

分类号：O572
密级：公开

单位代码：10422
学号：201211358

山东大学
博士学位论文

Dissertation for Doctoral Degree

论文题目：RHIC-STAR 实验中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子横向极化转移的测量

Measurement of Transverse Spin Transfer to Λ and $\bar{\Lambda}$ in Transversely Polarized Proton-Proton Collisions at RHIC-STAR

作者姓名	梅金成
学院名称	物理学院
专业名称	粒子物理与原子核物理
指导老师	徐庆华教授
合作导师	

2018 年 7 月 3 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。对本论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

本人完全了解山东大学有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，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。

（保密的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

插图目录	ix
表格目录	xv
摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 引言	1
1.1 强子结构	1
1.1.1 强子结构模型的发展	1
1.1.2 强子的自旋结构	3
1.1.3 部分子分布函数	5
1.2 横向极化部分子分布函数	7
1.2.1 研究历史	7
1.2.2 实验测量方法	10
1.2.3 理论研究和实验测量现状	12
1.3 自旋效应研究中的 Λ 超子	13
1.4 质子质子对撞中超子的横向极化转移	15
1.5 论文结构	17
第二章 实验设施介绍	19
2.1 RHIC 相对论重离子对撞机	19
2.1.1 RHIC 加速器简介	19
2.1.2 极化质子加速	19
2.1.3 束流极化度测量仪	21
2.2 STAR 探测器	23
2.2.1 时间投影室	24
2.2.2 桶部电磁量能器	26
2.2.3 端盖电磁量能器	27
2.2.4 束流计数器	27
2.3 小结	28
第三章 横向极化质子质子对撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子横向极化转移的测量	31
3.1 数据样本	31
3.1.1 数据样本获取	31

3.1.2	数据质量检验	31
3.1.3	事例触发条件选取	37
3.1.4	束流极化度	44
3.1.5	相对亮度	44
3.2	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的重建和喷注关联	46
3.2.1	$p(\bar{p}), \pi^-(\pi^+)$ 粒子鉴别	46
3.2.2	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的重建	48
3.2.3	STAR 实验上喷注的重建	55
3.2.4	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子和喷注的关联	57
3.2.5	K_S^0 重建和喷注的关联	57
3.3	超子横向极化转移 D_{TT} 的抽取	61
3.3.1	利用衰变产物分布不对称抽取 D_{TT}	61
3.3.2	Cross-Ratio 方法抽取 D_{TT}	65
3.3.3	K_S^0 对测量方法的检验	71
3.3.4	不同碎裂部分子方向代替方案的对比	72
3.3.5	相对亮度方法抽取 D_{TT}	73
3.4	小结	75
第四章 Monte Carlo 模拟数据和 D_{TT} 理论模型计算		77
4.1	Monte Carlo 模拟数据的产生	77
4.1.1	事例产生器和参数设置	77
4.1.2	探测器响应模拟	78
4.2	模拟数据与实验数据的一致性检验	81
4.2.1	模拟样本中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例的筛选	81
4.2.2	物理量分布对比	81
4.2.3	实验数据和模拟数据中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额	83
4.3	D_{TT} 理论模型计算	90
4.4	小结	91
第五章 系统误差分析		93
5.1	弱衰变常数引入的系统误差	93
5.2	束流极化度引入的系统误差	93
5.3	相对亮度估计引入的系统误差	93
5.4	事例堆积效应引入的系统误差	93
5.5	背景事例比例估计方法引入的系统误差	96

5.6	触发条件引入的系统误差	97
5.6.1	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量分数 z 改变引起的系统误差	98
5.6.2	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 来源中硬散射子过程以及碎裂部分子味道的相对比例变化引入的系统误差	104
5.6.3	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 产生来源相对比例变化引入的系统误差	110
5.6.4	触发条件引入的系统误差对测量结果的影响	112
5.7	系统误差总和	113
5.8	小结	114
第六章	测量结果与展望	115
6.1	测量结果	115
6.2	讨论与展望	118
附录 A	相对亮度估计引入的系统误差	121
	参考文献	123
	攻读博士期间发表论文	135
	致 谢	137

Contents

Chinese Abstract	I
ABSTRACT	III
1 Introduction	1
1.1 Hardron Structure	1
1.1.1 Models of hadron structure	1
1.1.2 Spin structure of hadron	3
1.1.3 Parton distribution functions	5
1.2 Transverse polarization distributions	7
1.2.1 History of researching	7
1.2.2 Method of measurement in experiment	10
1.2.3 Status of theoretical study and measurement in experiment . .	12
1.3 Λ in study of spin effects	13
1.4 Transverse spin transfer to hyperons in proton-proton collisions	15
1.5 Thesis structure	17
2 Experiment Setup	19
2.1 Relativistic Heavy Ion Collider - RHIC	19
2.1.1 RHIC Accelerator	19
2.1.2 Polarized Proton Acceleration	19
2.1.3 Polarimeter	21
2.2 Solenoidal Tracker at RHIC (STAR)	23
2.2.1 Time Projection Chamber	24
2.2.2 Barrel Electromagnetic Calorimeter	26
2.2.3 Endcap Electromagnetic Calorimeter	27
2.2.4 Beam-Beam Counter	27
2.3 Brief Summary	28
3 Data Analysis of the Transverse Spin Transfer to Λ and $\bar{\Lambda}$ in Transversely Polarized pp Collisions	31
3.1 The Experimental Data Sample	31
3.1.1 Access to data sample	31
3.1.2 Run Quality Assurance	31

3.1.3	Trigger Setup	37
3.1.4	Beam Polarizations	44
3.1.5	Relative Luminosities	44
3.2	$\Lambda (\bar{\Lambda})$ Reconstruction and jet association	46
3.2.1	$p (\bar{p}), \pi^- (\pi^+)$ identification	46
3.2.2	$\Lambda (\bar{\Lambda})$ Reconstruction	48
3.2.3	Jet Reconstruction at STAR	55
3.2.4	$\Lambda (\bar{\Lambda})$ and Jet Association	57
3.2.5	K_S^0 Reconstruction and Jet Association	57
3.3	Extraction of Transverse Spin Transfer D_{TT}	61
3.3.1	Extraction of D_{TT} via asymmetry of decay product	61
3.3.2	D_{TT} Extraction by Cross-Ratio Method	65
3.3.3	Cross check of measurement method using K_S^0 sample	71
3.3.4	Comaparison by changing the substate for the fragmenting parton axis	72
3.3.5	Extraction of D_{TT} using relative luminosity method	73
3.4	Brief Summary	75
4	Monte Carlo simulation and model calculation of D_{TT}	77
4.1	Production of simulation events	77
4.1.1	Generator of simulation event and tunes	77
4.1.2	Simulation for detector responding	78
4.2.0	Simulation and Data Comparison	81
4.2.1	Filter for the Simulation Event including $\Lambda (\bar{\Lambda})$	81
4.2.2	Comparisons of physical variables	81
4.2.3	Yields of Λ and $\bar{\Lambda}$ in data and MC sample	83
4.3	Calculation of D_{TT} using theoretical model	90
4.4	Brief Summary	91
5	Systematic Uncertainty	93
5.1	Systematic uncertainty from the Weak Decay Parameter	93
5.2	Systematic uncertainty from Beam Polarizations	93
5.3	Systematic uncertainty from Raletive Luminosities	93
5.4	Systematic uncertainty from Pileup	93
5.5	Systematic uncertainty from residual background fraction estimation	96

5.6	Systematic uncertainty from the trigger bias	97
5.6.1	Systematic uncertainty from transverse momentum fraction of $\Lambda(\bar{\Lambda})$ over its associated jet	98
5.6.2	Systematic uncertainty from the relative fractions shift of the subprocess & the flavor of the fragmenting parton	104
5.6.3	Systematic uncertainty from the relative fractions shift of the $\Lambda(\bar{\Lambda})$ producing source	110
5.6.4	Total systematic uncertainty from trigger bias	112
5.7	Total Systematic Uncertainty	113
5.8	Brief Summary	114
6	Results and outlook	115
6.1	Results	115
6.2	Discussion and outlook	118
	Publications	135
	Acknowledgement	137

插图目录

图 1.1	组份夸克模型中基态强子的八重态和十重态 [3]。	1
图 1.2	DIS 物理作用过程示意图。	2
图 1.3	DIS 实验中质子结构函数 $F_2(x, Q)$ 的测量结果 [12]。	4
图 1.4	纵向极化部分子分布函数和横向极化部分子分布函数对应的极化状态示意图。	5
图 1.5	NNPDF3.0 整体参数化给出的 $xf(x)$ 分布, (a) $\mu^2 = 10\text{GeV}^2$ 和 (b) $\mu^2 = 10^4\text{GeV}^2$, 带宽表示了对应 68% 置信区间的误差范围 [12]。	7
图 1.6	纵向极化部分子分布函数的整体参数化结果和实验数据点的比较 [12]。	8
图 1.7	DSSV2008 整体参数化给出的质子中纵向极化部分子分布函数 [31, 32], 实线代表最优拟合结果, 网状和绿色条带分别代表使用 Lagrange multiplier [39] 和 Hessian [40] 误差估计方法时得到的误差。	9
图 1.8	补充 2009 年 STAR 喷注测量结果后, STAR 涵盖的 x 区间内 DSSV 对 Δg 均值与过往结果的对比。DSSV 代表 2008 年 [31, 32] 的拟合值, DSSV* 为未包含 2009 年 STAR 测量时更新的拟合结果, NEW FIT 为加入 2009 年 STAR 测量数据后新的拟合结果。	10
图 1.9	横向极化时, 极化的碎裂部分子自旋方向与入射部分子自旋方向的关系 [51]。	11
图 1.10	利用 SIDIS 实验数据抽取的 (a) $\Delta_T f(x)$ 和 (b) $H_1^\perp(z)$, 在 $Q^2 = 2.41\text{GeV}^2$ 时的分布。图中蓝色和红色线分别对用 2008 年 [63] 和 2013 年 [64] 的拟合结果, 灰色条带代表 2013 年拟合误差。上下半图分别对应 u 和 d 味道夸克的分布函数。	12
图 1.11	文献 [65] 给出的不同能标下 $\Delta_T f(x)$ 的整体参数化结果。	13
图 1.12	从 SIDIS 和质子质子对撞末态双强子自旋不对称测量中, transversity 的整体参数化结果, 对应能标 $Q^2 = 2.4\text{GeV}^2$ 。蓝色实线为 Soffer bounds [69], 实线的深色条带表示使用不同胶子碎裂函数假设时的参数化分布。(a) 图表示 u 价夸克, 浅色条带显示了早期的拟合结果, (b) 图为 d 价夸克的分布, 竖线范围显示的是假设胶子的横向碎裂函数为零时的拟合结果 [68]。	14

