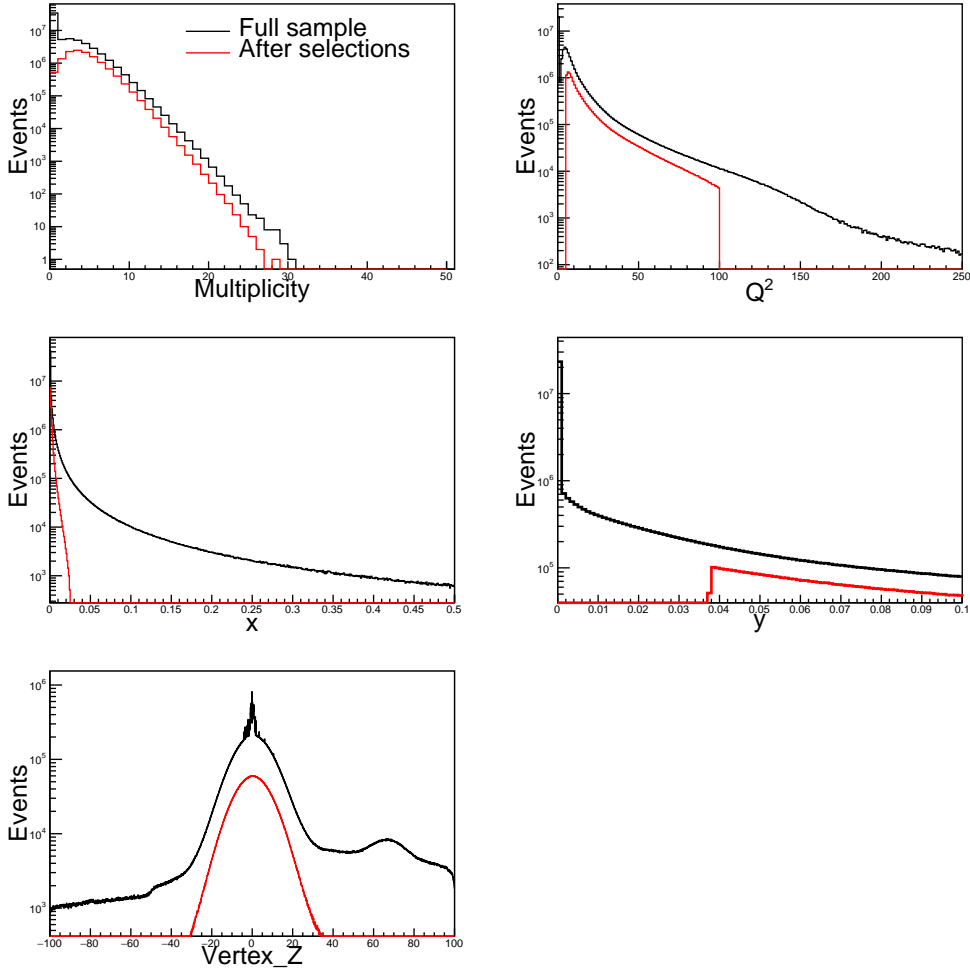


图 4.1 H1 实验 DIS 过程中粒子多重数 N_{irk}^{obs} (multiplicity), Q^2 , x , y , Z_{vtx} 在事件选择前后的分布情况。

4.1.2 光生过程事件的选择

本文所用的光生过程事例采集自 HERA H1 探测器上 2006 到 2007 年运行期间的数据。由于光生过程 Q^2 和散射角较小，因此被散射的电子离束流很近，无法被 SpaCal 量能器探测，所以光生事件的触发机制是依靠靠近束流位置的电子标注器 (ETAG 6) 进行的，而 ETAG6 的运行又需要光子探测器的同时响应。ETAG6 记录被散射电子信号，PD 记录光子信息，出于集体流分析的要求对能量和位置的要求有 $x_e^{tagged} + 0.4E_e^{tagged} > 0$, $-3.0 < x_e^{tagged} < 3.0$ cm, $E_e^{tagged} + E_\gamma^{tagged} < 20$ GeV^①。除此之外还有一个基于硬件的径迹触发，即每个事件中至少有一条高 p_T 径迹，即为了确保径迹触发的效率可靠事件中必须有一条重建径迹 $p_T > 0.9$ GeV。

根据 ETAG6 和 PD 记录的信号，可以重建 γp 碰撞的质心系能量 W_{etag6} 为：

^① 其中 x_e^{tagged} 指 ETAG6 中标注的信号坐标。

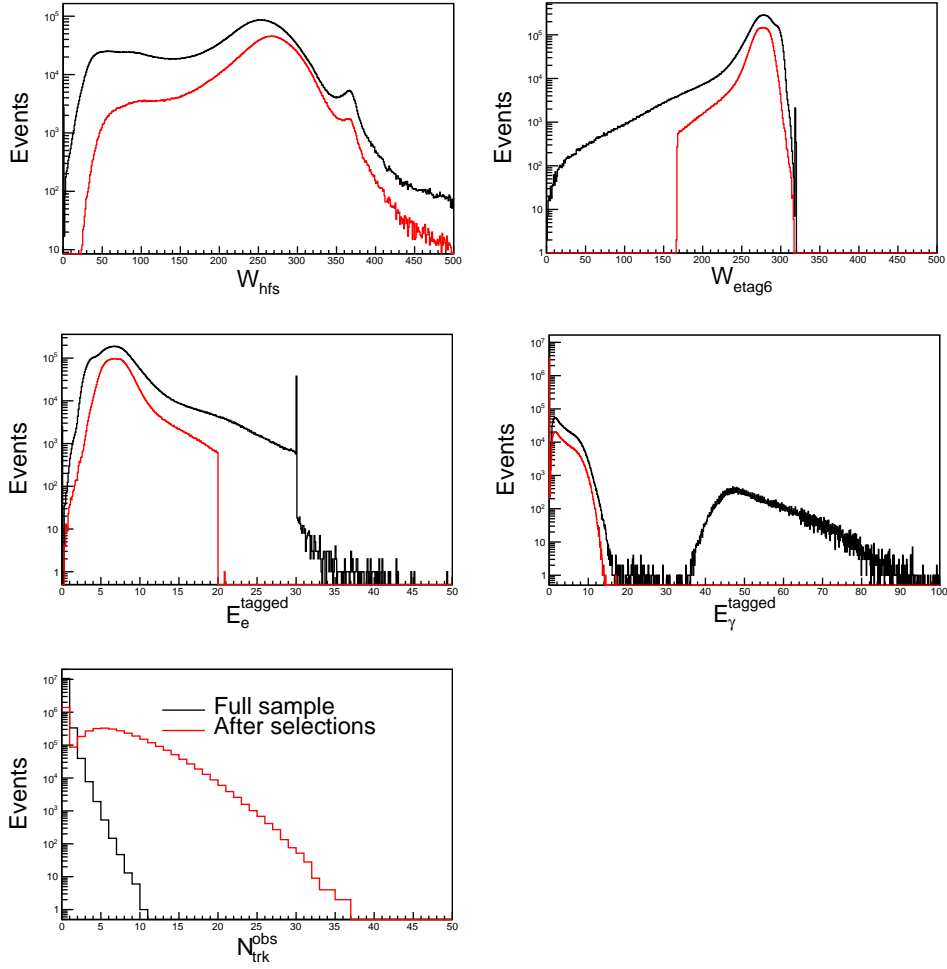


图4.2 H1实验 photoproduction 过程中 W_{hfs} , W_{etag6} , E_e^{tagged} , E_γ^{tagged} 和粒子多重数 N_{trk}^{obs} (multiplicity) 在事件选择前后的分布情况。

$$W_{etag6} = 2\sqrt{(E_e - E_{tagged}) \cdot E_p} \quad (4.1)$$

而根据末态强子信息可以重建 γp 碰撞的质心系能量 W_{hfs} 为:

$$W_{hfs} = \sqrt{2(E_{hfs} - P_{Z,hfs}) \cdot E_p} \quad (4.2)$$

事件顶点的 z 坐标被要求在名义碰撞点的 30 cm 范围内。H1 实验光生过程中 W_{hfs} , W_{etag6} , E_e^{tagged} , E_γ^{tagged} 和粒子多重数 N_{trk}^{obs} 在事件选择前后的分布情况, 如图 4.2 所示。

经过事件选择后, 本文光生分析中所有粒子多重数范围内的事例数接近 420 万, 重建的 γp 碰撞能量 W_{etag6} 平均值为 272.46 GeV, W_{hfs} 平均值为 270.54 GeV。

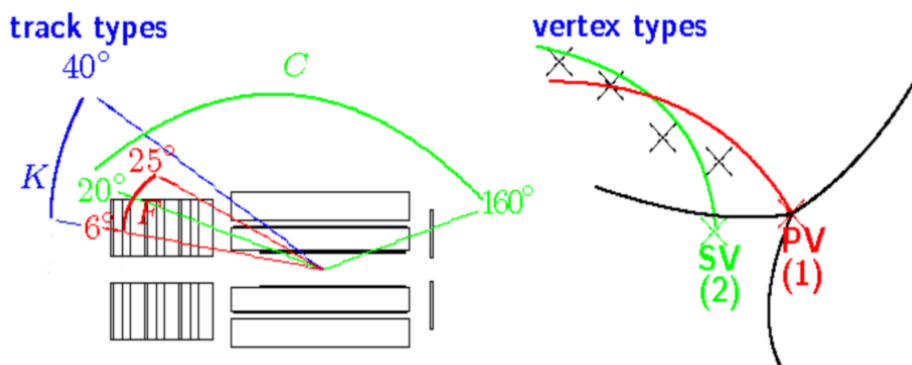


图 4.3 H1 数据重建过程中的不同类型径迹和顶点。[54]

4.2 粒子径迹选择

在 H1 重建系统中有多种径迹供选择，如图 4.3 所示。仅通过中心设备测量重建的径迹（CJC, CST）被称为中心径迹（C），仅通过 FTD 测量重建的径迹被称为前向径迹（F），还有综合信息重建的综合径迹（K）。根据重建的起点划分可以分为初始顶点重建的径迹和次级顶点重建的径迹。

径迹可能不止属于一种类型，所以重复计数的可能性非常高，这个问题的解决方法有两种：一是设置一系列要求（Lee West track selection）去选择，要求如图 4.6，另一种方法是仅采用某种径迹类型，放弃其他类型。uODS 文件可以用来存储末态粒子信息并进行快速事件选择，对径迹的选择就是在 uODS 文件上进行的。

本文分析中我们仅采用中心和复合径迹，以避开前向探测器较低的动量分辨率。考虑到集体流分析，又加入了额外的径迹选择条件：

- 深度非弹性散射过程中的径迹选择

在强子质心系坐标系中：

$$0.3 < p_T^{HCM} < 3\text{GeV}, 0.0 < \eta^{HCM} < 5$$

如图 4.4 展示了 H1 深度非弹性散射过程中实验室坐标系和强子质心系下 p_T^{lab} , η^{lab} , ϕ^{lab} (p_T^{HCM} , η^{HCM} , ϕ^{HCM}) 信息在选择前后的分布。其中实验室坐标系下的选择反映了粒子多重数 N_{trk}^{obs} 定义的情形，强子质心系坐标系下的信息则反映了分析中用到的径迹选择。

- 光生过程中的径迹选择

在实验室坐标系中：

$$0.3 < p_T^{lab} < 3\text{GeV}, -1.6 < \eta^{lab} < 1.6$$

如图 4.5 展示了 H1 光生过程中 p_T, η, ϕ 信息在径迹选择前后的分布。

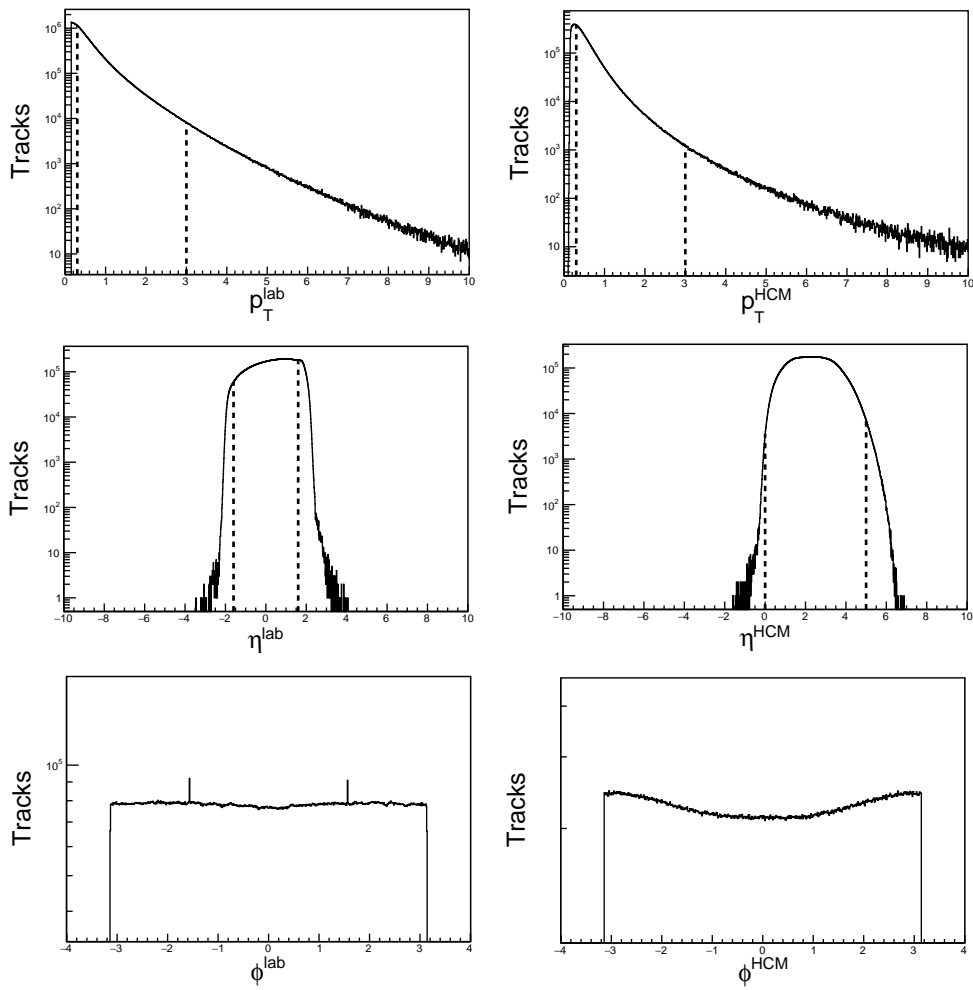


图 4.4 H1 DIS 过程实验室坐标系和强子质心系下 p_T, η, ϕ 信息在选择前后的分布。其中实验室坐标系下的选择反映了定义粒子多重数 N_{trk}^{obs} 的情况，强子质心系坐标系下的信息则反映了分析中用到的选择。

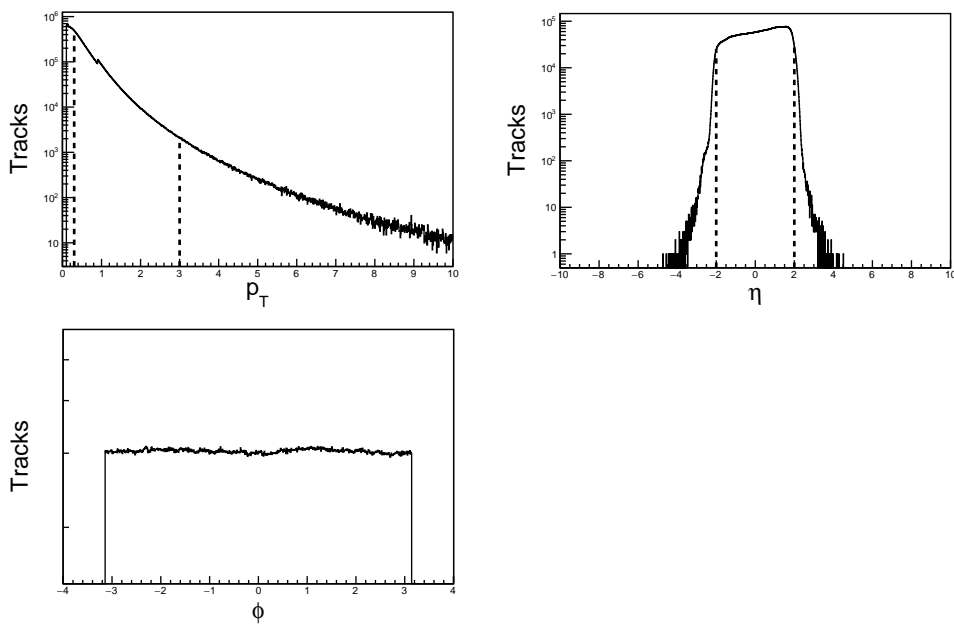


图 4.5 H1 photoproduction 过程中 p_T, η, ϕ 信息在选择前后的分布。

Central tracks	
$p_T > 0.07 \text{ GeV}$	Track transverse momentum
$ dca' \cdot \sin(\theta) \leq 2 \text{ cm}$	dca' - distance of closest approach of the track in the $r\varphi$ plane to the primary vertex
$R_{\text{start}} \leq 50 \text{ cm}$	Start point of first hit
$R_{\text{length}} \geq 10 \text{ cm}$ for $\theta \leq 150^\circ$ $R_{\text{length}} \geq 5 \text{ cm}$ for $\theta > 150^\circ$	Radial distance between first and last hits
$N_{\text{CJC hits}} \geq 0$	Number of hits in CJC
Combined tracks	
$p_T > 0.12 \text{ GeV}$	Track transverse momentum
$p > 0.5 \text{ GeV}$	Track momentum
$10^\circ < \theta < 30^\circ$	Track polar angle
$ dca' \leq 5 \text{ cm}$	Distance of closest approach of the track in the $r\varphi$ plane to the primary vertex
$R_{\text{start}} \leq 50 \text{ cm}$	Start point of first hit
$N_{\text{CJC hits}} \geq 0$	Number of hits in CJC
$\frac{\Delta p}{p} < 99999.9$	Track momentum resolution
Fit $\chi^2 < 50$	χ^2 of vertex fit
$\chi_{c-f}^2 < 50$	χ^2 of link between central and forward tracks
Forward tracks	
$p_T > 0.12 \text{ GeV}$	Track transverse momentum
$p > 0.5 \text{ GeV}$	Track momentum
$6^\circ < \theta < 25^\circ$	Track polar angle
$R_{\text{start}} \leq 25 \text{ cm}$	Start point of first hit
$z_{\text{length}} \geq 10 \text{ cm}$	z distance between first and last hits
$R_0 \leq 20 \text{ cm}$	Radial distance of the track from the beamline
$\frac{\Delta p}{p} < 99999.9$	Track momentum resolution
Fit $\chi^2 < 25$	χ^2 of vertex fit
$\chi^2 < 10$	χ^2 of track fit

图 4.6 中心径迹，复合径迹和前向径迹的选择条件。 [54]

第五章 分析方法

5.1 粒子多重数定义

本文深度非弹性散射和光生过程分析中, 经过事件和径迹选择后, 可基于实验室坐标系信息定义每个事件对应的粒子多重数 N_{trk}^{obs} :

$$0.3 < p_T^{lab} < 3.0 GeV, -1.6 < \eta^{lab} < 1.6 \quad (5.1)$$

H1 电子-质子碰撞中深度非弹性散射和光生过程的逐事件粒子多重数分布如图 5.1 所示:

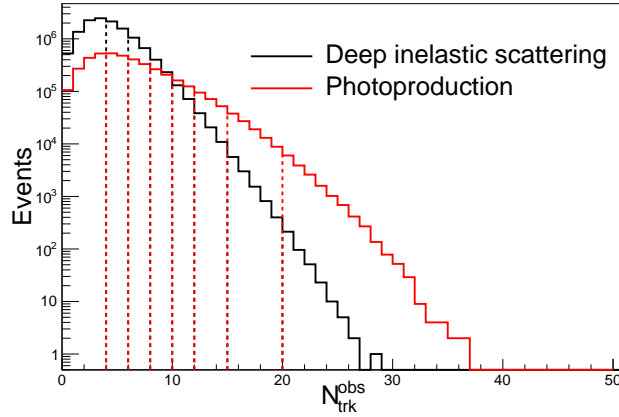


图 5.1 H1 DIS 和 photoproduction 过程中的粒子多重数分布。粒子多重数在实验室坐标系下的定义: $0.3 < p_T^{lab} < 3.0 GeV, -1.6 < \eta^{lab} < 1.6$ 。

根据粒子多重数分布我们划分了八个 N_{trk}^{obs} 区域, 区间分别为 $[2, 4)$, $[4, 6)$, $[6, 8)$, $[8, 10)$, $[10, 12)$, $[12, 15)$, $[15, 20)$, $[20, \infty)$ 。本文分析中深度非弹性散射过程和光生过程经过事件选择的总事例数分别为 1300 万和 420 万, 各部分事件数占总事件数的比例如列表 5.1 所示:

5.2 两粒子方位角关联函数

在两粒子方位角关联函数中 [46, 49, 50], 每个事件中的带电粒子被定义为触发粒子, 它们的数量为 N_{trig} 。被关联的粒子和触发粒子保持相同的 HCM 坐标系下径迹选择 $0.3 < p_T^{HCM} < 3.0 GeV, 0.0 < \eta^{HCM} < 5.0$ 。两粒子关联函数是以 HCM 坐标系下的相对赝快度、相对角度信息填充的, 并且考虑了 N_{trig} 的数目加以平均。所以在同一个事件里, 每个触发粒子对应的函数贡献可以被表述为:

Multiplicity	Fractions(%) in total	
	DIS events	Photoproduction events
$2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$	36.47	22.89
$4 \leq N_{trk}^{obs} < 6$	28.62	24.00
$6 \leq N_{trk}^{obs} < 8$	13.26	17.53
$8 \leq N_{trk}^{obs} < 10$	4.88	11.22
$10 \leq N_{trk}^{obs} < 12$	1.56	6.80
$12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$	0.54	5.20
$15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$	0.88	2.51
$N_{trk}^{obs} \geq 20$	0.03	0.40

表 5.1 本文分析中深度非弹性散射和光生过程中的中心度划分，以及每个中心度对应事例数占整体的比例。

$$\frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N^{pair}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} = B(0, 0) \times \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)} \quad (5.2)$$

其中 $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ 和 $B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ 分别代表信号和背景贡献。信号部分中，每个触发粒子对应的同事件两粒子关联贡献为：

$$S(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N^{same}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} \quad (5.3)$$

背景部分是由混合事件技术得到的，一个事件中的触发粒子和相同 N_{trk}^{obs} 范围内、相似 Q^2 、 y 、 Z_{vtx} 范围内的另一事件中的所有粒子相关联。在分析中，被关联的粒子是从所有符合条件的事件中选择的 5 个随机事件。因此构建的结果为：

$$B(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N^{mix}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} \quad (5.4)$$

背景部分的主要内容是粒子对在随机组合下显示的探测器接收效应。 $B(0, 0)$ ，也就是相对赝快度 $\Delta\eta$ 和相对角度 $\Delta\phi$ 都为零的时候的值，可以作为一个标准化参数，表征当两个相关联的粒子几乎在同一方向、接收度应为 100% 时的情形。 $\Delta\phi$ 方向上 bin 宽度为 $2\pi/33$ ， $\Delta\eta$ 方向上 bin 宽度为 0.1，把这些也考虑进标准化参数以排除 bin 设置对概率值的影响。只有除掉这个接收度背景，最后得到的两粒子关联函数才能得到修正。考虑到数据精度，在填充函数信息时用到的是相对赝快度的绝对值和相对角度的真实值，一方面避免过大的统计涨落，另一方面保留 $\Delta\phi$ 方向信息以提取到更真实的 $V_{n\Delta}$ 值。

信号部分和背景部分关联贡献的一个例子如图 5.2 (a), (b) 所示，显示的是 $0.3 < p_T^{HCM} < 3 \text{ GeV}$ 范围内电子-质子碰撞深度非弹性散射过程粒子多重数 N_{trk}^{obs} 在 $[15, 20)$

范围内的情形。其中可以理解的是，背景部分中 $\Delta\eta$ 方向上的三角结构是因为在相空间中做粒子关联时候，总是在完全相同的方向达到最大接收度，因为可以视作一个粒子所以两者被同时探测到的几率接近 100%，然而随着 $\Delta\eta$ 增大，另一个粒子在探测器接收度范围外的几率也就越大，所以两个粒子同时被探测到的几率就显著下降。通过信号和背景之间的除法，来自于探测器接收度的依赖被扣除，最后的结果也就显示了真正的概率分布。

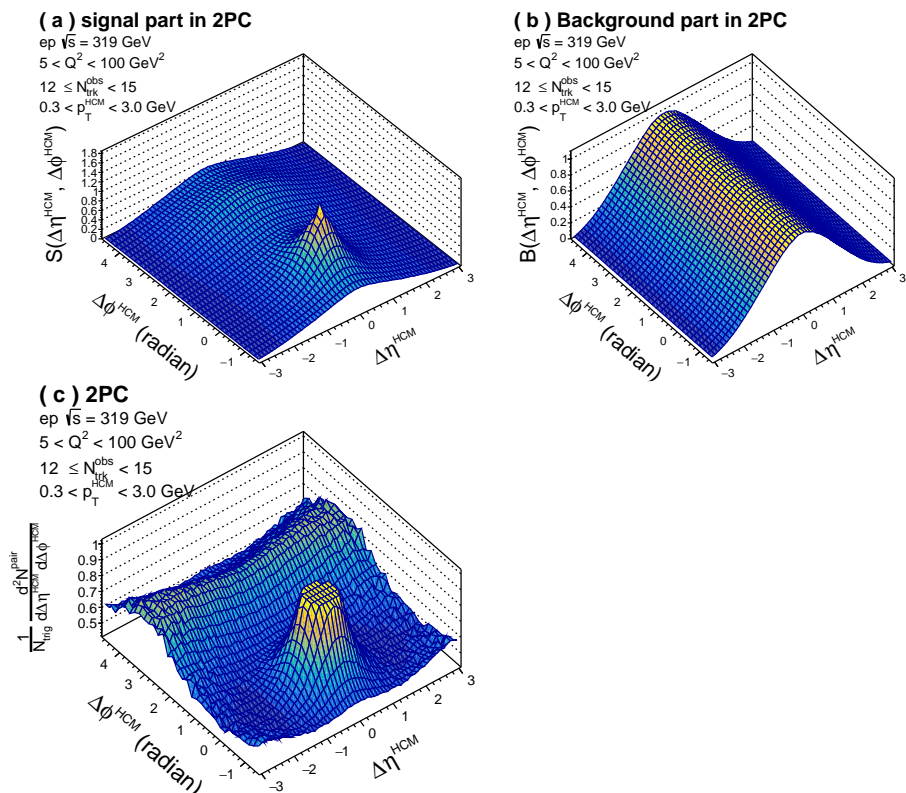


图 5.2 H1 DIS 过程中两粒子关联函数对应的信号部分 (a)、混合事例背景部分 (b) 和关联函数部分 (c)，对应的中心度是 $12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$ 。

在粒子径迹选择中， $0.3 < p_T^{HCM} < 3 \text{ GeV}$ 排除了来自衰变的极低横动量粒子和来自喷注碎裂的高横动量粒子影响，从而在一个尽量合理的横动量范围内探究集体流现象。集体流行为的一个主要特征是两粒子关联函数上在 $\Delta\phi \approx 0$ 位置有一个长程 $\Delta\eta$ 方向延伸的近端“脊”结构 (near-side ridge)，而小系统中的近端“脊”结构又往往出现在高粒子多重数范围内。

本文分析中，深度非弹性散射过程在粒子多重数 $12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$ 范围内对应的两粒子关联函数如图 5.2 (c) 所示。两粒子关联函数在 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 两个方向的分布上，在 $\Delta\eta \approx 0$ 和 $\Delta\phi \approx 0$ 的位置有个近端的“峰” (near-side peak) 结构，反映了以短程关联为主的非流效应。这种短程关联往往来自于喷注碎裂，但也包含高横动量粒子衰变和玻

色-爱因斯坦关联的贡献在内。除了近端“峰”以外，在 $\Delta\phi \approx \pi$ 的位置上有一个在整个 $\Delta\eta$ 方向上延伸的远端增强结构，反映了背对背喷注行为的贡献。这些贡献在两粒子关联函数上的表现可以参照图 1.11。另外，近端“峰”和远端增强结构反应的都不是集体流物理内容。

深度非弹性散射过程的所有粒子多重数范围内两粒子关联函数结果如图 5.3 所示。
光生过程所有粒子多重数范围内两粒子关联函数结果如图 5.4 所示。

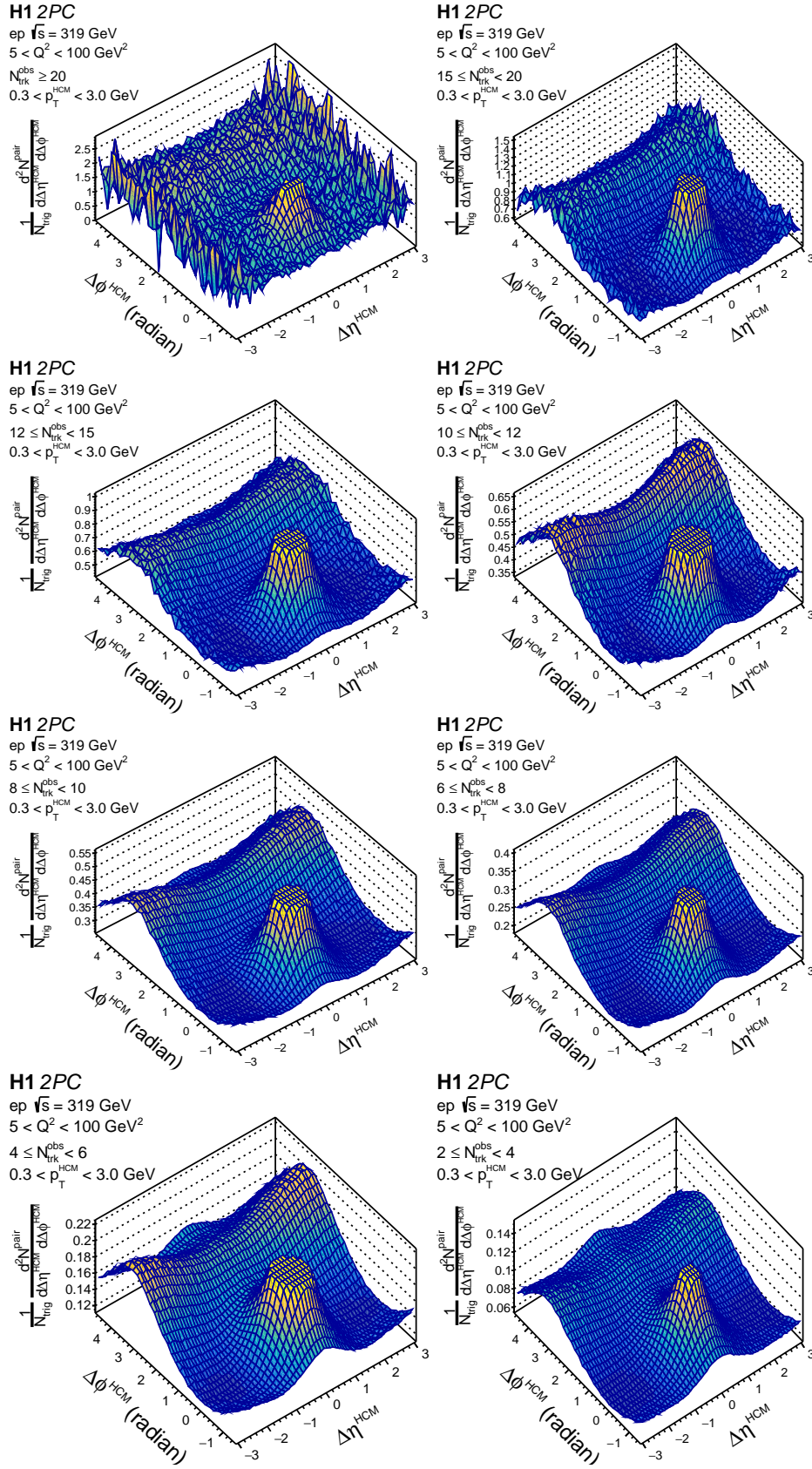


图 5.3 H1 DIS 过程所有粒子多重数范围内的两粒子关联函数分布。

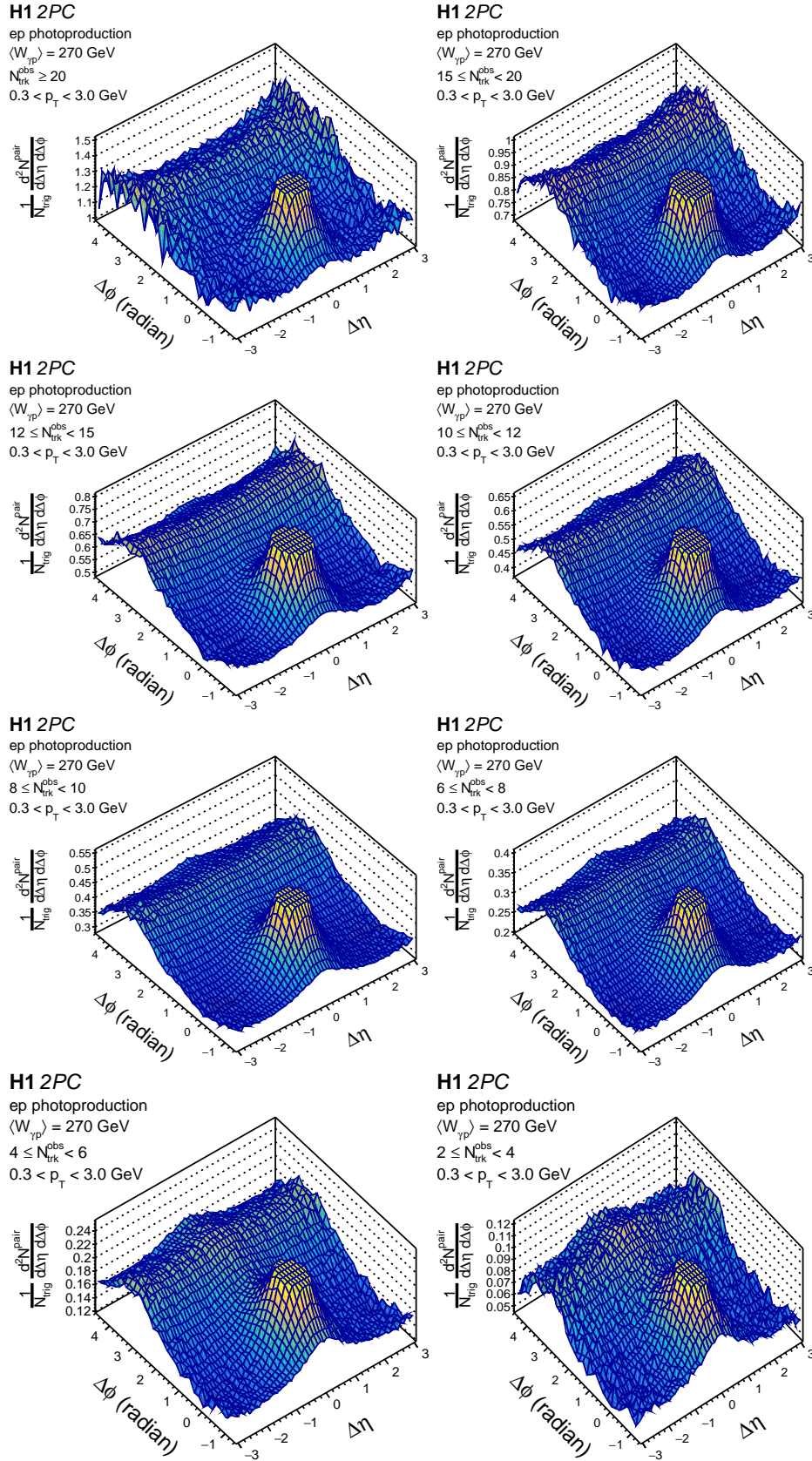


图 5.4 H1 photoproduction 过程所有粒子多重数范围内的两粒子关联函数分布。

5.3 “脊”产额上限

为了更精确的量化关联函数上的几何结构和贡献，二维的两粒子关联函数通过在整个或部分 $\Delta\eta$ 区间上积分把维度降到一维，这一过程也称为两粒子关联函数在 $\Delta\phi$ 方向上的投影。在关联结果中有许多反应源头的贡献，它们并非完全来自于集体流，对关联部分的提取要用到最小值处零贡献（Zero-yield-at-minimum, ZYAM）方法 [101]。在 $\Delta\phi$ 投影的一维贡献上， $\Delta\phi$ 区间 $[0.1, 2.0]$ 上的贡献部分会被多项式或傅里叶函数进行拟合，拟合函数的最小值被视作一个不含有任何关联内容的常数背景，被一维关联函数扣除，从而使关联函数上拟合函数的最小值降低到零贡献处。如图 5.5, 5.6, 5.7 所示，H1 DIS 过程的一维关联函数在粒子多重数 $12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$ 范围上被拟合，进而在第二幅图中采用了 ZYAM 方法扣除了非关联贡献。