图 1.13	$\cos \theta^*$ 示意图。	14
图 1.14	$p + Be \rightarrow \Lambda^0 + X$ 过程中, 前向快度区 Λ 超子沿产生面法线的横向极化随横动量的分布 [43]。	15
图 1.15	200 GeV 横向极化质子质子打靶, 产生面法线方向上的超子横向极化转移 D_{NN} 随 (a) p_T 和 (b) x_F 的分布 [77]。图中仅显示了统计误差。	17
图 2.1	RHIC 加速器系统示意图	20
图 2.2	proton-Carbon 极化测量仪结构示意图	22
图 2.3	H-jet 极化测量仪结构示意图	22
图 2.4	STAR 探测器示意图。	24
图 2.5	TPC 示意图。	25
图 2.6	TPC 端盖读出示意图。	25
图 2.7	BEMC 轮廓和 tower 模组结构	26
图 2.8	EEMC 结构示意图	27
图 2.9	BBC 在 STAR 探测器上的安装位置示意图。	28
图 2.10	BBC 在 STAR 探测器上的安装位置示意图。	28
图 3.1	主碰撞顶点相关变量随 run 的分布。	33
图 3.2	BBC 和 ZDC 双侧符合率平均值随 run 的分布。	34
图 3.3	平均每个事例中重建出的径迹条数随 run 的分布。	35
图 3.4	primary track 拟合质量相关参数随 run 的分布。	36
图 3.5	primary track p_T 、 η 和 ϕ 的平均值随 run 的分布。	38
图 3.6	primary track 到主碰撞顶点最近距离的平均值随 run 的分布。	39
图 3.7	global track 各观测量平均值随 run 的分布。	39
图 3.8	global track 的 p_T 、 η 和 ϕ 平均值随 run 的分布。	40
图 3.9	lobal 径迹到主碰撞顶点最近距离的平均值随 run 的分布。	41
图 3.10	global track 单位距离电磁能损 dE/dx 的平均值随 run 的分布。	41
图 3.11	四个喷注触发条件样本的主碰撞顶点 z 分量分布	43
图 3.12	合并的喷注触发样本中事例的主碰撞顶点 z 分量分布	44
图 3.13	2012 年超子横向极化转移分析中使用的相对亮度	46
图 3.14	p 、 \bar{p} 和 π^\pm 的候选者径迹拟合时用到的 hit 数目的分布。	47
图 3.15	合并的触发数据样本中 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 候选者衰变产生的质子候选者的 $N(\sigma^p)$ 和 π^- 介子候选者的 $N(\sigma^\pi)$ 分布。	48

图 3.16	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 衰变的拓扑结构。	49
图 3.17	合并的喷注触发样本中, 重建出的 $p\pi^-$ 对的初始不变质量分布。	50
图 3.18	合并的喷注触发样本中, 重建出的 $\bar{p}\pi^+$ 对的初始不变质量分布。	50
图 3.19	合并的喷注触发样本中, 重建出的全部 Λ 的不变质量分布。	52
图 3.20	合并的喷注触发样本中, 重建出的全部 $\bar{\Lambda}$ 的不变质量分布。	52
图 3.21	横向极化转移分析数据样本中重建喷注的主要物理观测量分布。	56
图 3.22	喷注事例中 Λ 超子与最近的喷注之间的 ΔR 分布, 红色竖线为喷注与强子关联的 ΔR 上限。	58
图 3.23	喷注事例中 $\bar{\Lambda}$ 超子与最近的喷注之间的 ΔR 分布, 红色竖线为喷注与强子关联的 ΔR 上限。	58
图 3.24	喷注近端不同 p_T 区间的 Λ 不变质量分布。	59
图 3.25	合并的喷注触发样本中, 喷注近端不同 p_T 区间的 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。	59
图 3.26	喷注近端不同横动量区间的 K_S^0 不变质量分布。	60
图 3.27	数据样本中 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子 $\cos\theta^*$ 与不变质量谱的二维分布。	62
图 3.28	JP1 样本中, BLUE 束流作为极化束流时前向赭快度区间中 Λ 粒子 $\cos\theta^*$ 分布, 每组四幅图分别对应四种碰撞束团的极化状态。	63
图 3.29	相对亮度随 run 的分布, 其平均值为每幅图右上角的 p_0 。	67
图 3.30	JP1 触发数据样本中, 以 BLUE 束流为极化束流时, 横动量 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$, 赭快度 $0 < \eta < 1.2$ 的单束流极化时的产额随 $\cos\theta^*$ 的分布。	68
图 3.31	JP1 样本信号质量区间中 Λ (左) 和 $\bar{\Lambda}$ (右) D_{TT}^{raw} 随 $\cos\theta^*$ 分布。分布对应横动量 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$, BLUE 束流作为极化束流的抽取结果, 实心圆点为 $0 < \eta < 1.2$ 的超子事例, 空心圆点为 $-1.2 < \eta < 0$ 。	69
图 3.32	各个触发样本 D_{TT} 的抽取结果比较。	70
图 3.33	合并的数据样本中 (a) Λ , (b) $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 随 $\cos\theta^*$ 分布, 相应 (c) K_S^0 的 δ_{TT} 随 $\cos\theta^*$ 分布。	71
图 3.34	喷注触发样本合并后抽取到的 D_{TT} 。	72
图 3.35	JP1 样本中以超子和喷注轴代替部分子碎裂方向所抽取的 D_{TT} 随 p_T 分布对比	73

图 3.36	相对亮度方法抽取的 D_{TT} 随 $\cos \theta^*$ 的分布	74
图 3.37	相对亮度方法和 Cross-Ratio 方法抽取的 D_{TT} 对比。	74
图 4.1	模拟样本各个超子横动量区间中, 质子质子对撞事例的 hard_{pT} 分布, 左侧为产生的 MC 事例的原始分布, 右侧为按照最小的 hard_{pT} 区间的亮度归一之后的模拟数据分布, 其中 ZeroBias 为无偏差事例分布, 其余各散点分别对应对归一后的数据应用不同触发条件后的事例分布。	79
图 4.2	模拟样本各个超子横动量区间中, 质子质子对撞事例的 hard_{pT} 分布, 左侧为产生的 MC 事例的原始分布, 右侧为按照最小的 hard_{pT} 区间的亮度归一之后的模拟数据分布, 其中 ZeroBias 为无偏差事例分布, 其余各散点分别对应对归一后的数据应用不同触发条件后的事例分布。	80
图 4.3	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 不变质量分布的对比。	83
图 4.4	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 的 p_T 分布的对比。	84
图 4.5	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 的 η 分布的对比。	84
图 4.6	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 方位角 ϕ 分布的对比。	85
图 4.7	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 衰变产生的质子的 p_T 分布的对比。	85
图 4.8	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 衰变产生的质子的 η 分布的对比。	86
图 4.9	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 衰变产生的质子的 ϕ 分布的对比。	86
图 4.10	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟数据中 Λ 衰变产生的 π^- 的 p_T 分布对比。	87
图 4.11	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟数据中 Λ 衰变产生的 π^- 的 η 分布对比。	87
图 4.12	JP1 触发条件下, 实验数据和模拟数据中 Λ 衰变产生的 π^- 的 ϕ 分布对比。	88
图 4.13	数据和模拟样本中不同情况下 $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 的产额比。	89
图 4.14	SU(6) 图像下, 模型计算所得 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的 D_{TT} 数值随横动量的分布。	91

图 5.1	合并的触发样本中，以对撞事例极化状态分类的平均每个对撞事例中 Λ 超子产额随 BBCrate 的分布。Y (B) 表示束团来自 YELLOW (BLUE) 束流，箭头方向代表束团的极化方向。图中红线为线性函数的拟合结果，绿色为常数拟合结果即平均值，绿线并没有显示在图中。	94
图 5.2	合并的触发样本中，以对撞事例极化状态分类的平均每个对撞事例中 $\bar{\Lambda}$ 超子产额随 BBCrate 的分布。Y (B) 表示束团来自 YELLOW (BLUE) 束流，箭头方向代表束团的极化方向。图中红线为线性函数的拟合结果，绿色为常数拟合结果即平均值，绿线并没有显示在图中。	95
图 5.3	不同横动量区间内 Λ 的动量分数 z 分布，不同颜色代表应用不同的触发条件，图例后的数值为对应分布的平均值。	99
图 5.4	不同横动量区间内 $\bar{\Lambda}$ 的动量分数 z 分布，不同颜色代表应用不同的触发条件，图例后的数值为对应分布的平均值。	100
图 5.5	$0 < \eta < 1.2$ 区间中，各个横动量区间的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 模型计算所得 D_{TT} 数值随 z 分布。	102
图 5.6	$-1.2 < \eta < 0$ 区间中，各个横动量区间的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 模型计算所得 D_{TT} 数值随 z 分布。	103
图 5.7	Λ 超子来源中不同硬散射子过程的比例。	105
图 5.8	$\bar{\Lambda}$ 超子来源中不同硬散射子过程的比例。	106
图 5.9	MC 样本中，不同硬散射子过程对超子产额的贡献随触发条件和超子横动量的变化。	107
图 5.10	Λ 超子来源中，不同味道碎裂部分所占比例。	108
图 5.11	$\bar{\Lambda}$ 超子来源中，不同味道碎裂部分所占比例。	109
图 5.12	MC 样本中，不同味道碎裂部分在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子产额中所占比例随触发条件和超子横动量的变化。	110
图 5.13	MC 样本中，喷注锥角内 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子各种产生来源的相对比例。	110
图 5.14	由于 z 偏移带来的系统误差。	112
图 5.15	由于硬散射子过程组份和碎裂部分味道分布变化带来的系统误差。	112
图 5.16	直生和其他粒子衰变产生在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 来源中相对比例变化带来的系统误差。	113
图 6.1	合并的触发数据样本中， D_{TT} 抽取结果随 Λ ($\bar{\Lambda}$) 横动量 p_T 的变化。	116