ZYAM 过程之后，在 $\Delta\phi$ 方向一维关联函数上的进行积分以得到“脊”结构的大小，积分区域在零和 ZYAM 方法提取的最小值对应的 $\Delta\phi$ 位置之间。迄今为止我们没有在电子-质子碰撞的深度非弹性散射和光生过程分析结果（可见章节 8.1.1 和 8.2.1）中看到明显的“脊”结构，说明积分值在不确定度范围内能够和零相符。由于有限数据和不确定度的限制，我们可以采用自助法（Bootstrap Method）去获取统计意义上“脊”结构积分的上限值^①。在 Bootstrap 过程中，一维关联函数上每个点的位置根据高斯随机数在其不确定度范围内变动，这个不确定度包括了统计误差和系统误差，不确定度保持不变并加在变化后的点上就构成了新的一维关联函数。

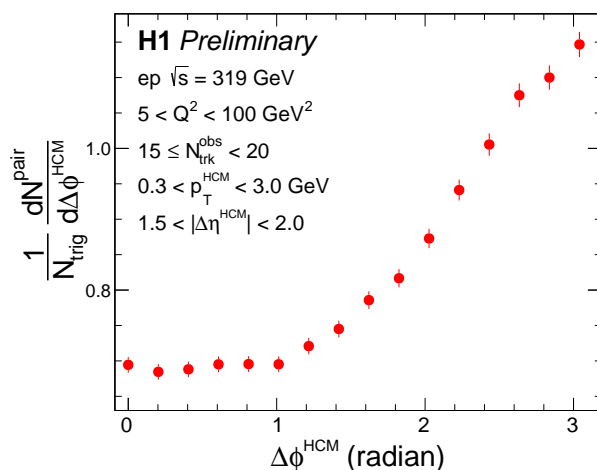


图 5.5 二维两粒子关联函数通过 $\Delta\eta^{HCM}$ 上作积分并投影到 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向得到的一维分布。该分布可以被傅里叶函数拟合。

① 在统计学中，自助法（Bootstrap Method, Bootstrapping 或自助抽样法）可以指任何一种有放回的均匀抽样，也就是说，每当选中一个样本，它等可能地被再次选中并被再次添加到训练集中。自助法能对采样估计的准确性（标准误差、置信区间和偏差）进行比较好的估计，它基本上能够对任何采样分布的统计量进行估计。

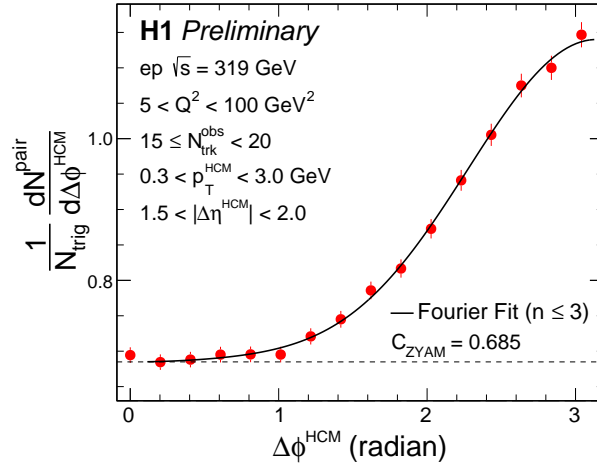
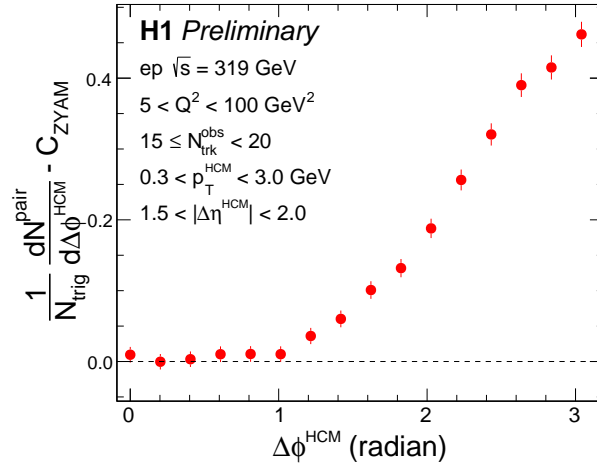

 图 5.6 拟合区间 $\Delta\phi^{\text{HCM}}$ $[0.1, 2.0]$ 内取最小值。


图 5.7 通过 ZYAM 方法，对一维关联函数中的非关联成分进行扣除。

在新的一维关联函数上，重新做傅里叶函数拟合、对“脊”结构积分，就获得了新的“脊”值。这个过程重复 5×10^6 次，得到的“脊”贡献分布可以被高斯函数拟合得到平均值（mean 值）和 σ 值，平均值和两倍 σ 值的和就是对应 95% 置信区间的上限值。图 5.8 中显示了深度非弹性散射中，粒子多重数 $12 \leq N_{\text{trk}}^{\text{obs}} < 15$ 范围内积分在 $|\Delta\eta^{\text{HCM}}|$ 区间 $[1.5, 2.0]$ 上的一维关联函数，“脊”值经过 Bootstrap 之后得到的分布以及分布被高斯函数拟合的结果。

5.4 各向异性流

从两粒子关联函数在 $\Delta\phi$ 方向投影的长程部分（本文分析中指 $|\Delta\eta| > 1.5$ ），可以用傅里叶函数进行拟合并根据各个阶数系数对应提取出各向异性流，拟合过程如图 5.9

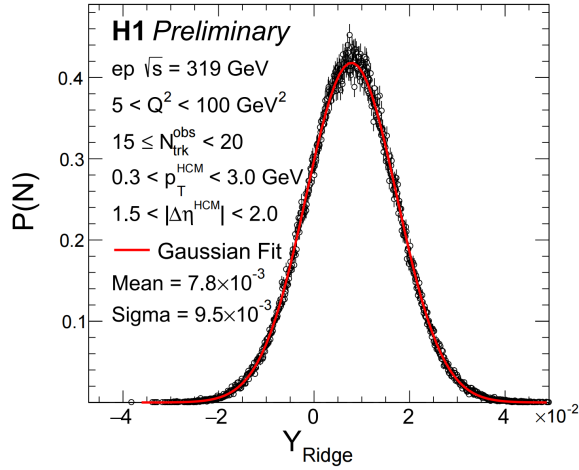


图 5.8 DIS 过程粒子多重数 $12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$ 范围内, 对应 $[1.5, 2.0]$ 的 $|\Delta\eta^{HCM}|$ 区间, 通过 Bootstrap 方法得到的“脊”分布和被高斯函数拟合的结果。

, 其中:

$$\frac{1}{N_{trig}} \frac{dN^{pair}}{d\Delta\phi} = \frac{N_{assoc}}{2\pi} \left(1 + \sum_n 2V_{n\Delta} \cos(n\Delta\phi) \right) \quad (5.5)$$

这里 $V_{n\Delta}$ 是傅里叶系数, N_{assoc} 代表着每个触发粒子对应的关联粒子数目, 触发和关联粒子都是从相同的横动量范围选择的。选择 $[1.5, 2.0]$ 和 $[2.0, 3.0]$ 的 $|\Delta\eta|$ 区间是为了扣除短程关联对各向异性流的影响。图 5.9 显示了被傅里叶函数拟合的 $\Delta\phi$ 方向一维关联函数情况。

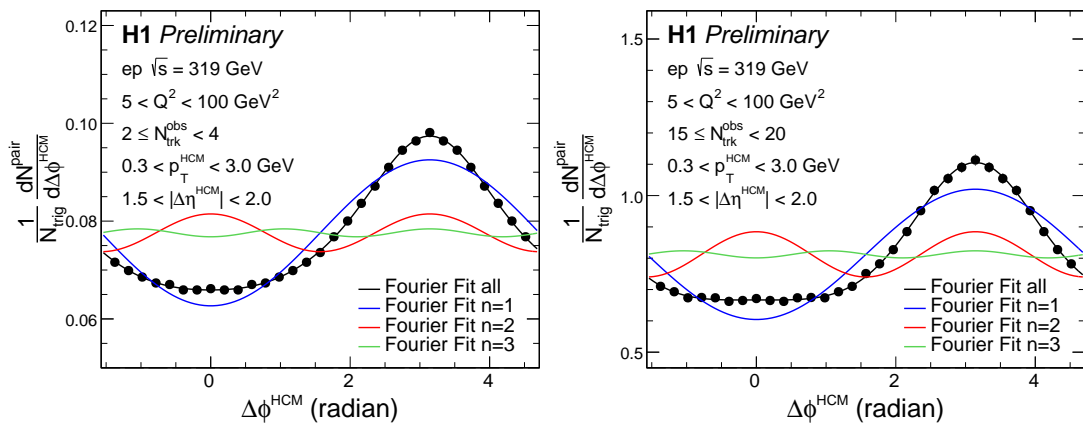


图 5.9 DIS 过程 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$, $15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围内一维关联函数可以被傅里叶函数拟合进而对应出不同阶数的各向异性流。低和高粒子多重数范围上, 两粒子关联函数在 $\Delta\phi^{HCM}$ 上的投影形状相似。

从深度非弹性散射过程拟合提取出的各项异性流 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 如图 5.10 所示。

从光生过程拟合提取出的各项异性流 $V_{2\Delta}$, $V_{3\Delta}$ 如图 5.11 所示。

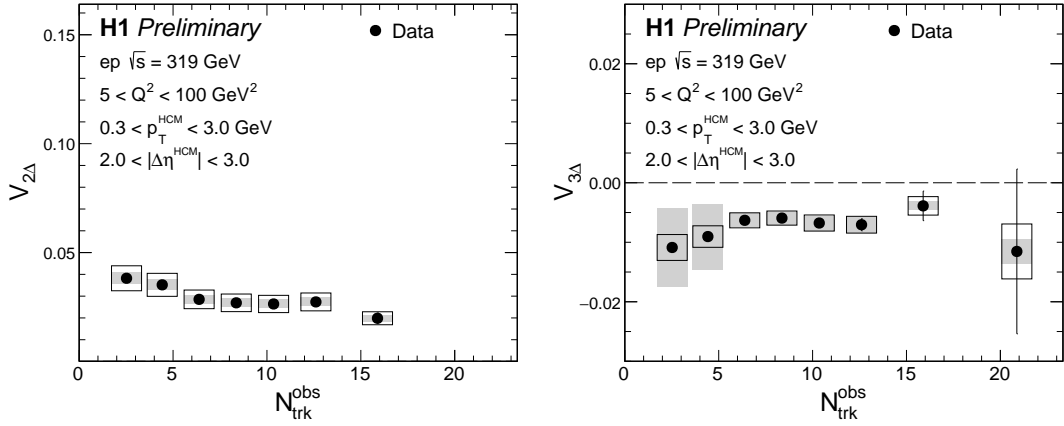


图 5.10 DIS 过程提取出的各项异性流 $V_{2\Delta}$, $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖, 对应 $2 < |\Delta\eta^{HCM}| < 3$ 部分的结果。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。

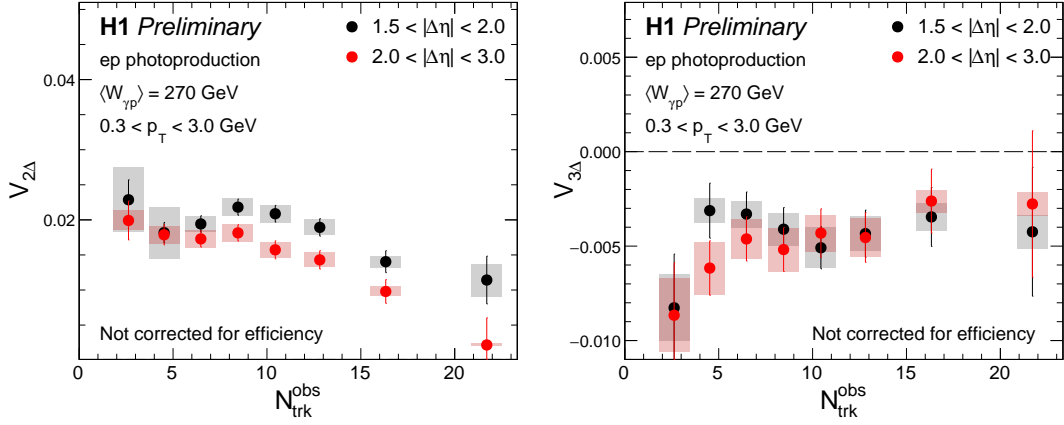


图 5.11 Photoproduction 过程提取出的各项异性流 $V_{2\Delta}$, $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖, 其中有 $1.5 < |\Delta\eta| < 2$, $2 < |\Delta\eta| < 3$ 两部分的结果。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。

第六章 蒙特卡洛模型模拟和效率修正

为了确定实验的接收度、效率，探究真实物理过程贡献，在实验数据的对比下深度非弹性散射过程（DIS）被不同的蒙特卡洛事件发生器（Monte Carlo event generator）模拟，这些模拟中包括硬散射、高阶 QCD 对于部分子簇射和强子化的修正。用到的蒙特卡洛事件发生器的描述如下：

- **RAPGAP 3.1** ^①

RAPGAP 3.1 事件发生器 [102] 模拟中，把第一阶 QCD 的矩阵元和 DGLAP 部分子簇射 ^② [103–105] 联系在一起，随后的出射部分子都有着预设定的横动量。整体的参数化和规范化比例为 $\mu_f = \mu_r = \sqrt{Q^2 + \hat{p}_T^2}$ ，其中 p_T 是硬散射系统中质心系坐标下矩阵元里出射较大横动量部分子的 p_T 。同时也用到了部分子分布函数（parton distribution function, PDF）中的 CTEQ 6L 领头阶参数化 [106]。

- **DJANGO 1.4** ^③

DJANGO 1.4 事件发生器模拟中使用到了 ARIADNE [107] 中编译的色偶极子模型（color dipole model, CDM），这个模型被用来模拟第一阶 QCD 过程并在有色部分子之间制造偶极子。偶极子辐射出新的胶子，这些胶子间也可以再产生偶极子。偶极子的辐射有干涉效应，因此模拟中也包括了胶子凝聚部分。出射部分子的横动量对快度没有固定依赖，因此模拟结果就类似于 BFKL 部分子演化 ^④ [108–110] 的情况。同时也用到了部分子分布函数（PDF）中的 CTEQ 6L 领头阶参数化。

由蒙特卡洛事件发生器生成的事例，要经过由 GEANT3 程序 [111] 模拟的 H1 探测器响应修正。这些事例信息的重建和分析路径和实验数据保持一致。同时 RAPGAP 和 DJANGO 的模拟数据要和 HERACLES [112, 113] 结合起来模拟 QED 辐射效应。

6.1 事例和径迹选择

为了对 H1 深度非弹性散射结果有参考意义，蒙特卡洛模拟中事例选择、径迹选择和粒子多重数定义均与 H1 深度非弹性碰撞分析保持一致。在事件选择上，相空间为 $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ， $0.0375 < y < 0.6$ 。在径迹选择上，强子质心系坐标系下 $0.3 < p_T^{HCM} < 3.0 \text{ GeV}$ ， $0.0 < \eta^{HCM} < 5.0$ 。蒙特卡洛模型中基本量的分布如图 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 所示。

^① <https://wiki.bnl.gov/eic/index.php/RAPGAP>

^② Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) parton showers

^③ <https://wiki.bnl.gov/eic/index.php/DJANGO>

^④ Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) treatment of parton evolution

6.2 蒙特卡洛模型模拟结果

在蒙特卡洛模型中采用和数据分析中相同的分析方法，得到了只包含非流效应且不含任何集体流行为的分析结果。采用蒙特卡洛模型进行模拟的目的是为了与实验数据结果进行比较。为了从蒙特卡洛模型中得到对探测器效应的模拟，本文分析中同时用到了蒙特卡洛模拟的事件产生信息 (generator, GEN) 和重建信息 (reconstructed, REC)。

6.2.1 两粒子方位角关联函数

在两例子方位角关联函数中，位于近端 $(\Delta\eta^{HCM}, \Delta\phi^{HCM}) = (0, 0)$ 位置的峰来自于由喷注效应主导的短程关联，远端的横跨整个 $\Delta\eta^{HCM}$ 方向的增强结构来源于背对背喷注行为的影响。深度非弹性散射碰撞过程的蒙特卡洛模拟结果中，由于模型中没有任何集体流贡献，因此在所有的粒子多重数范围内没有看到明显的长程近端“脊”结构，GEN 和 REC 信息的分析结果如图 6.5, 6.7, 6.6, 6.8 所示。

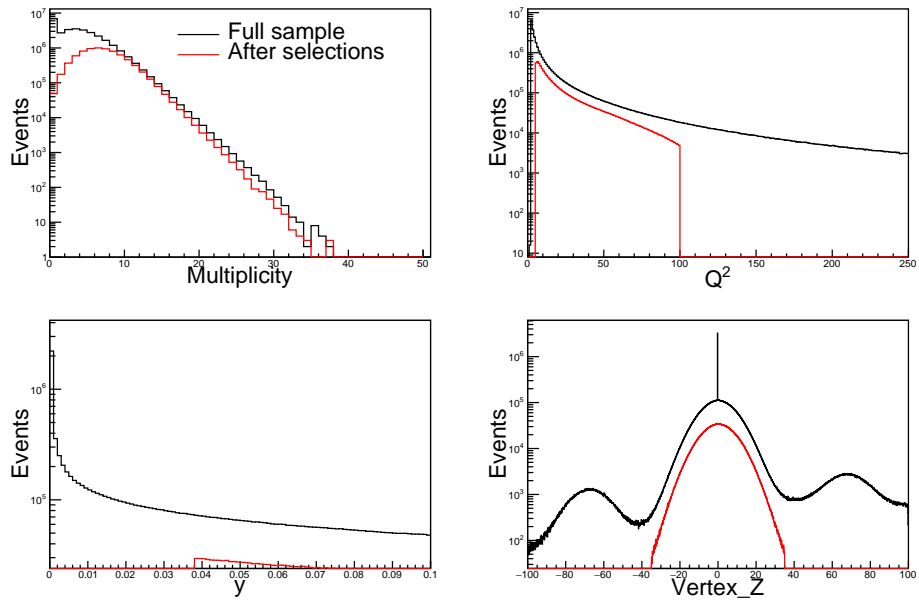


图 6.1 和 H1 DIS 事件选择一致的情况下，DJANGO 产生信息中 multiplicity, Q^2 , y , Z_{otx} 在事件选择前后的分布。