图 6.2	合并喷注触发样本所得 D_{TT}^{Λ} 和 $D_{\text{TT}}^{\bar{\Lambda}}$ 的常数拟合结果。	117
图 6.3	横向极化质子质子对撞中, 横动量 $p_{\text{T}} > 8 \text{ GeV}/c$ 的 $\bar{\Lambda}$ 极化度 $P_{\bar{\Lambda}}$ 的 η 的依赖 [85]。	118
图 6.4	$\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ 横向极化质子质子对撞中, 横动量 $p_{\text{T}} > 13 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 横向极化转移 D_{NN}^{Λ} 的 η 依赖 [54]。	119
图 A.1	各个 run 中, 相对亮度估计值的统计误差分布。	121
图 A.2	相对亮度的关联性	122

表格目录

表 3.1	喷注区块触发的阈值	42
表 3.2	事例多重触发比例	43
表 3.3	2012 年 STAR 横向极化对撞的极化状态组合	45
表 3.4	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建主要挑选判据 (较宽松组)	51
表 3.5	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建主要挑选判据 (较严格组)	51
表 3.6	不同挑选判据下的 D_{TT} 统计误差的估计值。	54
表 3.7	合并的喷注触发样本中, 喷注近端 ($\Delta R < 0.6$) 不变质量谱信号区间的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 事例数和背景事例比例。	60
表 3.8	不同触发样本所得结果之间的 χ^2/ndf 检验。	69
表 4.1	模拟样本中各个触发条件下重建出的 Λ (上) 和 $\bar{\Lambda}$ (下) 事例信息汇总。	82
表 4.2	SU(6) 图像下, 不同味道夸克对八重态超子自旋的贡献 ΔU 、 ΔD 和 ΔS 分别对应 u 、 d 和 s 夸克。	90
表 4.3	其他超子衰变产生 Λ 时极化转移的系数。	91
表 5.1	各个束团极化状态中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 样本对应的事例堆积效应系数 μ^k 。	96
表 5.2	Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 测量中, 事例堆积效应引起的系统误差。	97
表 5.3	合并的喷注触发样本中, 由背景事例比例估计引入的系统误差。	98
表 5.4	由喷注触发条件造成的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 动量分数 z 偏移引入的系统误差。	101
表 5.5	由硬散射子过程和碎裂部分子味道组合比例变化引起的 D_{TT} 测量的系统误差。	107
表 5.6	由触发条件引起的, $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子各种产生来源的相对比例变化造成的系统误差。	111
表 5.7	D_{TT} 测量结果的系统误差总和。	114
表 6.1	D_{TT} 测量结果。	117
表 A.1	Correlation factor for relative luminosities	122

摘要

自旋作为微观粒子的内禀属性之一，是研究强相互作用的重要途径。其中，核子的自旋结构是强相互作用研究的热门领域之一。在部分子模型中，核子自旋结构根据不同的极化状态分别由纵向极化的部分子分布函数和横向极化的部分子分布函数描述。经过几十年的研究，对纵向极化的部分子分布函数的认识已经比较深入，价夸克的测量已经比较精确，海夸克部分也已经积累了大量实验测量数据并得到了相对清晰的图像，同时对胶子部分的贡献也正在积极的进行测量。

横向极化部分子分布函数的相关理论研究和实验测量开始相对较晚。这主要是因为其奇手征性，导致了它必须在手征反转的过程中才能被观测到。在这类反应过程中，通常要求有强子产生。这时，横向极化效应是分布函数和碎裂函数耦合在一起的结果。人们在横向极化的半单举深度非弹散射中 (SIDIS) 强子产生过程和质子质子对撞过程中的测量末态的自旋不对称，来研究横向极化部分子分布函数。利用 e^+e^- 湮灭过程独立测量碎裂函数，使用参数化模型从上述测量中来同时抽取横向极化的部分子分布函数 $\Delta_T f$ 和碎裂函数。这就是我们所说的整体参数化 (Global Analysis)。目前，我们已经得到了价夸克 u 、 d 横向极化分布函数的初步结果，但海夸克，尤其是奇异海夸克，对质子横向极化的贡献尚未有明确的限制。横向极化的质子质子对撞中 Λ 超子横向极化转移的测量，是研究奇异海夸克横向极化分布函数和横向极化碎裂函数的有效途径之一。

RHIC 相对论重离子对撞机，是世界上第一台也是当今唯一一台运行高能极化质子质子对撞的对撞机，为研究核子自旋结构提供了有力条件。在 RHIC 上，已经有许多极化相关的测量。例如，利用 W 玻色子的纵向自旋不对称测量质子中海夸克的纵向自旋贡献，以及通过喷注双自旋不对称测量胶子的自旋贡献等。本文中，我们使用 2012 年 RHIC-STAR 探测器获取的 $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ 横向极化质子质子对撞数据，完成了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子沿碎裂部分子极化方向的横向极化转移 D_{TT} 的首次测量。

本次横向极化转移的测量使用的是喷注触发数据样本，以提高发生大横动量转移事例的采集效率。获得符合触发条件的数据样本后，我们首先检验了实验数据质量，剔除了存在问题的数据。之后，我们利用宇称破坏的弱衰变道 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 和 $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ 重建了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子。分析中还重建了部分子碎裂产生的喷注，用于确定碎裂部分子的极化方向。进而，再通过 Λ ($\bar{\Lambda}$) 和喷注的关联，确定了每个超子事例的极化方向。在超子横向极化转移 D_{TT} 的抽取中，我们发展并使用了 Cross-Ratio 方法，成功地同时消除了探测器接收度和相对亮度对 D_{TT} 抽取的影响，消除由它们两者引入的系统误差。我们利用多种途径对测量方法进行了

交叉检验，并得到良好的对比结果。我们使用 PYTHIA 和 GEANT 产生了蒙特卡洛模拟样本，用于检验和理解数据样本中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的重建过程，并结合理论模型估计了触发条件引入的系统误差。对于由触发条件引入的系统误差，我们结合模拟样本和理论模型计算进行了深入的讨论和研究。其中，首次详细地研究了 feed-down 中各种组份变化对最终结果可能带来的影响。分析中也详细研究和讨论了测量中可能引入的其他系统误差，包括事例堆积效应和背景比例的估计等。

横向极化的超子样本的横动量区间覆盖 $1 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ ，赝快度范围为 $-1.2 < \eta < 1.2$ 。测量得到了超子横向极化转移 D_{TT} 随 p_T 的分布。我们的测量结果在最高横动量 $\langle p_T \rangle = 6.7 \text{ GeV}/c$ ，赝快度平均值 $\langle \eta \rangle = 0.5$ 时， Λ 超子的横向极化转移 $D_{\text{TT}}^{\Lambda} = 0.031 \pm 0.033 (\text{stat.}) \pm 0.008 (\text{syst.})$ ，相应的 $\bar{\Lambda}$ 超子的横向极化转移 $D_{\text{TT}}^{\bar{\Lambda}} = -0.034 \pm 0.040 (\text{stat.}) \pm 0.009 (\text{syst.})$ 。这是首次在横向极化质子质子对撞中对超子横向极化转移 D_{TT} 进行测量，也是目前超子横向极化转移测量中使用的最大样本。我们的结果显示，目前的测量误差在大 p_T 区间仍是统计误差为主导，在误差范围内没能观察到非零的极化转移。我们比较了理论模型的数值计算结果与测量结果，两者在误差范围内一致。同时也观察到随着 p_T 增大， Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的横向极化转移表现出增大的趋势，这也和理论的预期一致。STAR 实验在 2015 年和 2017 年获取了更大统计量的极化质子质子对撞数据样本，预计可以进一步提高测量精度。

关键词: 核子自旋结构，奇异海夸克，横向极化，部分子分布函数，RHIC 相对论重离子对撞机，STAR 实验， Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子，横向极化转移

ABSTRACT

Spin is one of the intrinsic property for microscopic particles and it is an important way to study the strong interaction. In the study of the strong interaction, the spin structure of the nucleon is one of the most popular fields. In the parton model, spin structures of the nucleon with longitudinal and transverse polarizations are described by the helicity distribution and the transversity distribution, correspondingly. We have got rich knowledge about the helicity distribution after decades of study. The measurements of the helicity distributions for the value quarks with flavors u and d are already precise, relatively. The pictures of sea quarks are also obtained based on the accumulation of experimental data. The contribution from the gluon has been researching positively and the preliminary fitting results via the global analysis.

The study of the transversity distribution began later than the helicity distribution due to its chiral-odd nature. This nature makes the transversity distribution can only be observed in processes with chirality flipped. Hadron production is usually required in these kinds of process, which means the effect of transverse polarization is determined both of the transversity distribution and the transversely polarized fragmentation function. The transverse polarization effect is studied via the spin asymmetry measurement in SIDIS and hadron-hadron collisions. The transversity distribution and the fragmentation function can be extracted simultaneously from SIDIS and hadron-hadron collisions data, together with the fragmentation function measured in e^+e^- annihilation. This is so-called global analysis. So far, the transversity distributions of value quarks with flavors u and d are obtained initially. For sea quarks, especially the strange quark, there is no constraint, yet. We expect the measurement of the transverse spin transfer, D_{TT} , to Λ and $\bar{\Lambda}$ in transversely polarized proton-proton collisions can provide the information of the transversity distribution and the transversely polarized fragmentation function of the strange sea quark.

The Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC, is the first and only collider running the polarized proton-proton collisions. It provides possibilities to study the spin structure of the nucleon. A number of measurements on the spin effect have been made based on RHIC, such as the study on the spin of sea quarks via the measurement of W boson double spin asymmetry and the researching on gluon spin via the jet double spin asymmetry. In this thesis, we report the first measurement of the transverse spin transfer, D_{TT} to Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons in transversely polarized proton-proton collisions with $\sqrt{s} = 200$ GeV taken with the STAR detectors in 2012.

In our analysis, the jet-patch triggered data sample is selected in order to improve the sampling efficiency for events with high momenta transferred. Firstly, we introduce the quality assurance process of the data sample. Then Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons were reconstructed via their weak decay channels, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ and $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. We also reconstructed jets from the fragmenting parton in order to determine the polarization direction of the fragmenting parton. Thus the polarization direction in each of the Λ ($\bar{\Lambda}$) events was obtained via the correlation between hyperons and jets. We developed and applied Cross-Ratio method in the process of extracting D_{TT} and thus canceled the detector acceptance and the relative luminosity in the extraction. In this way, the systematic uncertainties from the relative luminosity and detector acceptance were canceled. We also used many ways to check the extraction method and obtained good agreement between them. The simulation data sample was generated with PYTHIA and GEANT in order to help us check and understand the reconstruction. The trigger bias was studied and discussed based on the simulation data sample together with the theoretical model calculation. The contribution from feed-down was firstly researched in spin transfer measurement. The systematic uncertainties in our measurement were also analyzed and discussed later, which mainly contain contributions from the pile-up effect and the estimation of the background fraction.

The hyperon sample covers transverse momenta p_{T} up to $8 \text{ GeV}/c$ and the pseudorapidity range $|\eta| < 1.2$. We measured the D_{TT} dependent on hyperon p_{T} . In the highest p_{T} bin, the results are found to be $D_{\text{TT}} = 0.031 \pm 0.033$ (stat.) ± 0.008 (syst.) for Λ and $D_{\text{TT}} = -0.034 \pm 0.040$ (stat.) ± 0.009 (syst.) for $\bar{\Lambda}$ with $\langle p_{\text{T}} \rangle = 6.7 \text{ GeV}/c$ and $\langle \eta \rangle = 0.5$. This is the first measurement of the transverse spin transfer to hyperons in transversely polarized proton-proton collisions. The data sample is the largest one in transverse spin transfer measurement. The statistical uncertainty is dominant in high p_{T} range and we don't find the non-zero D_{TT} within the current uncertainties. We also compared the measurement results and the theoretical model calculation and they are agreed with each other within the uncertainties. It is observed that D_{TT} is becoming larger with p_{T} . This conforms to the theoretical predictions. More data of transversely polarized proton-proton collisions were taken with the STAR detectors in the year 2015 and 2017. It is an opportunity to improve the precision of the transverse spin transfer measurement.

Key words: the spin structure of the nucleon, strange sea quark, transverse polarization, partonic distribution functions, RHIC, STAR experiment, Λ ($\bar{\Lambda}$) hyperons, transverse

spin transfer

第一章 引言

1.1 强子结构

1.1.1 强子结构模型的发展

随着文明的进步，人类探索物质世界的的能力飞速发展，对微观物质结构和变化规律的认知不断深入。从 J. J. Thomson 发现电子，到 Ernest Rutherford 通过散射实验发现原子的内部结构开始，再到发现原子核亦是由质子和中子组成，丰富多彩的亚原子物质世界的大门被打开了。时间进入 20 世纪 50 年代，高能加速器技术蓬勃发展，使得人们有能力探索这个刚刚展露一角的微观世界。在十数年间，大量的新粒子在加速器中产生出来并测量。这之中有像电子 (e) 一样，不参与强相互作用的自旋为 $\hbar/2$ 的费米子，如 μ 子、 τ 子，以及相对应的中微子等，它们被统称为轻子。也有类似于质子和中子，参与强相互作用的粒子，它们被统称为强子。与轻子不同，强子通常比轻子具有更大的质量和体积，并且也存在更多的种类。在实验上，强子也可以被“撞碎”，从而产生新的粒子。这表明众多的强子并不是基本粒子，而是具有内部结构的。一时间，纷繁复杂的强子使得科学家们迫切的想要找到可以统一描述它们的新理论。

通过对实验测量的总结归纳，Gell-Mann [1] 和 Zweig [2] 各自独立地在 1964 年提出了组份夸克模型，引入更小的夸克作为构成质子等强子的组成单位，并由胶子作为媒介联结起来。组份夸克模型基于味道自旋 SU(3) 对称性，成功地对当时发现的各种强子进行了分类，如图 1.1 所示，并估计了它们的不变质量和磁矩。在该模型中，质子被解构成由胶子将 uud 三个夸克联结而成的束缚态。组份夸

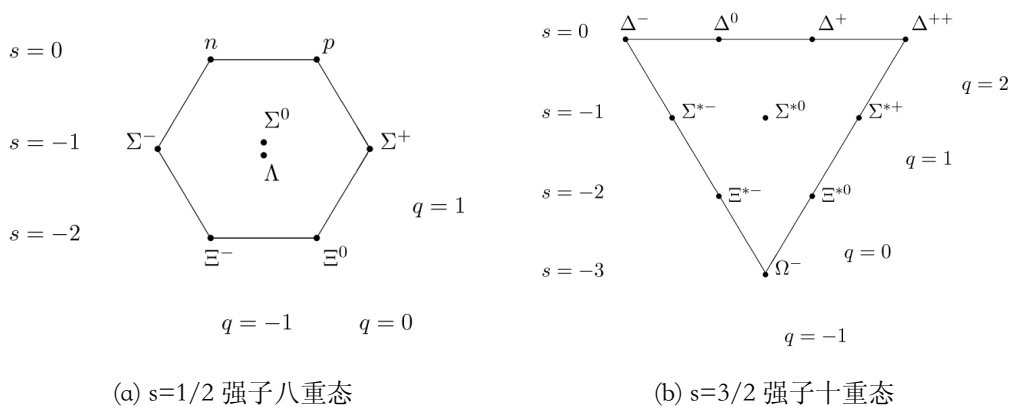


图 1.1: 组份夸克模型中基态强子的八重态和十重态 [3]。

克模型的成功，为更加系统深入地研究强子结构奠定了基础。

随着技术进一步发展，人们可以使用更高能量的轻子束流轰击强子，来以更高的精度探究强子的内部结构。其中的物理过程称为深度非弹性散射实验 (Deep Inelastic Scattering, DIS)，即使用高能的轻子（电子，缪子等）撞击强子（质子，中子等）然后记录末态产物。有关 DIS 实验的详细讨论在文献 [4] 中有很具体的描述，其物理作用过程如图 1.2 所示，

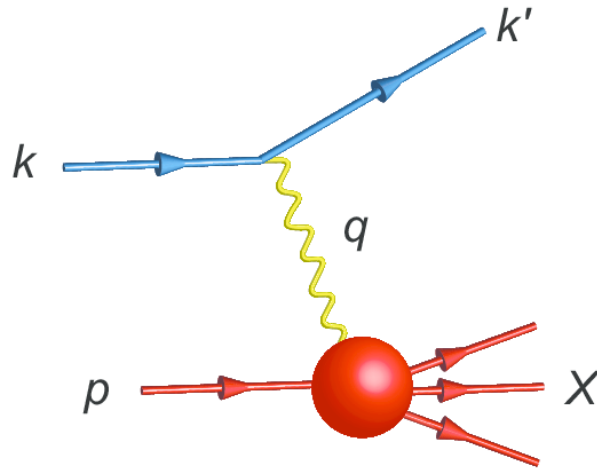


图 1.2: DIS 物理作用过程示意图。

在 DIS 过程中，电子与质子通过交换动量为 $Q^2 (= -q^2)$ 的虚光子发生相互作用，其散射截面可以写作

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}|_{lab} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1.1)$$

式中 Ω 为相空间参数， α 为精细结构常数， E (E') 是入 (出) 射的轻子能量， θ 为散射角， $\nu \equiv E - E'$ 是轻子散射前后的能量损失， $W_{1,2}(\nu, Q^2)$ 是质子的非弹散射结构函数，它依赖于 ν 和 Q^2 。在 $Q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$ ，即在无穷大动量坐标系中时，非弹性结构函数可以演化为只依赖一个参数， $x = Q^2/2M\nu$ ，即 Bjorken- x [5]。这时，结构函数可以写成

$$F_1(x) = MW_1(\nu, Q^2), \quad F_2(x) = MW_2(\nu, Q^2). \quad (1.2)$$

这种近似对 DIS 实验测量结果的描述是成功的 [6, 7]。通过 DIS 过程，人们成功探测到了质子内具有点状组份的结构，可谓是在高能对撞领域成功地扩展了卢瑟福散射实验。

随着对撞能量提高，人们逐渐意识到高速运动的强子的内部结构更加复杂，已经不能单纯的使用组份夸克模型描述，由此提出了部分子模型 [8, 9, 10]。在该模型中，质子由其内部的三类组份构成，分别是携带质子主要动量的三个价夸克 (uud)，被称为海夸克的若干正反夸克对，以及在夸克之间的胶子，它们统称为部分子。DIS 过程的截面在部分子模型中被表达成有效自由部分子与轻子的弹性散射截面的加权总和，进而将质子的非弹结构函数表达成

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad F_2(x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad (1.3)$$