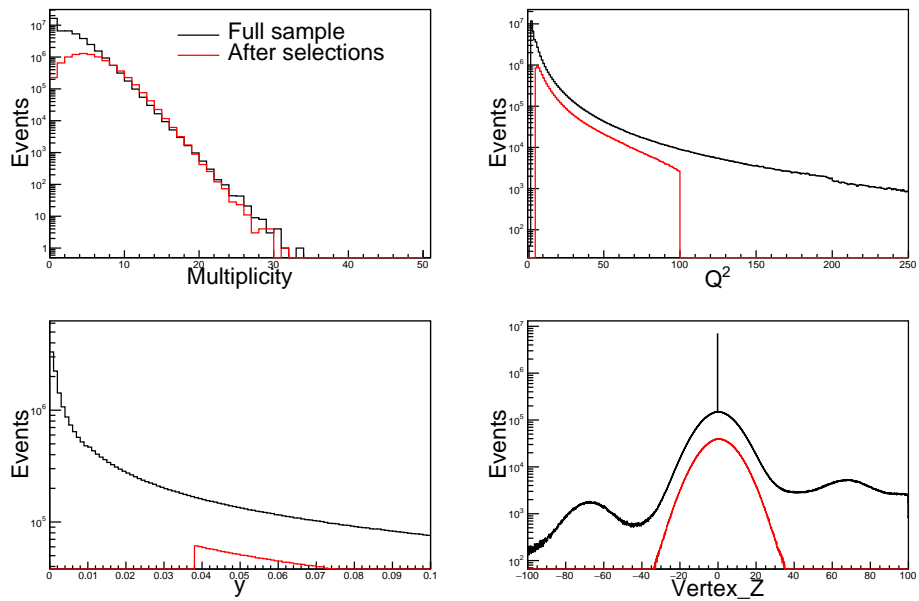


图 6.2 和 H1 DIS 事件选择一致的情况下，RAPGAP 产生信息中 multiplicity, Q^2 , y , Z_{vtx} 在事件选择前后的分布。

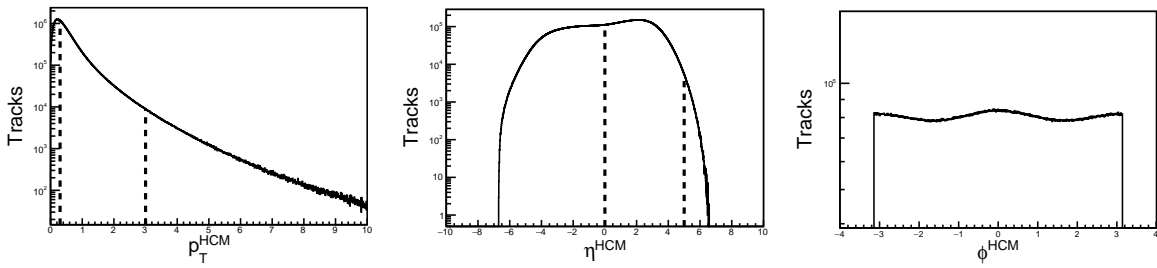


图 6.3 和 H1 DIS 径迹选择一致的情况下, DJANGOH 产生信息中 p_T^{HCM} , η^{HCM} , ϕ^{HCM} 的分布和径迹选择的范围。

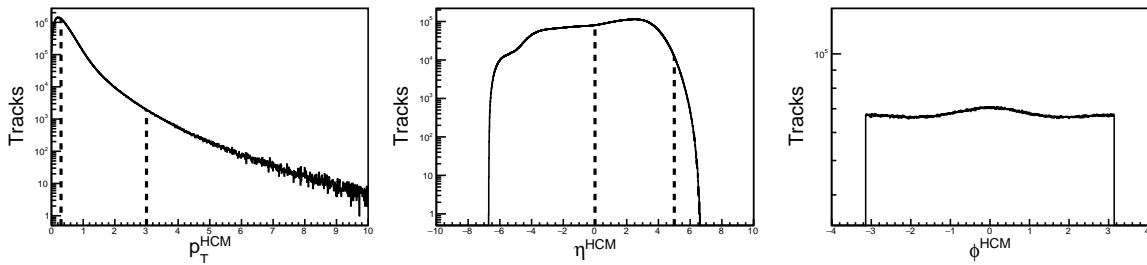


图 6.4 和 H1 DIS 径迹选择一致的情况下, RAPGAP 产生信息中 p_T^{HCM} , η^{HCM} , ϕ^{HCM} 的分布和径迹选择的范围。

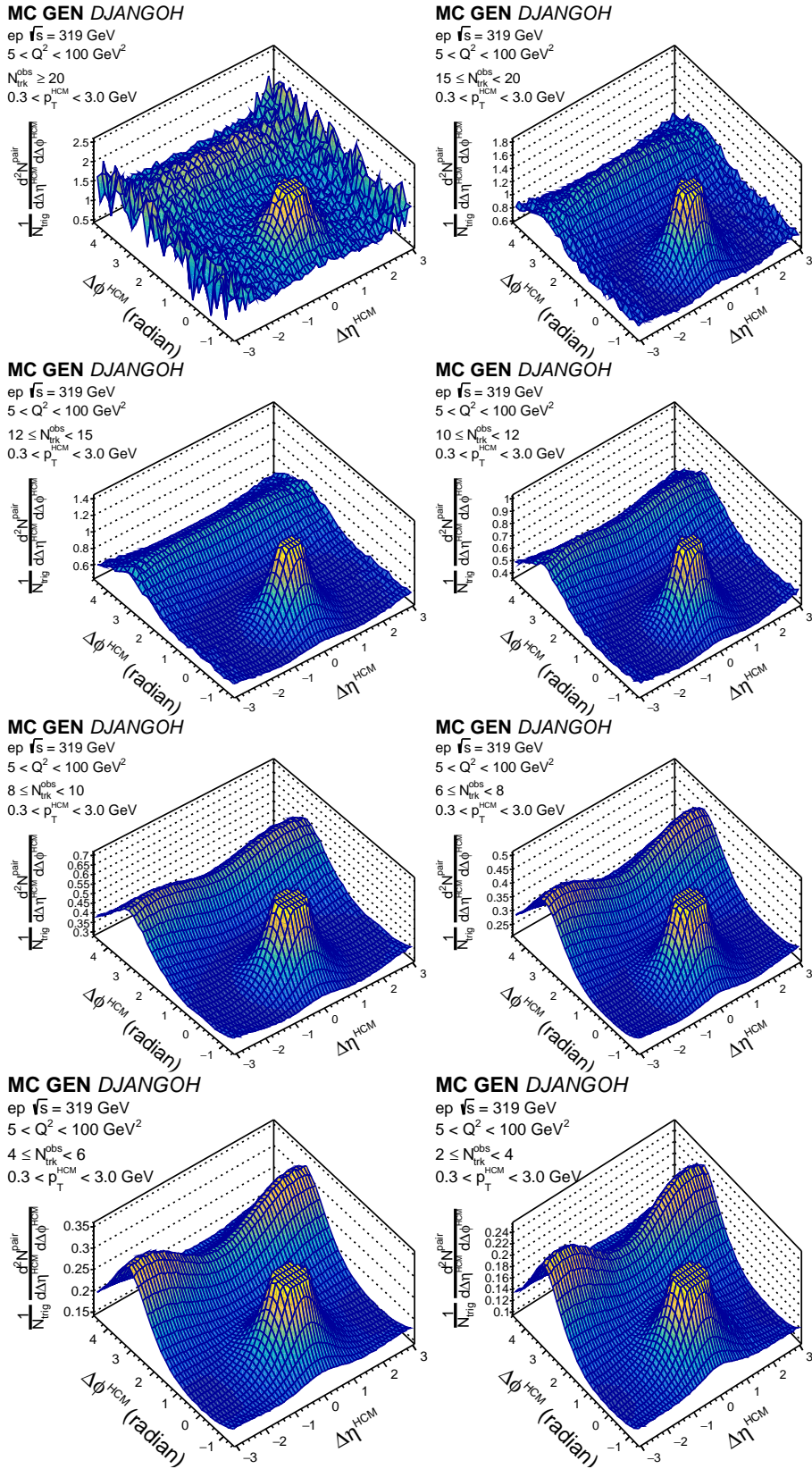


图 6.5 DJANGO 对 DIS 过程的两粒子关联函数模拟 (GEN 信息)。

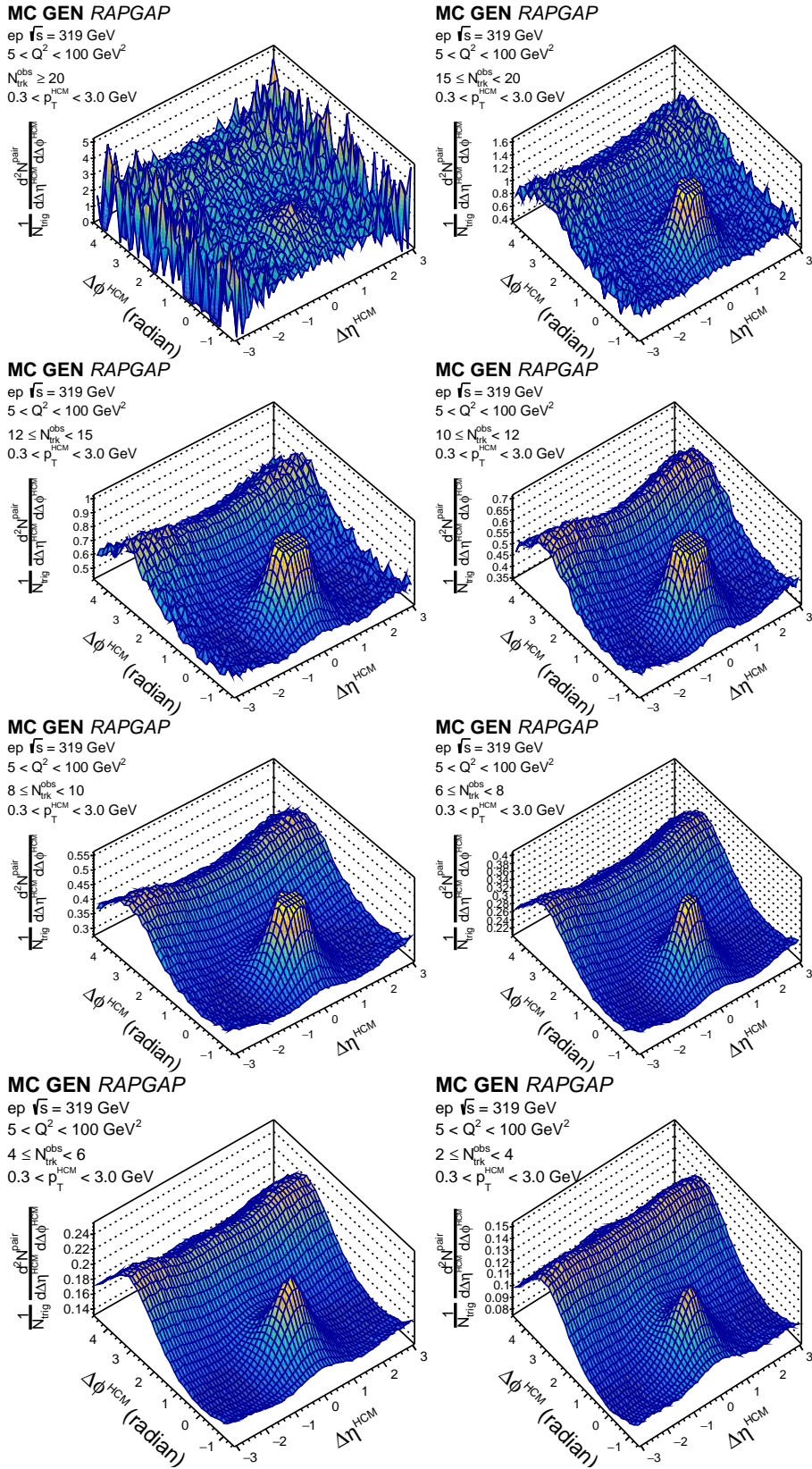


图 6.6 RAPGAP 对 DIS 过程的两粒子关联函数模拟 (GEN 信息)。

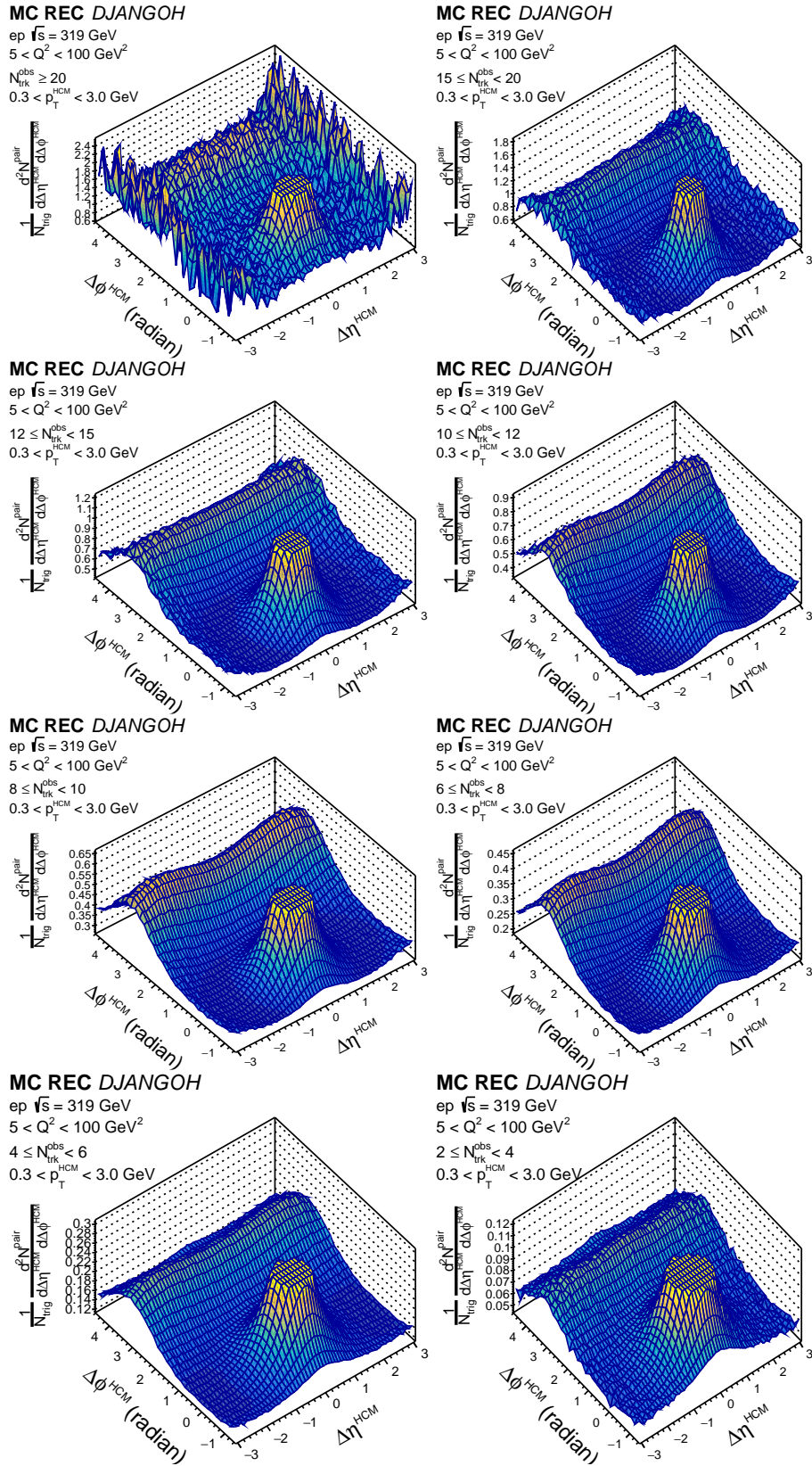


图 6.7 DJANGO 对 DIS 过程下的两粒子关联函数模拟 (REC 信息)。

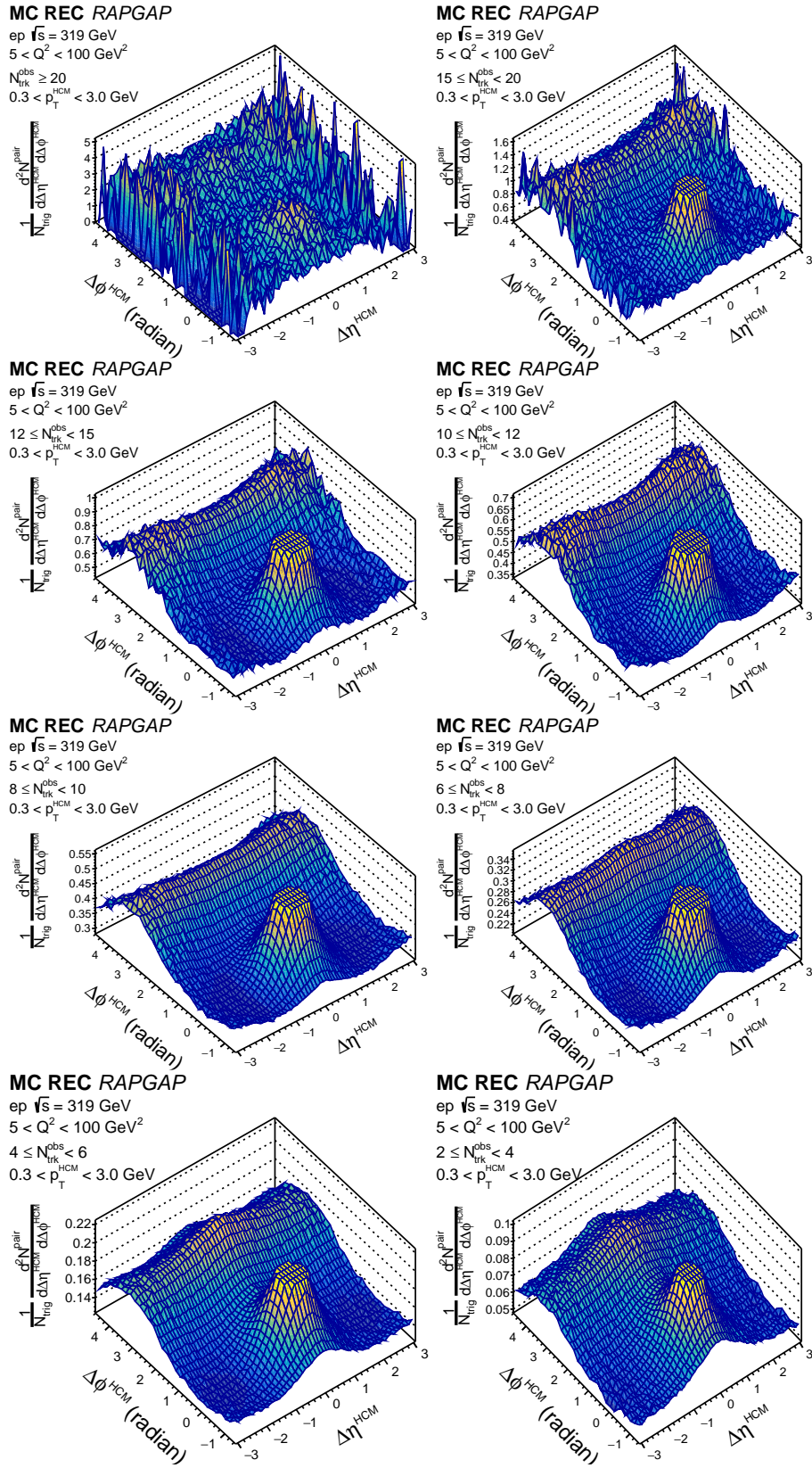


图 6.8 RAPGAP 对 DIS 过程下的两粒子关联函数模拟 (REC 信息)。

6.2.2 各向异性流

通过对模拟的各 $|\Delta\eta^{HCM}|$ 上积分的一维关联函数作傅里叶函数拟合，长程区域的两粒子各向异性流 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 可以被提取。GEN 和 REC 信息中提取到的各向异性流 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 如图 6.9 所示。

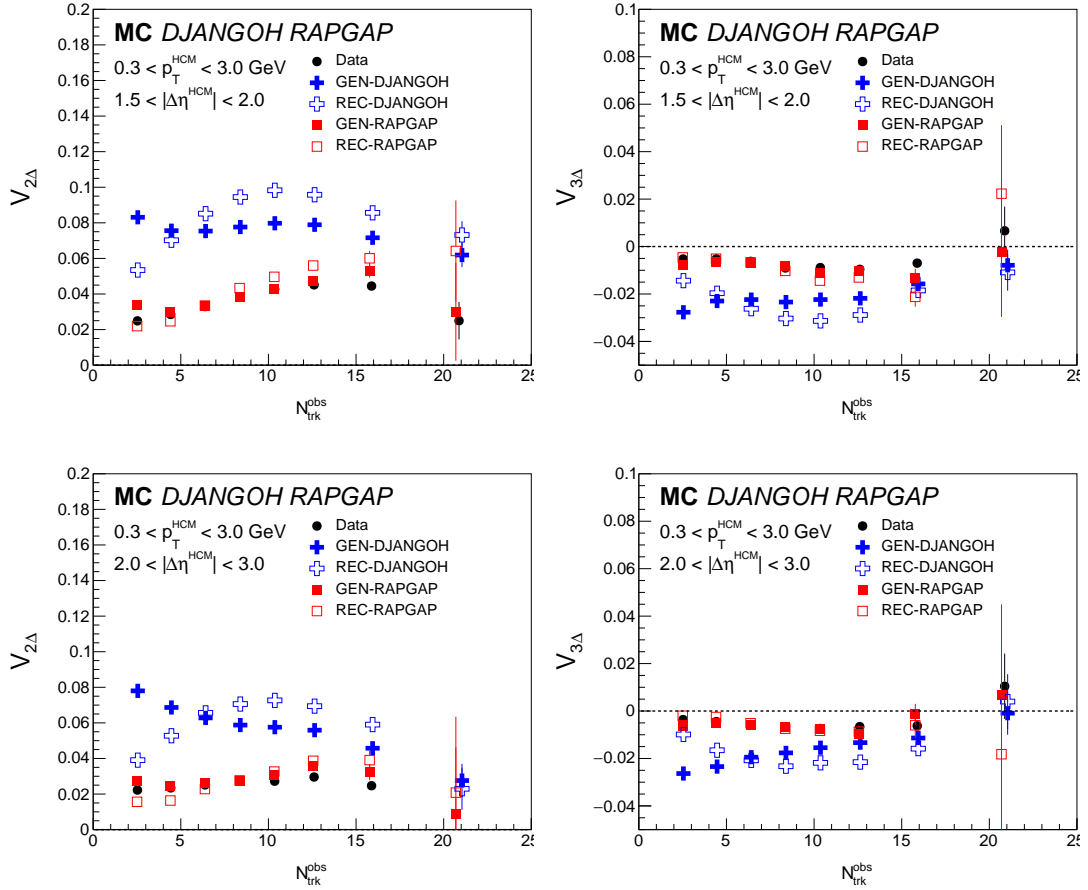


图 6.9 从 DJANGO, RAPGAP 对 DIS 过程两粒子关联函数模拟中提取到的各向异性流。

6.3 效率修正

由于探测器响应的影响，H1 分析结果需要进行效率修正。具体过程可以通过蒙特卡洛模型 GEN 和 REC 信息分别得到分析结果并作比，这个比值就代表了蒙特卡洛模型中探测器效应的贡献。将该比值包含到 H1 深度非弹性散射结果中，以使分析结果得到效率修正并能与蒙特卡洛模型的 REC 信息分析结果作比较。

根据这个效率修正思路，首先要在 RAPGAP 和 DJANGO 模型信息中得到代表探测器效应的修正比值。

6.3.1 “脊”上限结果的效率修正

对于统计学意义上的“脊”上限值，其效率修正可以直接对应到投影所得的一维关联函数上，修正一维函数后，再经过傅里叶函数拟合和 ZYAM 方法得到经过探测器效应修正的“脊”值。因此可以在 RAPGAP 和 DJANGO 模型的 GEN 和 REC 信息中得到投影的一维关联函数，如图 6.10，6.11 所示，在 $\Delta\phi$ 方向的每个 bin 内作比，并修正到 H1 深度非弹性散射过程对应的一维投影上。经过 RAPGAP 中提取探测器效率修正的一维投影如图 6.12，6.13 所示。