式中 e_i 是味道为 i 的部分子的电荷， $f_i(x)$ 是部分子分布函数 (partonic distribution function, PDF)，定义为在强子中携带动量分数为 x 味道为 i 的部分子的数密度。 F_1 和 F_2 之间存在 $F_2(x) = 2xF_1(x)$ 关系，称为 Gallan-Gross 关系 [11]。经过多年的积累，实验上已经有了结构函数在许多实验上得到了测量，涵盖了广泛的动力学范围，如图 1.3 所示。

在部分子模型中，强子结构最终由分布函数描述，其相关的概念和研究将在之后的章节中介绍。

1.1.2 强子的自旋结构

在介绍部分子分布函数之前，我们有必要了解强子自旋的一些知识。自旋是基本粒子的内禀属性之一，由 George Uhlenbeck 和 Samuel Goudsmit 在 1925 年发现。自旋是原子尺度的系统的重要物理属性，诸如单一原子、质子、电子甚至是光子，都带有正半奇数 ($1/2$ 、 $3/2$ 等等) 或含零正整数 (0 、 1 、 2) 的自旋。对于像光子、电子、各种夸克等的基本粒子，理论和实验研究都已经发现它们所具有的自旋无法解释为它们所包含的更小单元围绕质心的自转所造成，而是相对论的必然效应。现在人们已经明确，自旋与质量、电量一样，被认为是基本粒子的内禀性质。对于像质子、中子等强子，自旋通常是指总的角动量，即亚原子粒子的自旋角动量和轨道角动量的总和。虽然在很久之前人们就发现了质子，但长久以来其自旋结构，即质子内部的各个组成部分如何共同构成了质子的自旋，却一直没有得到比较完满的解释。

在部分子模型下，核子的自旋有如下的求和规则 [13]:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g, \quad (1.4)$$

式中 $\Delta\Sigma/2$ 为所有夸克的自旋总和， ΔG 是由胶子提供的自旋， L_q 和 L_g 分别为夸克和胶子的自旋角动量。早期理论计算认为夸克携带了质子自旋的主要部分 [13, 14]，而通过在 DIS 过程中对 $\Delta\Sigma$ 的间接测量，发现并非如此。最为著名的是在 1988 年，EMC [15, 16] 实验组的测量结果， $\Delta\Sigma/2 = 0.120 \pm 0.094 \pm 0.138$,

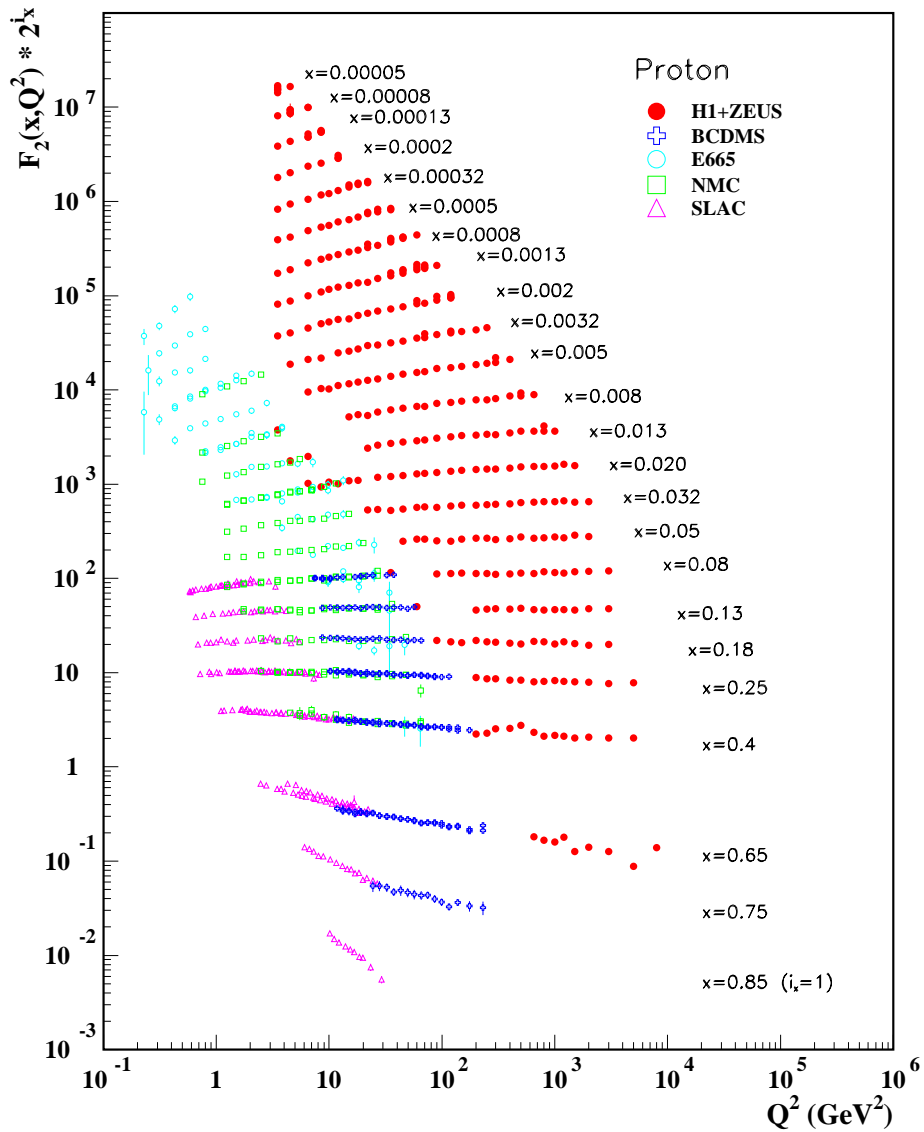


图 1.3: DIS 实验中质子结构函数 $F_2(x, Q)$ 的测量结果 [12]。

这表明由夸克反夸克贡献的自旋仅占到核子自旋 ($1/2$) 的 24%，而非普遍认为的夸克贡献了大部分质子的自旋。这引发了质子的“自旋危机”。以此为契机，人们开始对质子自旋结构的更加系统深入的探索。SLAC, CERN, DESY 等实验室分别独立的通过类似的实验对 $\Delta\Sigma$ 进行了测量，最终得到的世界平均值为 20% ~ 30% [17]。这充分说明式 1.4 的后三项是不可忽略的，让对质子自旋结构的定量研究进入到了新的阶段。

多年来，人们利用多种过程，在不同的实验中探测核子自旋中的各项贡献。胶子对质子自旋的贡献 ΔG ，可以通过 DIS 过程中重味夸克喷注产生过程 [17] 和强子强子对撞中直生光子的探测 [18] 中测量。在这方面 COMPASS [19], STAR [18] 等实验可以进行测量。

总体来讲，我们对核子的自旋结构已经具有了一定认识，但距离获得全面、清晰的图像还有一定距离。质子的自旋结构仍旧是粒子物理学中亟待解决的关键问题之一。

1.1.3 部分子分布函数

结合强子的自旋状态，在领头扭度且不考虑强子中部分子的横动量时，强子的结构由三种分布函数描述：非极化的部分子分布函数 $f(x)$ ；纵向极化的部分子分布函数 $\Delta f(x)$ ；以及横向极化的部分子分布函数 $\Delta_T f(x)$ 。

$f(x)$ 的意义十分清晰，即在强子中找到占其纵向动量分数为 x 的部分子的概率，无论强子的自旋取向如何。对于两个极化的部分子分布函数，我们结合图 1.4 来定义。当强子自旋方向与运动方向平行时，如图 1.4 中上半所示，强子的

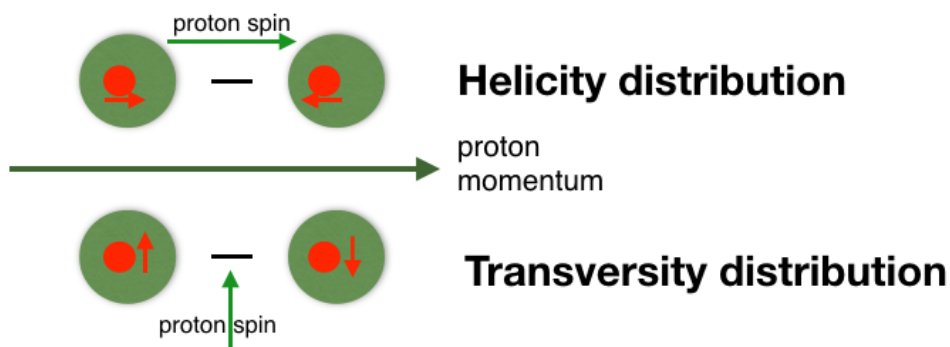


图 1.4: 纵向极化部分子分布函数和横向极化部分子分布函数对应的极化状态示意图。

自旋结构由纵向极化的部分子分布函数 $\Delta f(x)$ 描述。我们将粒子自旋在动量方向上的投影定义为螺旋度 (helicity)，这里使用记号 $+/-$ 分别代表螺旋度为正和

负，则纵向极化的部分子分布函数写作下式：

$$\Delta f(x) \equiv f_+(x) - f_-(x), \quad (1.5)$$

式中 $f_+(x)$ 和 $f_-(x)$ 分别表示部分子螺旋度为 $+$ 和 $-$ 时的数密度。通常，纵向极化的部分子分布函数也被称作螺旋度分布函数 (helicity distribution)。相应的，如图 1.4 中下半所示，当强子自旋方向与运动方向垂直时，强子的自旋结构由横向极化的部分子分布函数 $\Delta_T f(x)$ 描述，称作 transversity distribution。在定义了自旋的正方向后，使用记号 \uparrow / \downarrow 分别代表部分子的自旋方向向上下， $\Delta_T f(x)$ 写作：

$$\Delta_T f(x) \equiv f_{\uparrow}(x) - f_{\downarrow}(x), \quad (1.6)$$

式中 $f_{\uparrow}(x)$ 和 $f_{\downarrow}(x)$ 分别表示部分子自旋方向向上和下时的数密度。

长久以来，人们在理论上和实验上对 $f(x)$ 和 $\Delta f(x)$ 做了大量深入的研究，已经具有比较全面的认识 [20]，尤其是价夸克对质子自旋贡献的测量已经十分精确。而 $\Delta_T f(x)$ 的研究开展相对较晚，在下节中会专门来叙述。

部分子分布函数无法通过 pQCD 计算获得，目前主要利用参数化模型从实验测量数据中抽取，这就是我们所知的整体参数化 (global analysis)。 $f(x)$ 信息可以从 DIS 过程中测量得到。经过多年的实验积累，有许多整体参数化组，如 CTEQ [21], MSTW [22], NNPDF [23]，已经发布了整体参数化的部分子分布函数结果。图 1.5 显示的是 NNPDF 组公布的 Next-Next-to-Leading Order (NNLO) 非极化质子中的部分子分布函数，带宽表示误差。图中可以看到在不同的能标 (μ) 下，不同味道的夸克的分布函数变化趋势是类似的，但能标较小时的结果误差相对较大。在 $x \sim 0.1$ 时价夸克的相对份额达到峰值，这和组份夸克模型的预言是一致的。而在小 x 区间，海夸克和胶子的贡献显著增大。随着 x 减小，拟合的误差也随之增大，尤其体现在 s 夸克的函数分布上。这些说明，我们的实验测量和模型构造在较软的碰撞过程、小 x 的区间和海夸克这些问题上还有提升空间。

$\Delta f(x)$ 可以从纵向极化的 DIS 过程和质子质子对撞过程中，末态粒子关于质子极化方向的分布不对称中抽取。通过 DIS 过程进行测量的典型的实验包括 HERMES [24]、COMPASS [25] 和 JLab 等。STAR [26] 和 PHENIX [27] 实验利用 RHIC 的极化质子质子对撞数据也对 $\Delta f(x)$ 进行了测量。多个整体参数化小组利用实验数据获得了 $\Delta f(x)$ 的参数化模型拟合结果。图 1.6 所示的是多年来实验的数据点与整体参数化小组得出的部分子分布函数的情况。其中包括 NNPDF2014 [28, 29], AAC2008 [30], DSSV2008 [31, 32], LSS2010 [33] 小组在 $\mu^2 = 2.5\text{GeV}^2$ 的纵向极化分布函数曲线，以及 HERMES [34, 35], SMC [36], COMPASS [37, 38] 实验的测量结果。更加细致的，DSSV2008 [31, 32] 发布的包含 s 夸克和胶子的纵向极化部分子分布函数如图 1.7 所示。图中网状和绿色条带分别代

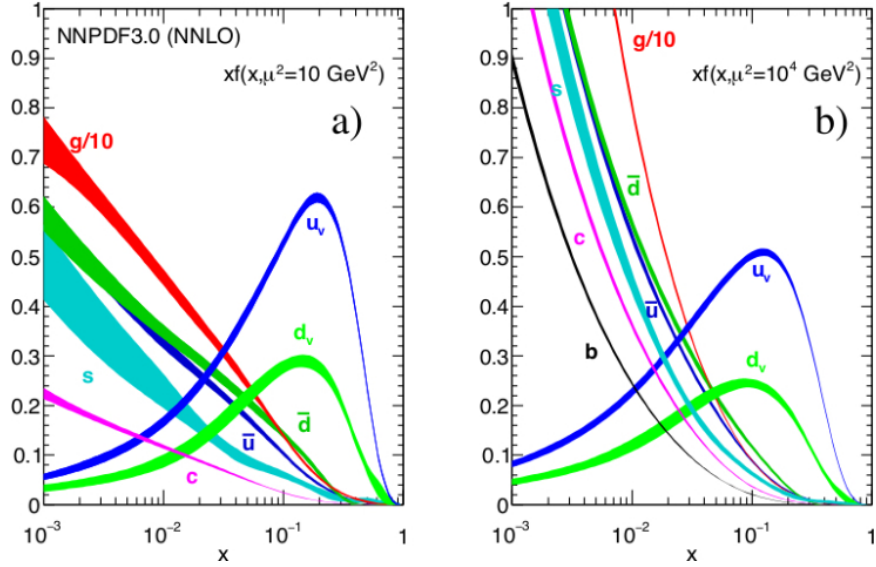


图 1.5: NNPDF3.0 整体参数化给出的 $xf(x)$ 分布, (a) $\mu^2 = 10\text{GeV}^2$ 和 (b) $\mu^2 = 10^4\text{GeV}^2$, 带宽表示了对应 68% 置信区间的误差范围 [12]。

表使用 Lagrange multiplier [39] 和 Hessian [40] 误差估计方法时得到的误差。可以看到, 我们对 $u + \bar{u}$ 和 $d + \bar{d}$ 的测量已经非常精确, 而海夸克的测量精度还有提升的空间。胶子纵向极化分布函数 Δg 实验数据仅来源于 RHIC 上极化的质子质子碰撞中末态的双自旋不对称测量, 受限于 2009 年前有限的测量数据, Δg 的误差虽然在使用不同估计方法时有所不同, 但整体上还是很大的。借助 2009 年的 STAR 实验上对喷注纵向双自旋不对称的测量 [41], Δg 的整体参数化的拟合结果有所变化, 精度也有明显提高, 如图 1.8 所示。

1.2 横向极化部分子分布函数

1.2.1 研究历史

领头扭度的横向极化的部分子分布函数 (transversity distribution), 记为 $\Delta_T f(x)$, 描述横向极化的质子中找到动量分数为 x 的部分子的概率。相较其他两个部分子分布函数, 我们对它还知之甚少。

历史上, 一种普遍的偏见认为所有横向极化效应在高能反应中会被压低 [42]。直至 1976 年, 在 300 GeV 的 $p + Be \rightarrow \Lambda + X$ 过程中, 观测到末态 Λ 超子具有明显的横向极化后 [43], 人们才广泛认识到横向自旋效应在高能反应中也是有可能观测到的。之后的模型计算显示, 至少在较低的能标 (Q^2) 时 $\Delta_T f(x)$ 与 $\Delta f(x)$