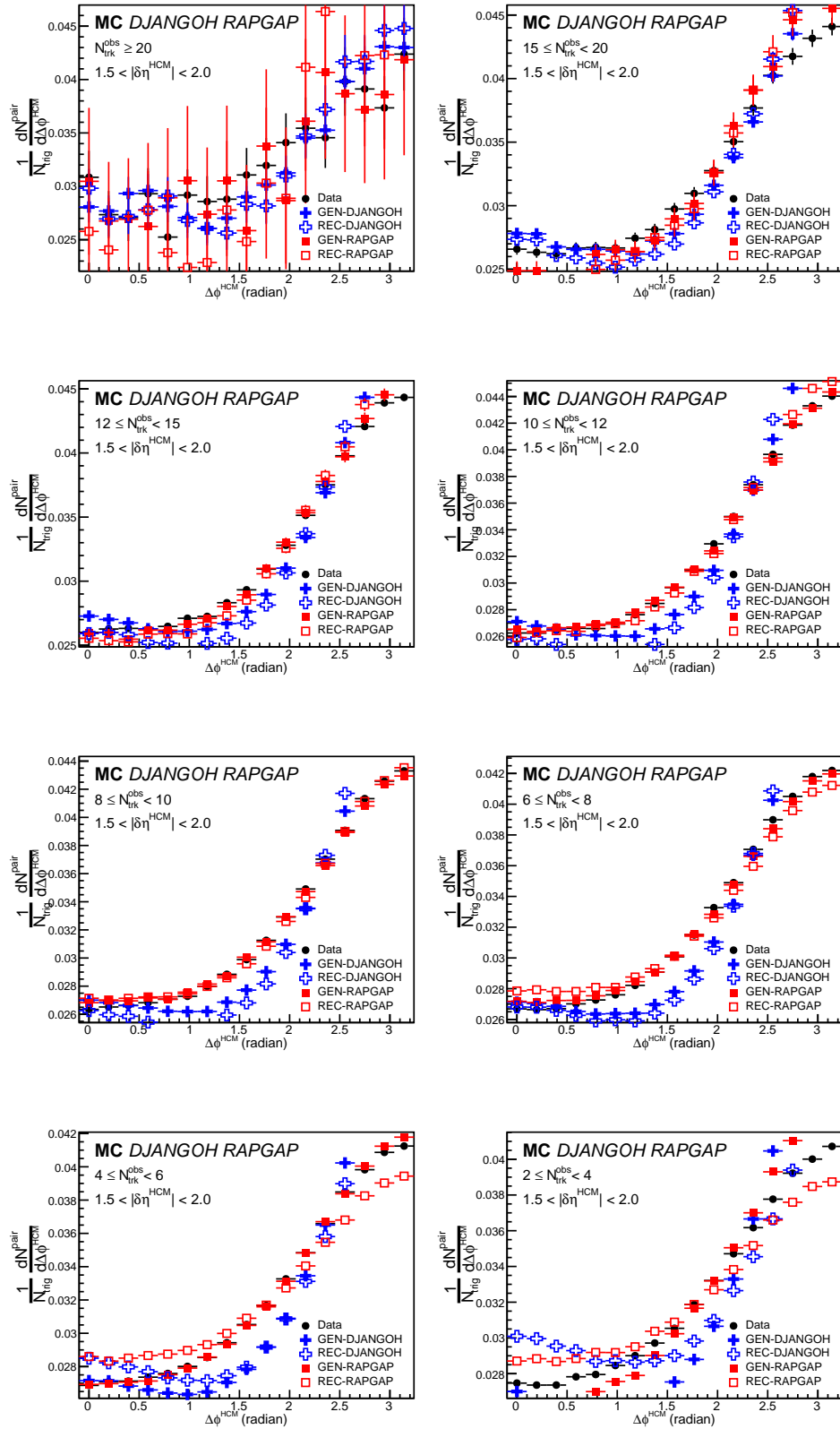


图 6.10 DIS 过程在 $1.5 < |\Delta\eta| < 2.0$ 上对应的一维关联函数，以及和 DJANGO、RAPGAP 模拟结果的对比。

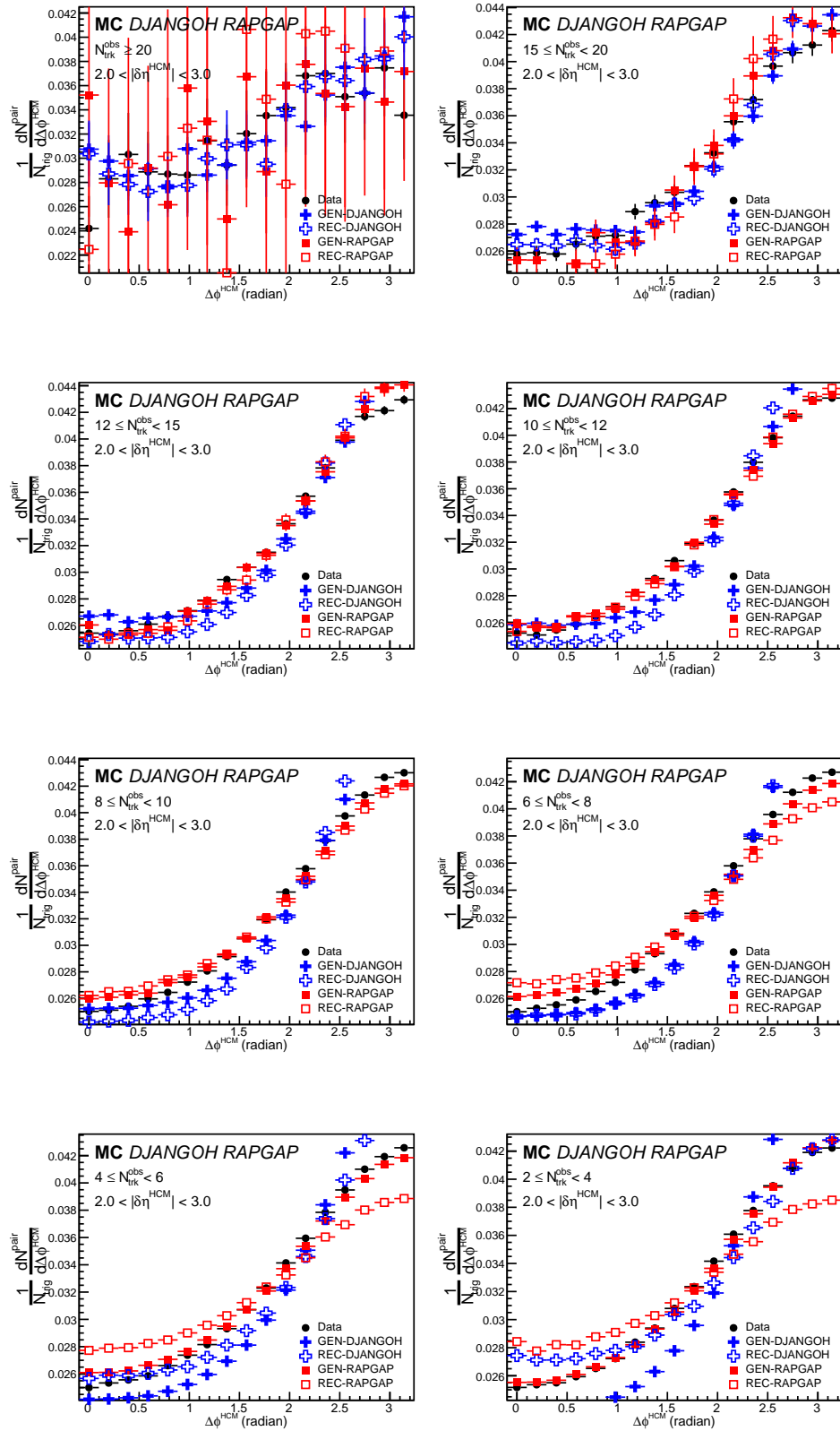


图 6.11 DIS 过程在 $2.0 < |\Delta\eta| < 3.0$ 对应的一维关联函数，以及和 DJANGO、RAPGAP 模拟结果的对比。

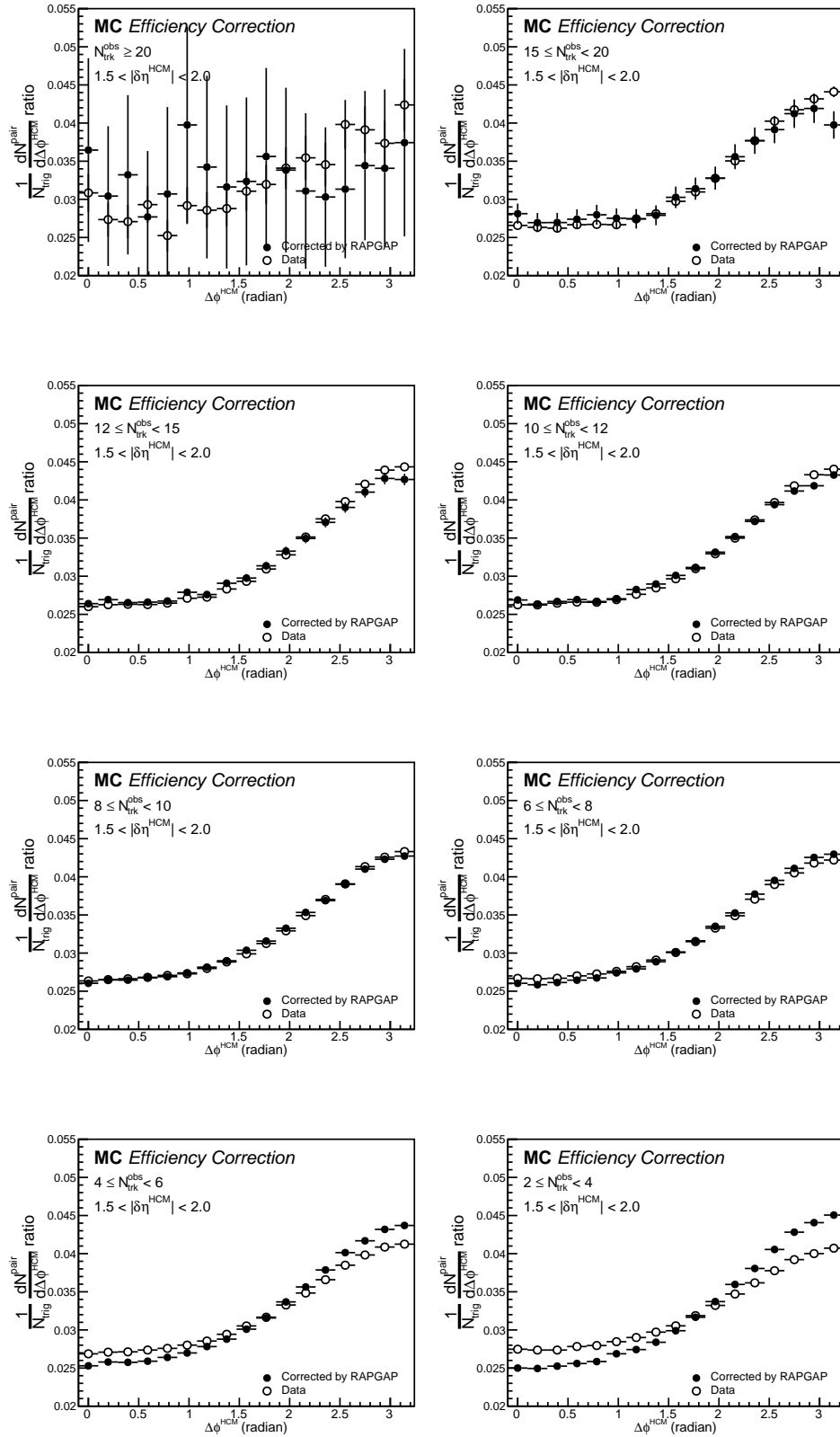


图 6.12 DIS 过程在 $1.5 < |\Delta\eta| < 2.0$ 上对应的一维关联函数，经 RAPGAP 模拟中探测器效应修正的前后对比。

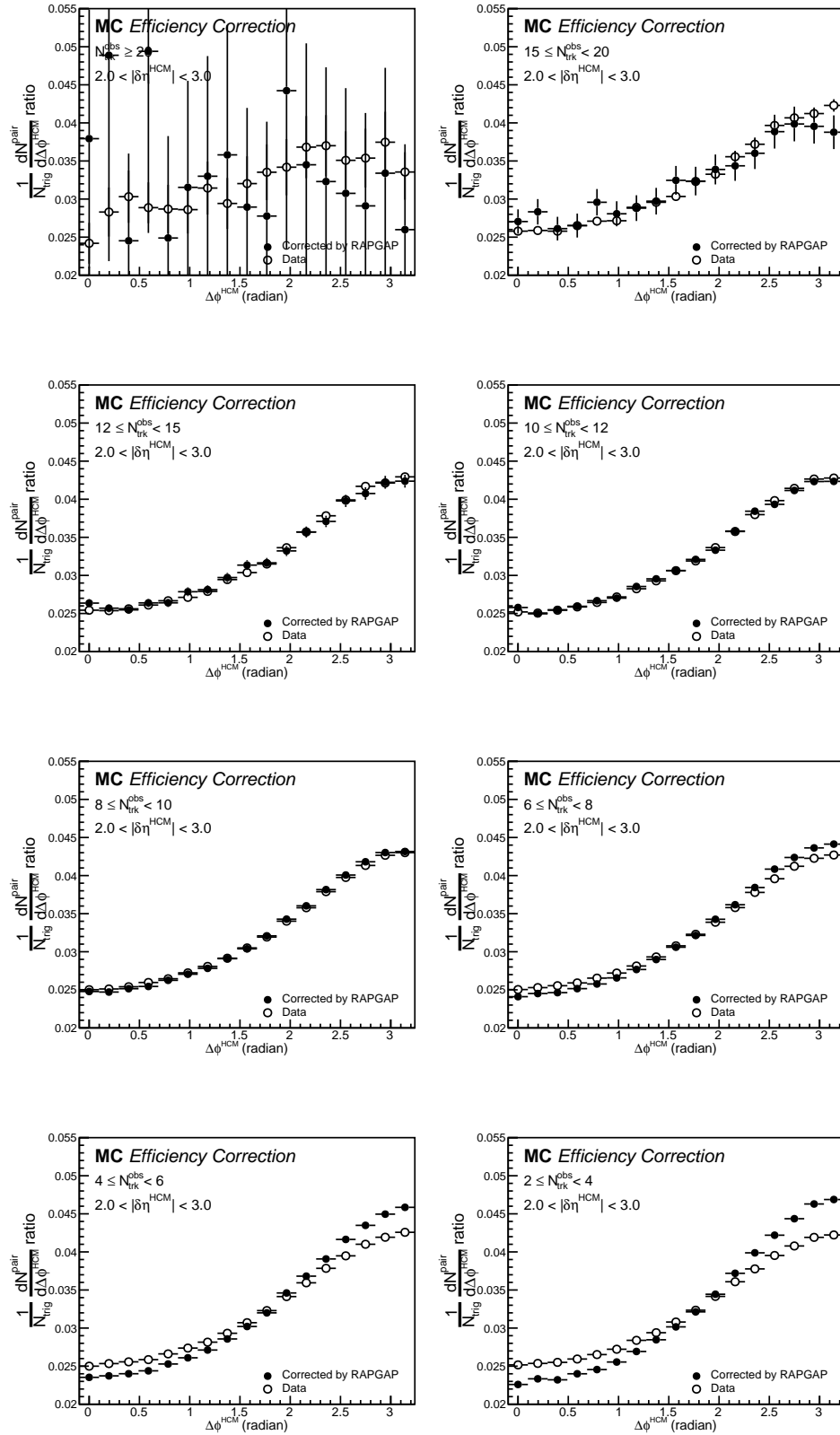


图 6.13 DIS 过程在 $2.0 < |\Delta\eta| < 3.0$ 对应的一维关联函数，经 RAPGAP 模拟中探测器效应修正的前后对比。

6.3.2 各向异性流结果的效率修正

对于各向异性流结果 $V_{2\Delta}$ 和 $V_{3\Delta}$ ，可以在 RAPGAP 和 DJANGO 模型中分别得到 GEN、REC 信息提取的 $V_{2\Delta}$, $V_{3\Delta}$ 结果并直接作比得到效率修正比值。未经修正的 $V_{2\Delta}$, $V_{3\Delta}$ 以及模型信息对比如图 6.9 所示。

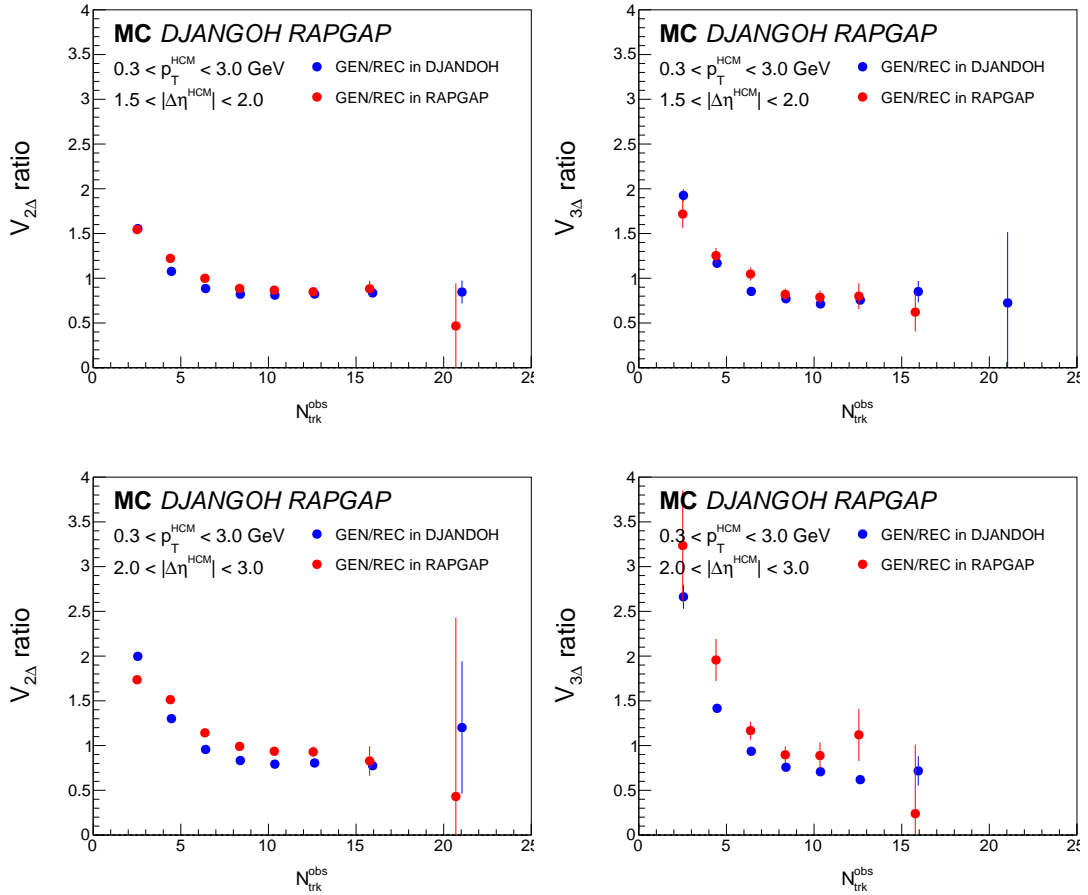


图 6.14 由 DJANGO, RAPGAP 得到的探测器修正, 用 $V_{2\Delta}V_{3\Delta}$ 的比值代替。

由图 6.14 可以看到, DJANGO 和 RAPGAP 模型中修正比值有着相似的大小和变化趋势, 反映了 RAPGAP 和 DJANGO 模型中对 H1 探测器效应的修正是相似的。本文分析中采用 RAPGAP 模拟中的比值作为探测器效应, 对深度非弹性散射的分析结果进行修正。修正结果见图 6.15。

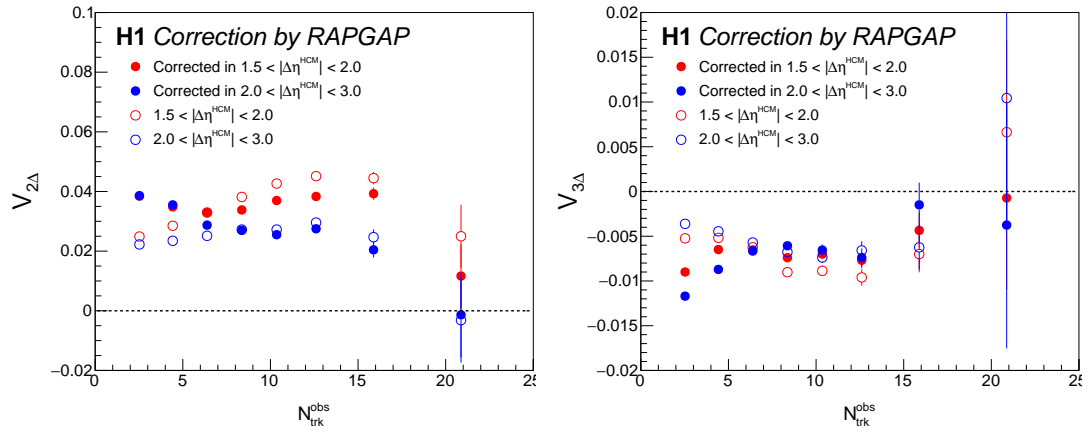


图 6.15 由 RAPGAP 得到的探测器效应修正过的 $V_{2\Delta}V_{3\Delta}$ ，与修正前结果对比。

第七章 系统误差

本文深度非弹性散射过程分析结果已经过探测器效应修正。该修正来源于RAPGAP蒙特卡洛模型真实信息和重建信息之间的比值，并引用了DJANGO和RAPGAP两个蒙特卡洛模型之间的差别作为系统误差。光生部分没有蒙特卡洛模拟结果比较，因此也没有经过任何探测器效应修正。

综上，本文分析中考虑到的系统误差有：

- 径迹电荷

带有正电荷和负电荷的径迹在探测器接收度和效率上都有所不同。需要比较电荷为正和负的结果以决定系统误差值。

- Z_{vtx}

拥有不同 Z_{vtx} (vertex Z) 位置的碰撞事例有着不同的接收度和效率。 $Z_{vtx} > 0$ 和 $Z_{vtx} < 0$ 的情况需要分别讨论、相互比较以决定系统误差。

- 蒙特卡洛模型效率修正比值

为了对本文分析结果进行效率修正，考虑到了蒙特卡洛模型中的探测器效应。为全面考虑，来源于两个蒙特卡洛模型的修正比值的不同也要考虑到系统误差中。

7.1 “脊”上限中的系统误差

深度非弹性散射过程“脊”上限中的各项系统误差来源如列表 7.1, 7.2 所示，光生过程“脊”上限中的各项系统误差来源如列表 7.3 所示。在本文分析中，“脊”上限中的系统误差由一维关联函数对比所得，并被算作章节 5.3 中 Bootstrap 过程中波动范围的一部分，因此直接体现在了 8.1.2 章节分析结果中的平均值和 σ 值中。

计算“脊”上限中系统误差时，来源于不同系统误差因素的一维关联函数在作比较前首先经过对应部分蒙特卡洛模型探测器效应的修正，然后再做对比。由于蒙特卡洛模型统计在 $N_{trk}^{obs} \leq 8$ 的情形下统计不足以对不同系统误差因素下的结果进行修正，因此仅有 $N_{trk}^{obs} \leq 8$ 的一维关联函数在经过修正后做对比，其他情况没有经过修正直接进行对比。

Systematic Uncertainty Sources
in DIS Ridge Yield Limit
($1.5 < \Delta\eta < 2.0$)

Multiplicity	Charge(%)	Z_{vtx} (%)	Total(%)
$2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$	0.3	0.3	0.42
$4 \leq N_{trk}^{obs} < 6$	0.3	0.4	0.5
$6 \leq N_{trk}^{obs} < 15$	0.3	0.3	0.42
$15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$	0.3	0.3	0.42
$N_{trk}^{obs} \geq 20$	0.3	0.3	0.42

表 7.1 DIS 过程“脊”上限结果中的各项系统误差，对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 。

Systematic Uncertainty Sources
in DIS Ridge Yield Limit
($2.0 < \Delta\eta < 3.0$)

Multiplicity	Charge(%)	Z_{vtx} (%)	Total(%)
$2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$	0.3	0.4	0.5
$4 \leq N_{trk}^{obs} < 6$	0.3	0.3	0.42
$6 \leq N_{trk}^{obs} < 12$	0.3	0.4	0.5
$12 \leq N_{trk}^{obs} < 15$	0.3	0.3	0.42
$15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$	0.3	0.3	0.42
$N_{trk}^{obs} \geq 20$	0.3	0.3	0.42

表 7.2 DIS 过程“脊”上限结果中的各项系统误差，对应 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。

Systematic Uncertainty Sources
in Photoproduction Ridge Yield Limit
(in all multiplicities)

	Charge(%)	Z_{vtx} (%)	Total(%)
$1.5 < \Delta\eta < 2.0$	0.3	0.3	0.42
$2.0 < \Delta\eta < 3.0$	0.3	0.3	0.42

表 7.3 Photoproduction 过程“脊”上限结果中的各项系统误差，分别对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。

7.2 各向异性流中的系统误差

深度非弹性散射对应的系统误差如列表 7.4, 7.5 所示, 其中来自蒙特卡洛模型修正比值的系统误差单列, 在 8.1.3 章节分析结果中以方框表示, 其他系统误差以阴影表示。光子部分对应的系统误差如列表 7.6, 7.7 所示。

计算各向异性流中的系统误差时, 来源于不同系统误差因素的 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 在作比较前首先经过对应部分蒙特卡洛模型探测器效应的修正, 然后再做对比。

Systematic Uncertainty Sources
in DIS $V_{n\Delta}$
($1.5 < \Delta\eta < 2.0$)

Multiplicity	Charge(%)		Z_{vtx} (%)		Total(%)		MC ratio(%)	
	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$
$2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$	5	15	4	8	6.4	17	5	10
$4 \leq N_{trk}^{obs} < 6$	5	15	4	8	6.4	17	10	10
$6 \leq N_{trk}^{obs} < 8$	5	15	2	8	5.39	17	10	10
$N_{trk}^{obs} \geq 8$	5	15	2	8	5.39	17	5	10

表 7.4 DIS 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差, 对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 。

Systematic Uncertainty Sources
in DIS $V_{n\Delta}$
($2.0 < \Delta\eta < 3.0$)

Multiplicity	Charge(%)		Z_{vtx} (%)		Total(%)		MC ratio(%)	
	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$
$2 \leq N_{trk}^{obs} < 6$	5	10	5	60	7.07	60.83	15	10
$6 \leq N_{trk}^{obs} < 15$	5	10	5	15	7.07	18.03	15	10
$N_{trk}^{obs} \geq 15$	5	10	5	15	7.07	18.03	15	40

表 7.5 DIS 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差, 对应 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。

Systematic Uncertainty Sources
in Photoproduction $V_{n\Delta}$
($1.5 < \Delta\eta < 2.0$)

Multiplicity	Charge(%)		Z_{vtx} (%)		Total(%)	
	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$
$2 \leq N_{trk}^{obs} < 6$	20	20	3	7	20.22	21.19
$6 \leq N_{trk}^{obs} < 20$	5	20	3	7	5.83	21.19
$N_{trk}^{obs} \geq 20$	20	20	3	7	20.22	21.19

表 7.6 Photoproduction 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差，对应 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 。

Systematic Uncertainty Sources
in Photoproduction $V_{n\Delta}$
($2.0 < \Delta\eta < 3.0$)

Multiplicity	Charge(%)		Z_{vtx} (%)		Total(%)	
	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$	$V_{2\Delta}$	$V_{3\Delta}$
$N_{trk}^{obs} \geq 2$	5	20	5	10	7.07	22.36

表 7.7 Photoproduction 过程 $V_{2\Delta}, V_{3\Delta}$ 结果中的各项系统误差，对应 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 。

第八章 分析结果

本文分析分为深度非弹性散射过程和光生过程两部分，每部分结果包括两粒子关联函数、“脊”产额上限和各向异性流的提取三部分。分析初步结果可见 H1prelim-20-033^①。

8.1 深度非弹性散射过程分析结果

8.1.1 两粒子关联函数

图 8.1 中展示了 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$ 和 $15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围内的二维两粒子关联函数，选择的是强子质心系坐标系中 $0.3 < p_T^{HCM} < 3$ GeV, $0.0 < \eta^{HCM} < 5.0$ 的深度非弹性散射过程，所有粒子多重数范围的结果可见章节 5.2 中的图 5.3。在两粒子关联函数中，位于近端 $(\Delta\eta^{HCM}, \Delta\phi^{HCM}) = (0, 0)$ 位置的峰来自于由喷注效应主导的短程关联，远端的横跨整个 $\Delta\eta^{HCM}$ 方向的结构来源于背对背喷注行为的影响。深度非弹性散射碰撞分析结果中，在所有的粒子多重数范围内没有看到明显的长程近端“脊”结构。

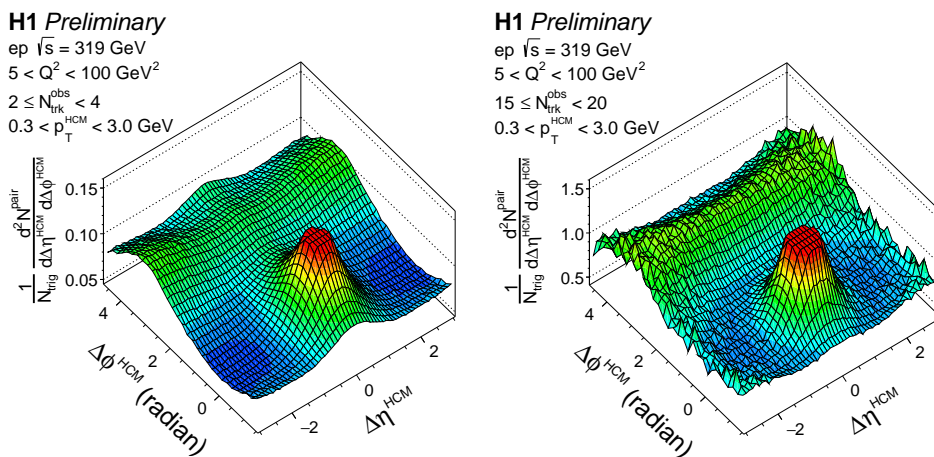


图 8.1 DIS 过程 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$ 和 $15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围的两粒子关联函数。