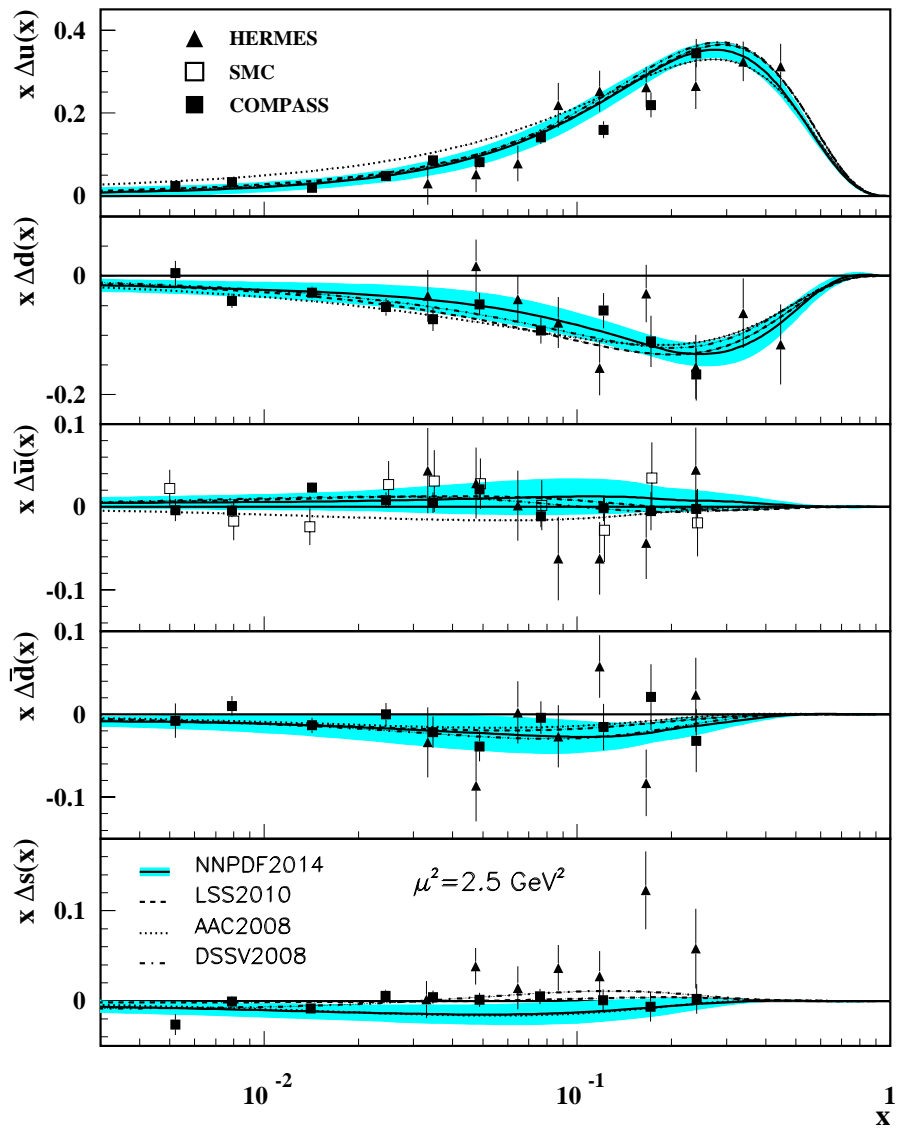


图 1.6: 纵向极化部分子分布函数的整体参数化结果和实验数据点的比较 [12]。

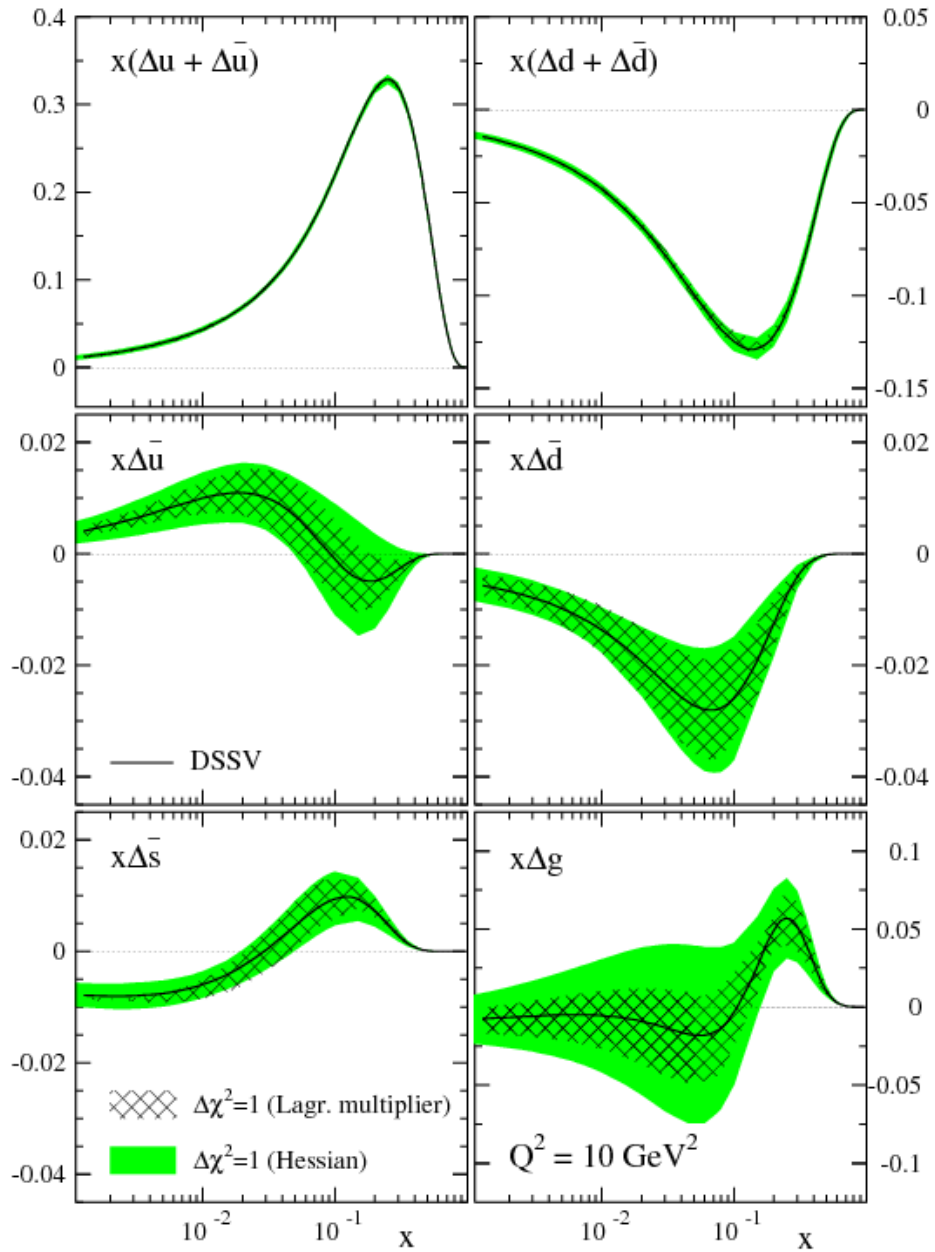


图 1.7: DSSV2008 整体参数化给出的质子中纵向极化部分子分布函数 [31, 32], 实线代表最优拟合结果, 网状和绿色条带分别代表使用 Lagrange multiplier [39] 和 Hessian [40] 误差估计方法时得到的误差。

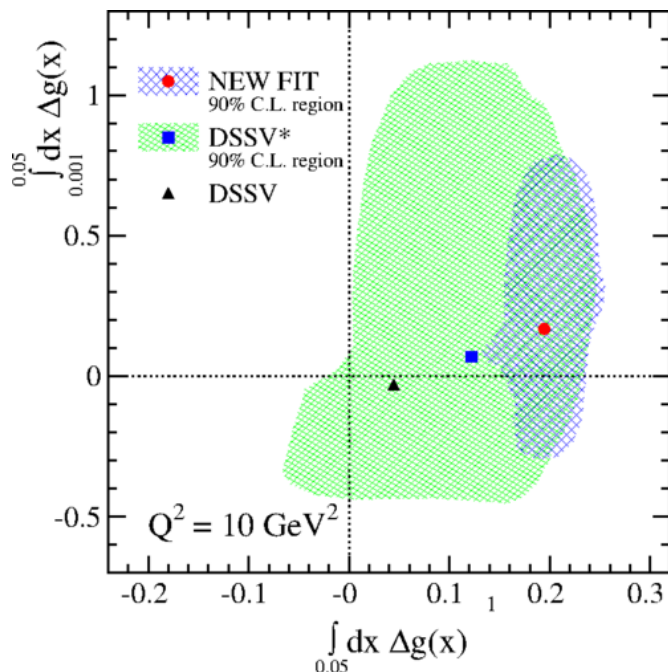


图 1.8: 补充 2009 年 STAR 喷注测量结果后, STAR 涵盖的 x 区间内 DSSV 对 Δg 均值与过往结果的对比。DSSV 代表 2008 年 [31, 32] 的拟合值, DSSV* 为未包含 2009 年 STAR 测量时更新的拟合结果, NEW FIT 为加入 2009 年 STAR 测量数据后新的拟合结果。

的大小是相当的, 并没有任何理由忽略高能反应中的横向极化效应。从此, 人们才开始比较系统地研究横向极化部分子分布函数。

Transversity 最先于 1979 年由 Ralston 和 Soper 在他们对 Drell-Yan 过程 [44] 的深入研究中引入 [45]。在 90 年代初, Artru 和 Mekhfi [46] 以及 Jaffe 和 Ji [47, 48] 两组分别独立地研究研究了 transversity 的 QCD 演化。随后, Jaffe 和 Ji 将 transversity 纳入到了他们建立的部分子分布函数的一般性框架中。与此同时, 横向极化的部分子分布函数在强子强子和轻强子对撞中测量的可行性研究也由 Cortes, *et al* 和 Ji 不断推进。至此, 对横向极化的部分子分布函数的研究框架基本形成, 从理论和实验测量两方面开始了比较系统的研究。

1.2.2 实验测量方法

除了对横向极化效应在高能反应中被压低的历史偏见, $\Delta_T f(x)$ 的奇手征性是人们没能更早的对其进行研究的另一个重要原因。 $\Delta_T f(x)$ 的奇手征性, 使得它不能像 $f(x)$ 、 $\Delta f(x)$ 一样, 在通常的单举 DIS 过程中测量, 而是只能在存在夸克螺旋度发生反转的过程中与另外一个奇手征的对象耦合在一起抽取 [49, 50]。Drell-Yan [44] 过程, 是测量 $\Delta_T f$ 的理想过程之一。该过程可能发生在双横向极

化的强子强子对撞中 [18], 但目前还没有测量结果发表。其他可能用来测量的过程包括, 强子强子对撞 (hadron-hadron collisions) 中强子的产生过程, 和初末态均有一个强子的半单举轻强子产生过程 (semi-inclusive lepton production)。并且 $\Delta_T f(x)$ 的测量需要这两类过程中的强子至少有一个是横向极化的。

在强子产生的过程中, 末态强子的极化效应是初态部分子的极化状态和末态极化碎裂部分子的强子化过程共同作用的结果。测量 $\Delta_T f$ 时, 极化碎裂部分子的强子化由横向极化的碎裂函数 (fragmentation functions) 描述。碎裂函数与分布函数是一种镜像关系, 它描述了给定某种极化状态的部分子碎裂形成携带其动量分数为 z 的强子的概率。碎裂产生的强子会继承碎裂部分子的极化状态, 而碎裂部分子的自旋方向与初态部分子的自旋方向相关。当初态部分子是纵向极化时, 碎裂部分子也是纵向极化的且螺旋度不变。当初态部分子是横向极化时, 碎裂部分子也是横向极化的, 且与部分子的动量相对关系不变。在横向极化的质子质子对撞反应中, 碎裂部分子的自旋方向由初态部分子的自旋方向沿产生面法线旋转获得, 旋转的角度为散射角 [51], 如图 1.9 所示。与分布函数相同, 碎

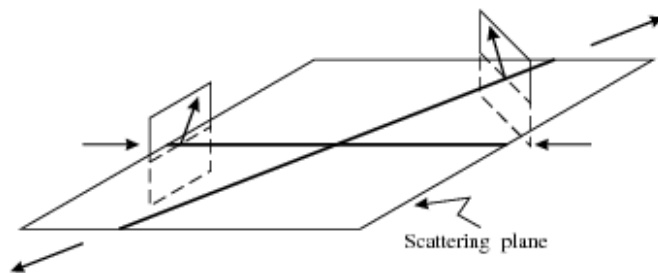


图 1.9: 横向极化时, 极化的碎裂部分子自旋方向与入射部分子自旋方向的关系 [51]。

裂函数也不能通过 pQCD 计算得到, 只能通过模型参数化, 但它们在不同的过程中也都应当是普适的。

在横向极化的 SIDIS 过程和高能横向极化的质子质子对撞中, 我们可以利用不同的末态产生过程来测量横向极化效应。测量末态非极化强子的自旋不对称来研究横向极化效应是目前使用较多的途径之一, 这种不对称效应通常称作 Collins effect, 其中的碎裂函数通常称作 Collins 函数, 记作 $H_1^\perp(z)$ 。Collins 函数描述的是横向极化的夸克碎裂产生携带其动量分数 z 的非极化的强子的概率 [52]; 另一种方法是通过测量同一个喷注中双强子的自旋不对称来研究横向极化效应。这里与 $\Delta_T f$ 耦合在一起的碎裂函数称作 Interference Fragmentation function, IFF, 通常记作 H_1^\perp [53]; 在末态 Λ 等超子的单举产生过程中, 超子的横向极化测量也能提供 $\Delta_T f$ 和碎裂函数的信息。这里的横向极化碎裂函数通常记作 $\Delta_T D_q^H(z)$, 用以描述横向极化的碎裂部分子 q 碎裂产生携带其动量分数 z 的超子 H 的概率 [54]。