8.1.2 “脊”产额上限

由于没有在两粒子关联函数中观察到明显的近端“脊”结构，因此把两粒子关联函数在长程部分，即 $\Delta\eta^{HCM}$ 较大部分（本文指 $\Delta\eta^{HCM} > 1.5$ 范围）上积分并投影到 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向对近端区域进行求和，具体过程详见章节 5.3。通过这种方法计算得到的”

^① <https://www-h1.desy.de/h1/www/publications/htmlsplit/H1prelim-20-033.long.html>

脊"产额上限, 经过 Bootstrap 方法得出的高斯分布 95% 置信区间, 如图 8.2。该结果从统计意义上利用现有 H1 电子-质子碰撞数据为以后的相同碰撞体系实验提供参考。

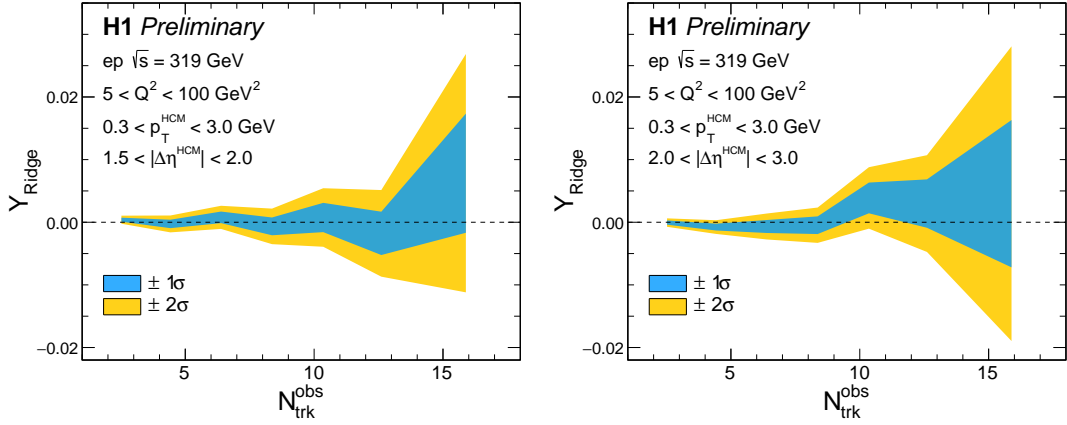


图 8.2 DIS 过程内 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数, 通过 bootstrap 过程得到的"脊"上限值。

8.1.3 各向异性流

通过对不同 $\Delta\eta^{HCM}$ 上积分所得一维关联函数作傅里叶函数拟合, 长程区域各向异性流可以被提取并能初步排除短程关联影响。该结果和只含有非流效应的蒙特卡洛模拟的对比如图 8.3, 8.4 所示。

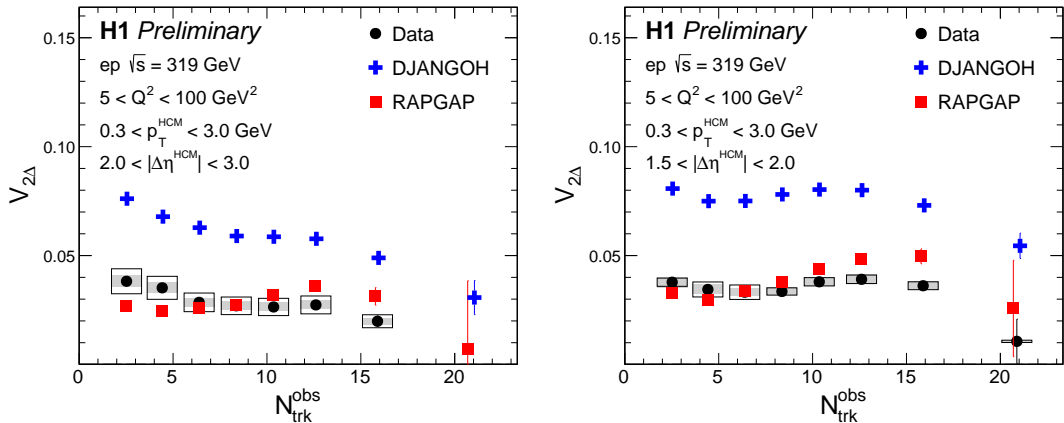


图 8.3 DIS 过程内 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数, 通过傅里叶函数拟合提取到的各向异性流 $V_{2\Delta}$ 对粒子多重数的依赖。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示, 其他系统误差用阴影表示。

如图 8.3, 8.4 所示, 数据结果已经过探测器效率修正, 两个蒙特卡洛模型中 RAPGAP 模拟结果可以大致描述来自 H1 数据各向异性流的大小和趋势。考虑到蒙特卡洛

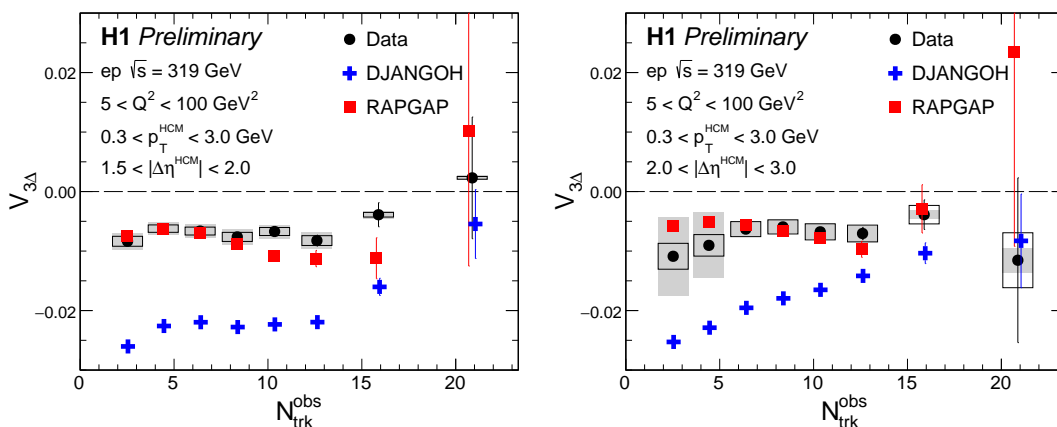


图 8.4 DIS 过程内 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数，通过傅里叶函数拟合提取到的各向异性流 $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖。其中来自于蒙特卡洛模型的系统误差用方框表示，其他系统误差用阴影表示。

模拟只用纯粹的非流效应就可以解释各项异性流的大小和变化趋势，这个结果也因此表明在本文展示的粒子多重数范围内，潜在集体流贡献很小甚至可以为零。

8.2 光生过程分析结果

8.2.1 两粒子关联函数

图 8.5 中展示了 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$ 和 $15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围内的二维两粒子关联函数，选择的是实验室坐标系中 $0.3 < p_T < 3 \text{ GeV}$, $-1.6 < \eta < 1.6$ 对应的光生过程，所有粒子多重数范围的结果可见图 5.4。在两粒子关联函数中，位于近端 $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$ 位置的峰来自于由喷注效应主导的短程关联，远端的横跨整个 $\Delta\eta$ 方向的结构来源于背对背喷注行为的影响。光生过程分析结果中，在所有的粒子多重数范围内没有看到明显的长程近端“脊”结构。

8.2.2 “脊”产额上限

由于没有在两粒子关联函数中观察到明显的近端“脊”结构，因此把两粒子关联函数在长程部分，即 $\Delta\eta$ 较大部分（本文指 $\Delta\eta > 1.5$ 范围）上积分并投影到 $\Delta\phi$ 方向对近端区域进行求和，具体过程详见章节 5.3。通过这种方法计算得到的“脊”产额上限，经过 Bootstrap 方法得出的高斯分布 95% 置信区间，如图 8.6。该结果从统计意义上利用现有 H1 电子-质子碰撞数据为以后的相同碰撞体系实验提供参考。

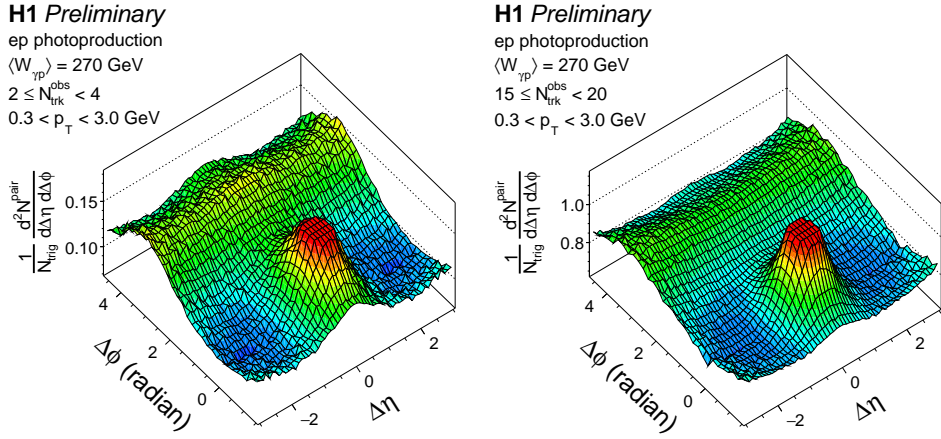


图 8.5 光生过程 $2 \leq N_{trk}^{obs} < 4$ 和 $15 \leq N_{trk}^{obs} < 20$ 粒子多重数范围的两粒子关联函数。

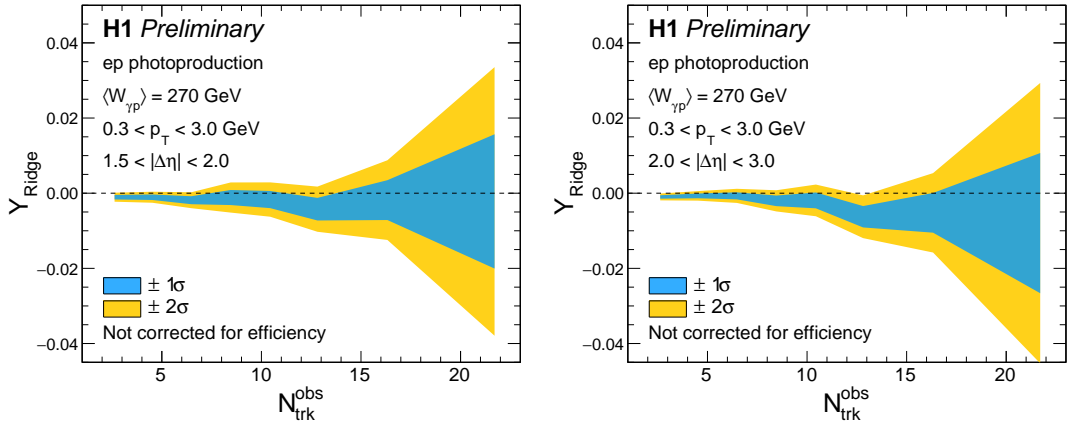


图 8.6 光生过程 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi$ 方向一维关联函数，通过 bootstrap 过程得到的"脊"上限值。

8.2.3 各向异性流

通过对不同 $\Delta\eta$ 上积分所得一维关联函数作傅里叶函数拟合，长程区域各向异性流可以被提取并能初步排除短程关联影响。光生过程和深度非弹性散射过程分析结果有相似各向异性流分布趋势，即在高粒子多重数区域有趋于零的 $V_{2\Delta}$ 和在整体粒子多重数范围内小于零的 $V_{3\Delta}$ ，如图 8.7 中没有明显集体流迹象。该结果将会和基于 Pythia 6.4 的蒙特卡洛模拟对比，观察其中非流效应的贡献比例，该部分暂不包括在本论文中。

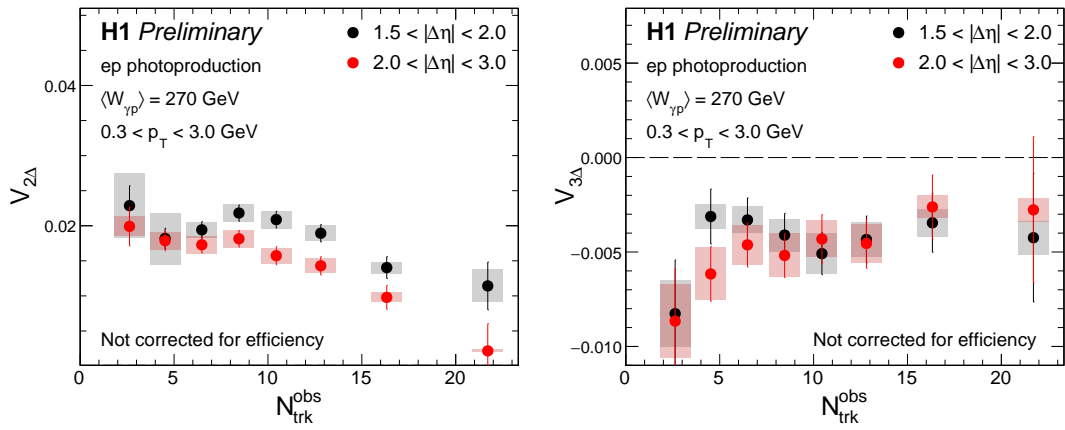


图 8.7 光生过程 $1.5 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 3.0$ 区域对应的 $\Delta\phi^{HCM}$ 方向一维关联函数，通过傅里叶函数拟合提取到的各向异性流 $V_{2\Delta}$ ， $V_{3\Delta}$ 对粒子多重数的依赖。

结论

本文采用 HERA H1 质心系能量为 $\sqrt{S_{NN}} = 319 \text{ GeV}$ 的电子-质子碰撞，通过两粒子方位角关联函数进行集体流分析。深度非弹性碰撞过程的动力学范围是 $0.3 < p_T^{HCM} < 3 \text{ GeV}$ ， $0.0 < \eta^{HCM} < 5.0$ ，相空间范围为 $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ， $0.0375 < y < 0.6$ 。光生过程的动力学范围是 $0.3 < p_T < 3 \text{ GeV}$ ， $-1.6 < \eta < 1.6$ ，相空间范围为 $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$ 。

分析中的粒子多重数在考虑了数据分布的基础上，范围在 $[0, 25]$ 之间。在深度非弹性散射和光生过程中，对应的两粒子关联函数上没有观察到明显的长程、近端“脊”结构，意味着在 RHIC 和 LHC 小系统碰撞高粒子多重数范围上的“脊”结构和集体流信号没有出现在本文分析的电子-质子碰撞末态粒子多重数范围内。因此本文利用现有电子-质子碰撞数据从统计意义上设置“脊”产额上限值，为以后更高亮度更高碰撞能量的相同碰撞系统提供了参考。

深度非弹性散射碰撞的分析结果有两个蒙特卡洛模型模拟进行对照。其中 RAPGAP 对数据的各向异性流表现出更好的描述效果，DJANGO 模型中偶极子模型假设可能是造成两种模型模拟效果差异的主要原因。

本文分析的物理意义在于，在本次分析的末态粒子多重数范围内，来自 e-p 深度非弹性散射和光生过程（本质为 γp 碰撞）中均不产生集体流行为。通过更小规模的碰撞系统优势，该结果进一步推进现阶段对小系统集体流起源的探究，并能对其他小系统研究起到参考作用。而 γA 碰撞中究竟是否有集体流行为，则有望在更高亮度的电子粒子对撞机（EIC）运行后、集体流分析能够达到更高粒子多重数区域时得到解答。

附录

A. 重离子物理中的物理学变量

在相对论重离子物理中，出于简洁需要，在洛伦兹变换下引入了一些新的物理学变量定义。它们采用自然单位制， $c = \hbar = 1$ ，其中 c 是光速， \hbar 是普朗克常数。

携带动量 \vec{p} 和能量 E 的粒子，其逆变向量为：

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = (E, \vec{p}_T, p_z) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (8.1)$$

其中， z 指束流方向， $x-y$ 指横平面。横向动量的大小为 $|p_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ，同时方位角 ϕ 指的是从 x 轴到 \vec{p}_T 的角度。

粒子快度的定义为：

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (8.2)$$

快度是无量纲变量。引入快度的优势是使得洛伦兹变换多了一种简洁形式。比如一个粒子在 A 坐标系下的快度为 y ，那么在另一个沿着 z 轴方向相对于 A 坐标系运动速度为 β 的 B 坐标系来说，假如该粒子在 B 坐标系下的快度为 y' ，则有：

$$y' = y - y_\beta \quad (8.3)$$

此处

$$y_\beta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad (8.4)$$

根据快度 y 的定义，可以基于此间理其他动力学变量：

$$E = m_T \cosh y \quad (8.5)$$

$$p_z = m_T \sinh y \quad (8.6)$$

其中横向质量 $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ 。

尽管快度的定义引入了便利性，但是由于粒子的质量、种类在实验中难以测量，因此引入赝快度 η 来代替快度 y 。为了构建赝快度 η ，需要引入粒子动量相对于束流方向

的角度，极角 θ 。因此赝快度 η 的定义为：

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \quad (8.7)$$

其中当忽略粒子质量的时候， $\eta = y$ 。对于中快度的粒子， $\beta_z \ll 1$ ，因此 $\eta \approx y$ 。类似的有以下关系：

$$|p_T| = p_T \cosh \eta \quad (8.8)$$

$$p_z = p_T \sinh \eta \quad (8.9)$$

引文出处及参考文献

- [1] M. Y. Han and Y. Nambu. “Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry”. Ed. by T. Eguchi. Phys. Rev. **1965**, 139: B1006–B1010.
- [2] F. Wilczek. “What QCD tells us about nature - and why we should listen”. Ed. by G. Faldt, B. Hoistad and S. Kullander. Nucl. Phys. A, **2000**, 663: 3–20.
- [3] D. Gross and F. Wilczek. “Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories”. Physical Review Letters, **1973**, 30: 1343–1346.
- [4] S. Weinberg. “Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions”. Phys. Rev. Lett. **1973**, 31: 494–497.
- [5] D. J. Gross and F. Wilczek. “Asymptotically Free Gauge Theories - I”. Phys. Rev. D, **1973**, 8: 3633–3652.
- [6] M. Gell-Mann. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”. Phys. Lett. **1964**, 8: 214–215.
- [7] G. Zweig. “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2”. In: D. B. Lichtenberg and S. P. Rosen, eds. DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978. 1964-02.
- [8] T. Boeckel and J. Schaffner-Bielich. “A little inflation at the cosmological QCD phase transition”. Phys. Rev. D, **2012**, 85: 103506.
- [9] M. G. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek. “QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity”. Phys. Lett. B, **1998**, 422: 247–256.
- [10] E. V. Shuryak. “Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions”. Phys. Lett. B, **1978**, 78: 150.
- [11] H. Bohr and H. B. Nielsen. “Hadron Production from a Boiling Quark Soup”. Nucl. Phys. B, **1977**, 128: 275–293.
- [12] W. A. Zajc. “The Fluid Nature of Quark-Gluon Plasma”. Ed. by S. Nagamiya, T. Motobayashi, M. Oka et al. Nucl. Phys. A, **2008**, 805: 283–294.
- [13] E. V. Shuryak. “Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter”. Phys. Rept. **1980**, 61: 71–158.
- [14] H. Satz. Extreme states of matter in strong interaction physics. An introduction. New York: Springer Verlag, **2012**.
- [15] J. D. Bjorken. “Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region”. Phys. Rev. D, **1983**, 27: 140–151.
- [16] J. Adams et al. “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions”. Nucl. Phys. A, **2005**, 757: 102–183.
- [17] M. Gyulassy and L. McLerran. “New forms of QCD matter discovered at RHIC”. Nuclear Physics A, 2005-03, 750(1): 30–63. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.10.034>.

- [18] P. Rosnet. “Quark-Gluon Plasma: from accelerator experiments to early Universe”. In: 11th Rencontres du Vietnam: Cosmology: 50 years after CMB discovery. 2015-10.
- [19] J. W. Harris and B. Muller. “The Search for the quark - gluon plasma”. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **1996**, 46: 71–107.
- [20] S. A. Bass and A. Dumitru. “Dynamics of hot bulk QCD matter : From the quark gluon plasma to hadronic freezeout”. Phys. Rev. C, **2000**, 61: 064909.
- [21] B. Müller and J. L. Nagle. “Results from the Relativistic Heavy Ion Collider”. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2006-11, 56(1): 93–135. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.56.080805.140556>.
- [22] B. Alver and G. Roland. “Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions”. Phys. Rev. C, **2010**, 81, Erratum: Phys.Rev.C 82, 039903 (2010): 054905.
- [23] S. Mohapatra. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV and in p+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector at the LHC [phdthesis]. 2013-08.
- [24] B. Abelev, J. Adam, D. Adamová et al. “Centrality dependence of π , K, and p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. Physical Review C, 2013-10, 88(4). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044910>.
- [25] B. Alver et al. “System size, energy, pseudorapidity, and centrality dependence of elliptic flow”. Phys. Rev. Lett. **2007**, 98: 242302.
- [26] H. Heiselberg and A.-M. Levy. “Elliptic flow and Hanbury-Brown-Twiss correlations in noncentral nuclear collisions”. Physical Review C, 1999-05, 59(5): 2716–2727. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.59.2716>.
- [27] H. Niemi, G. S. Denicol, H. Holopainen et al. “Event-by-event distributions of azimuthal asymmetries in ultrarelativistic heavy-ion collisions”. Phys. Rev. C, **2013**, 87(5): 054901.
- [28] G. Aad et al. “Measurement of the centrality and pseudorapidity dependence of the integrated elliptic flow in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector”. Eur. Phys. J. C, **2014**, 74(8): 2982.
- [29] S. Chatrchyan et al. “Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. Phys. Rev. C, **2013**, 87(1): 014902.
- [30] A. Adare et al. “Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. Phys. Rev. Lett. **2007**, 98: 162301.
- [31] W. Reisdorf and H. G. Ritter. “Collective flow in heavy-ion collisions”. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **1997**, 47: 663–709.
- [32] R. J. M. Snellings, H. Sorge, S. A. Voloshin et al. “Novel Rapidity Dependence of Directed Flow in High-Energy Heavy-Ion Collisions”. Physical Review Letters, 2000-03, 84(13): 2803–2805. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2803>.
- [33] P. Boek and I. Wyskiel. “Directed flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions”. Physical Review C, 2010-05, 81(5). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054902>.

- [34] D. Teaney and L. Yan. “Triangularity and dipole asymmetry in relativistic heavy ion collisions”. *Physical Review C*, 2011-06, 83(6). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.83.064904>.
- [35] B. B. Abelev et al. “Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. *JHEP*, **2015**, 06: 190.
- [36] H. Song. *Hydrodynamic Modeling for Relativistic Heavy Ion Collisions at RHIC and the LHC*. **2013**.
- [37] R. Baier, P. Romatschke, D. T. Son et al. “Relativistic viscous hydrodynamics, conformal invariance, and holography”. *Journal of High Energy Physics*, 2008-04, 2008(04): 100–100. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/100>.
- [38] B. B. Back, M. D. Baker, D. S. Barton et al. “Charged-Particle Pseudorapidity Density Distributions from Au+Au Collisions $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV”. *Physical Review Letters*, 2001-08, 87(10). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.102303>.
- [39] I. Karpenko, P. Huovinen and M. Bleicher. “A 3+1 dimensional viscous hydrodynamic code for relativistic heavy ion collisions”. *Computer Physics Communications*, 2014-11, 185(11): 3016–3027. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2014.07.010>.
- [40] W. van der Schee, P. Romatschke and S. Pratt. “Fully Dynamical Simulation of Central Nuclear Collisions”. *Physical Review Letters*, 2013-11, 111(22). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.222302>.
- [41] F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian et al. “The Color Glass Condensate”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2010-11, 60(1): 463–489. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083629>.
- [42] H. Song, S. A. Bass and U. Heinz. “Viscous QCD matter in a hybrid hydrodynamic + Boltzmann approach”. *Physical Review C*, 2011-02, 83(2). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.83.024912>.
- [43] A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala et al. “Measurements of Higher Order Flow Harmonics in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV”. *Physical Review Letters*, 2011-12, 107(25). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.252301>.
- [44] B. Schenke, S. Jeon and C. Gale. “Higher flow harmonics from (3+1)D event-by-event viscous hydrodynamics”. *Physical Review C*, 2012-02, 85(2). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.85.024901>.
- [45] J. L. Nagle and W. A. Zajc. “Small System Collectivity in Relativistic Hadronic and Nuclear Collisions”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2018-10, 68(1): 211–235. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-101916-123209>.
- [46] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan et al. “Observation of long-range, near-side angular correlations in pPb collisions at the LHC”. *Physics Letters B*, 2013-01, 718(3): 795–814. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.11.025>.
- [47] J. L. Nagle and W. A. Zajc. “Small System Collectivity in Relativistic Hadronic and Nuclear Collisions”. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **2018**, 68: 211–235.

- [48] V. Khachatryan et al. “Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC”. *Phys. Lett. B*, **2017**, 765: 193–220.
- [49] V. Khachatryan et al. “Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC”. *JHEP*, **2010**, 09: 091.
- [50] S. Chatrchyan et al. “Long-range and short-range dihadron angular correlations in central PbPb collisions at a nucleon-nucleon center of mass energy of 2.76 TeV”. *JHEP*, **2011**, 07: 076.
- [51] I. Abt, L. Adamczyk, R. Aggarwal et al. “Two-particle azimuthal correlations as a probe of collective behaviour in deep inelastic ep scattering at HERA”. *Journal of High Energy Physics*, 2020-04, 2020(4). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2020\)070](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2020)070).
- [52] M. Derrick et al. “Observation of direct processes in photoproduction at HERA”. *Phys. Lett. B*, **1994**, 322: 287–300.
- [53] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw and M. H. Seymour. “Multiparton interactions in photoproduction at HERA”. *Z. Phys. C*, **1996**, 72: 637–646.
- [54] A. Grebenyuk. *Transverse Momentum of Charged Particles in low- Q^2 DIS at HERA* [phdthesis]. **2012**.
- [55] A. Badea, A. Baty, P. Chang et al. “Measurements of Two-Particle Correlations in e^+e^- Collisions at 91 GeV with ALEPH Archived Data”. *Physical Review Letters*, 2019-11, 123(21). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.212002>.
- [56] “Two-particle azimuthal correlations in photo-nuclear ultra-peripheral Pb+Pb collisions at 5.02 TeV with ATLAS”. 2019-06.
- [57] “Search for elliptic azimuthal anisotropies in γp interactions within ultra-peripheral pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV”. **2020**.
- [58] M. Aaboud et al. “Measurements of long-range azimuthal anisotropies and associated Fourier coefficients for pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ and 13 TeV and p+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector”. *Phys. Rev. C*, **2017**, 96(2): 024908.
- [59] HERA - A Proposal for a Large Electron Proton Colliding Beam Facility at DESY. **1981**.
- [60] W. Bialowons. “Status of HERA”. Ed. by S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual et al. *Conf. Proc. C*, **1996**, 960610: 3–7.
- [61] U. Holm. “The ZEUS detector: Status report 1993”. 1993-02.
- [62] I. Abt, T. Ahmed, S. Aid et al. “The tracking calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at Hera”. *Nuclear Instruments, Methods in Physics Research*, **1997**, 386(2-3): 348–396.
- [63] “HERMES technical design report”. 1993-07.
- [64] E. P. Hartouni et al. “HERA-B: An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring. Design report”. 1995-01.
- [65] Y. Sirois. “New physics of e p colliders beyond 2000”. Ed. by J. Blumlein and T. Riemann. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **1999**, 79: 652–663.
- [66] U. Schneekloth. “Recent HERA results and future prospects”. In: *33rd Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories*. 1998-05.

- [67] A. Bolz. Charge Asymmetries in $\pi^+\pi^-$ Photoproduction in a Model for Soft High Energy Scattering and Detector Asymmetry Measurements at the H1 Experiment [MS]. Heidelberg, **2015**, Universität Heidelberg, Masterarbeit, 2015: 153. <https://bib-pubdb1.desy.de/record/292985>.
- [68] F. D. Aaron et al. “Determination of the Integrated Luminosity at HERA using Elastic QED Compton Events”. Eur. Phys. J. C, **2012**, 72, Erratum: Eur.Phys.J.C 74, 2733 (2012): 2163.
- [69] A. Bolz. Measurement of Differential ρ^0 Photoproduction Cross-Sections at HERA [phdthesis]. Heidelberg, **2019**.
- [70] D. Johnson. “Proposal for Installation of a Very Proton Spectrometer for H1 after 2000”. **2000**.
- [71] P. van Esch, M. Kapichine, A. Morozov et al. “The H1 forward proton spectrometer at HERA”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **2000**, 446(3): 409–425. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299012760>.
- [72] B. List. “Diffraktive itJ/ψ -Produktion in Elektron-Proton-Stoessen am Speicherring HERA”. **1993**.
- [73] A. Bunyatyan, E. Bystritskaya, V. Dodonov et al. “FORWARD NEUTRON CALORIMETER FOR H1 EXPERIMENT AT DESY”.
- [74] I. Abt et al. “The H1 detector at HERA”. 1993-07.
- [75] M. C. Urban. The new CIP2k z -Vertex Trigger for the H1 Experiment at HERA [Other thesis]. 2004-12.
- [76] S. Shushkevich. Measurement of the Neutral Current Reaction at high Q^2 in the H1 Experiment at HERA II [phdthesis]. **2012**.
- [77] C. Kleinwort. “H1 alignment experience”. In: 1st LHC Detection Alignment Workshop. 2006-09.
- [78] S. Piec. Measurement of the proton structure function $FL(x,Q^2)$ with the H1 detector at HERA [phdthesis]. **2010**.
- [79] B. Andrieu et al. “The H1 liquid argon calorimeter system”. Nucl. Instrum. Meth. A, **1993**, 336: 460–498.
- [80] B. Andrieu et al. “Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons”. Nucl. Instrum. Meth. A, **1994**, 350: 57–72.
- [81] B. Andrieu et al. “Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations”. Nucl. Instrum. Meth. A, **1993**, 336: 499–509.
- [82] R. -. Appuhn et al. “The H1 lead / scintillating fiber calorimeter”. Nucl. Instrum. Meth. A, **1997**, 386: 397–408.
- [83] T. Nicholls, L. Hajduk, W. Janczur et al. “Performance of an electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **1996**, 374(2): 149–156. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900295014438>.
- [84] H. Bethe and W. Heitler. “On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons”. Proc. Roy. Soc. Lond. A, **1934**, 146: 83–112.

- [85] V. Andreev et al. “The new H1 luminosity system for HERA II”. Ed. by G. V. Fedotovitch and B. Khazin. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **2002**, 494: 45–50.
- [86] K. Nowak. *Prompt photon production in photoproduction at HERA* [phdthesis]. **2009**.
- [87] V. Blobel. “A new fast track-fit algorithm based on broken lines”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **2006**, 566(1), TIME 2005: 14–17. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206007996>.
- [88] T. Nicholls, M. Charlet, E. Elsen et al. “Concept, design and performance of the second level trigger of the H1 detector”. Ed. by E. Barsotti and E. J. Hoffman. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **1998**, 45: 810–816.
- [89] J. C. Prevotet, B. Denby, J. Fent et al. “Hardware Preprocessing for the H1-Level 2 Neural Network Trigger Upgrade”. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **2002**, 49(2): 362–368.
- [90] J. Naumann. “Entwicklung und Test der dritten H1-Triggerstufe”. In: **2003**.
- [91] A. Jung, A. Baird, R. Baldinger et al. “First Results from the Third Level of the H1 Fast Track Trigger”. 2007 15th IEEE-NPSS Real-Time Conference, **2007**: 1–7.
- [92] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire et al. “GEANT3”. 1987-09.
- [93] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul et al. “Geant: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual”. 1978-07.
- [94] S. Peters. *The Parametrized simulation of electromagnetic showers. (In German) [Other thesis]*. **1992**.
- [95] M. Rudowicz and DESY. *Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor [Dr.]*. **1992**, Uni Hamburg, Diss., 1992. <https://bib-pubdb1.desy.de/record/77411>.
- [96] J. Katzy. “H1OO - an analysis framework for H1”. In: *14th International Conference on Computing in High-Energy and Nuclear Physics*. **2005**.
- [97] R. Brun and F. Rademakers. “ROOT: An object oriented data analysis framework”. Ed. by M. Werlen and D. Perret-Gallix. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **1997**, 389: 81–86.
- [98] A. Schoning. “A fast track trigger for the H1 collaboration”. Ed. by G. Batignani, F. Cervelli, G. Chiarelli et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **2004**, 518: 542–543.
- [99] U. Bassler and G. Bernardi. “On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1995-07, 361(1-2): 197–208. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00173-5](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)00173-5).
- [100] C. Adloff et al. “Measurement and QCD analysis of jet cross-sections in deep inelastic positron - proton collisions at \sqrt{s} of 300-GeV”. *Eur. Phys. J. C*, **2001**, 19: 289–311.
- [101] M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott et al. “Measurements of long-range azimuthal anisotropies and associated Fourier coefficients for pp collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ and 13 TeV and p+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV with the ATLAS detector”. *Physical Review C*, 2017-08, 96(2). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.96.024908>.

- [102] R. Engel, J. Ranft and S. Roesler. “Hard diffraction in hadron-hadron interactions and in photo-production”. Physical Review D, 1995-08, 52(3): 1459–1468. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.52.1459>.
- [103] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. “Deep inelastic e p scattering in perturbation theory”. Sov. J. Nucl. Phys. **1972**, 15: 438–450.
- [104] L. N. Lipatov. “The parton model and perturbation theory”. Yad. Fiz. **1974**, 20: 181–198.
- [105] G. Altarelli and G. Parisi. “Asymptotic Freedom in Parton Language”. Nucl. Phys. B, **1977**, 126: 298–318.
- [106] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston et al. “New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis”. Journal of High Energy Physics, 2002-07, 2002(07): 012–012. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012>.
- [107] L. Lonnblad. “ARIADNE version 4 : A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model”. Comput. Phys. Commun. **1992**, 71: 15–31.
- [108] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin. “Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory”. Sov. Phys. JETP, **1976**, 44: 443–450.
- [109] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin. “The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories”. Sov. Phys. JETP, **1977**, 45: 199–204.
- [110] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov. “The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics”. Sov. J. Nucl. Phys. **1978**, 28: 822–829.
- [111] R. Brun, F. Bruyant, F. Carminati et al. “GEANT Detector Description and Simulation Tool”. 1994-10.
- [112] H. Spiesberger et al. “Radiative corrections at HERA”. In: Workshop on Physics at HERA. 1992-03.
- [113] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring. “HERACLES: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes”. Computer Physics Communications, **1992**, 69(1): 155–172. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001046559290136M>.

致谢

三年时光很快过去，依然感谢母校山东大学对我各方面的培养。从接受我入学，到生活上学习上给与资源和帮助，再到教我做人做事，这么多年的时光无条件培养我方方面面，感激之情难以言表。

论文结尾在即，首先感谢导师陈震宇教授给予的培养和帮助，没有他的全力支持，我研究生阶段的科研和生活恐怕没有现在这样顺利。他本人清晰有力的物理图像和积极乐观的心态也无时不刻影响着连同我在内的其他学生们。再次感谢易立教授和聂茂武老师带领我进入重离子领域，感谢开始科研道路以来遇到的每一个人，你们的善意、对物理的热情将永远鼓励我、激励我去选择这样的生活。

感谢 HERA H1 合作组的 Stefan Schmitt 博士、Sergey Levonian 博士、Zhiqing Zhang 博士、Daniel Britzger 博士、Katja Krüger 博士、Karin Daum 博士、Gerhard Brandt 博士以及其他成员在本文分析过程中参与的详细讨论、无微不至的指导和支持，感谢 BNL 的 Zhoudunming Tu 博士为本课题提供的蒙特卡洛模型模拟和会议报告机会，感谢莱斯大学的 Wei Li 教授、Austin Baty 博士在课题初期的开拓和后续参与的详尽讨论、帮助。课题从提出到现在初步结果，离不开大家的支持和努力。

感谢父母一直以来的支持和帮助。感谢遇见好同学、好朋友相伴。感谢石溪大学的贾江涌教授愿意给我加入他课题组的机会，希望未来能够一起做出有重要物理意义的结果。祝愿每个人都能落子无悔，复盘也无悔。

最后此刻，向全世界人民在抗击 COVID-19 疫情中所做的牺牲和贡献致敬。

攻读学位期间发表的学术论文目录

无