碎裂函数可以在 e^+e^- 湮灭反应对应的末态产生过程中独立测量，这样联合 SIDIS 和质子质子对撞中的横向极化测量的结果就可以通过整体参数化同时抽取 $\Delta_T f$ 和相应的碎裂函数。

1.2.3 理论研究和实验测量现状

经过近 20 年来的理论研究和实验测量，我们利用整体参数化拟合实验数据的方法，得到了横向极化分布函数和横向极化碎裂函数的初步结果。

目前积累数据最多的是对横向极化的 SIDIS 和质子质子对撞反应中末态非极化单强子自旋不对称的测量。HERMES[55]、COMPASS[56, 57] 和 JLab HALL A[58] 都对 SIDIS 中末态强子自旋分布的不对称进行了测量，表现的是 $\Delta_T f$ 和 H_1^\perp 耦合在一起时横向极化效应。同时，在 e^+e^- 湮灭过程中，BaBar[59]、Belle[60, 61] 以及 BESIII[62] 实验对 H_1^\perp 进行了独立测量。

联合 HERMES [55]、COMPASS [56] 实验中末态强子对极化不对称测量和 Belle [60] 对 $\Delta_T D$ 独立测量的实验数据，文献 [63, 64] 给出了 $\Delta_T f$ 和 $\Delta_T D$ 整体参数化的拟合结果，如图 1.10 所示。

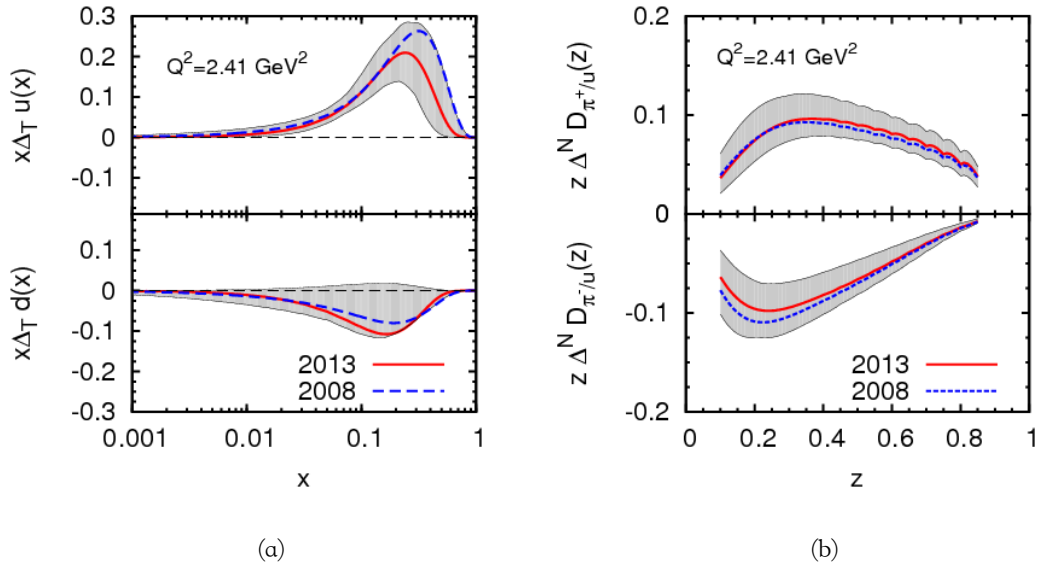


图 1.10: 利用 SIDIS 实验数据抽取的 (a) $\Delta_T f(x)$ 和 (b) $H_1^\perp(z)$ ，在 $Q^2 = 2.41 \text{ GeV}^2$ 时的分布。图中蓝色和红色线分别对用 2008 年 [63] 和 2013 年 [64] 的拟合结果，灰色条带代表 2013 年拟合误差。上下半图分别对应 u 和 d 味道夸克分布函数。

文献 [65] 给出了另一组 $\Delta_T f$ 整体参数化结果，如图 1.11 所示，该分析结果引入了 BaBar [59] 和 JLab HALL A [58] 的末态强子自旋不对称的测量数据。可以看

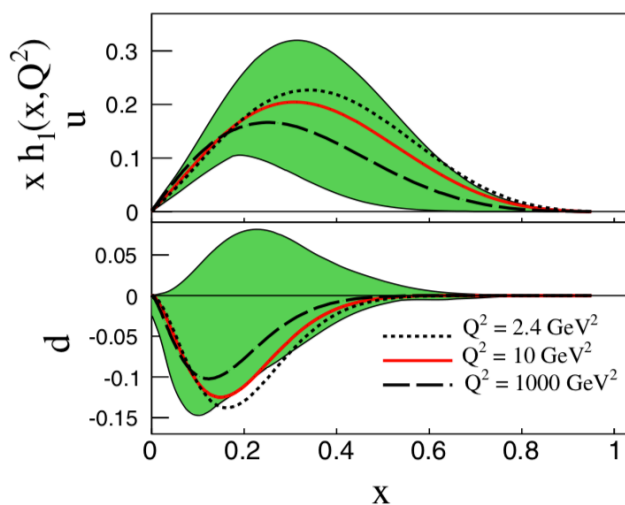


图 1.11: 文献 [65] 给出的不同能标下 $\Delta_T f(x)$ 的整体参数化结果。

到，这两组结果是基本一致的。

在前文中我们提到的另一种测量横向极化效应的方法是测量末态双强子自旋不对称。对此，HERMES[66] 和 COMPASS[56, 57] 实验均在横向极化的 SIDIS 实验中对末态双强子 ($\pi^+\pi^-$) 的方位角关联进行了测量，STAR 实验也首次在横向极化的质子质子对撞中测量了末态双强子 ($\pi^+\pi^-$) 的方位角关联 [67]。联合 Belle 实验在 e^+e^- 湮灭过程中末态双强子 ($\pi^+\pi^-$) 的方位角关联的测量数据 [61]，文献 [68] 首次利用该类测量数据抽取了 $\Delta_T f$ 和 H_1^{\perp} 。 $\Delta_T f$ 分布如图 1.12 所示（图中将 $\Delta_T f$ 记作 h_1 ，这也是理论研究中横向极化的部分子分布函数的常用记号之一）。

总体来讲，我们对横向极化的部分子分布函数的了解是很有限的。目前，我们仅得到了质子中 u 、 d 夸克的横向极化分布函数的初步参数化拟合结果，其测量精度还不及纵向极化的部分子分布函数，对其它味道的部分子的横向极化分布函数还没有的限制。以目前测量精度来讲，尚不能有效区分不同模型，即使在同一的模型中，迭代更新的拟合结果之间也有明显的不同。需要继续积累的实验数据积累和优化理论模型。

1.3 自旋效应研究中的 Λ 超子

Λ 和 Σ 等超子，记作 H ，其弱衰变过程中宇称破缺，它们的极化度可以从其质心系中衰变产物的末态角分布中抽取 [70]。根据文献 [70] 所述，超子 H 衰变的末态产物在超子的质心系中的角分布可以表示成：

$$dN \propto (1 + \alpha_H P_H \cos \theta^*) d \cos \theta^*, \quad (1.7)$$

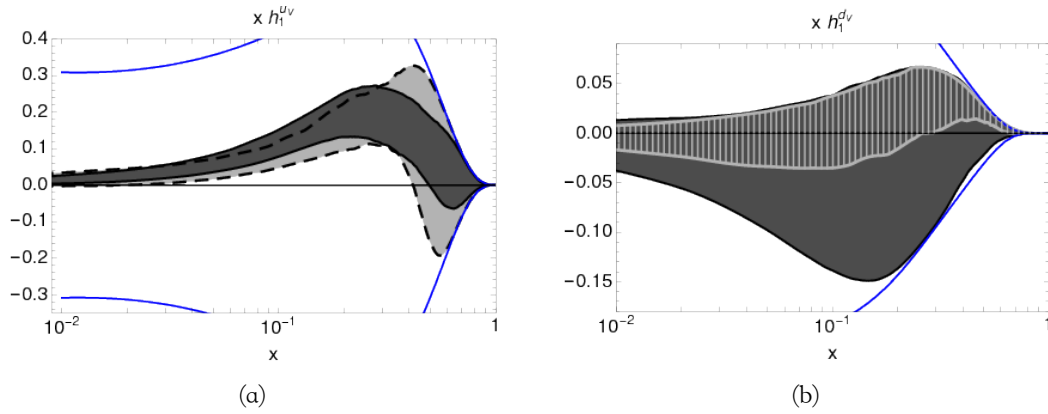


图 1.12: 从 SIDIS 和质子质子对撞末态双强子自旋不对称测量中, transversity 的整体参数化结果, 对应能标 $Q^2 = 2.4\text{GeV}^2$ 。蓝色实线为 Soffer bounds[69], 实线的深色条带表示使用不同胶子碎裂函数假设时的参数化分布。(a) 图表示 u 价夸克, 浅色条带显示了早期的拟合结果, (b) 图为 d 价夸克的分布, 竖线范围显示的是假设胶子的横向碎裂函数为零时的拟合结果 [68]。

式中 N 为超子的数目, α_H 为超子 H 的弱衰变常数, P_H 为超子的极化度, θ^* 是衰变产物在超子质心系中的动量方向与超子极化方向的夹角, 如图 1.13 所示。利

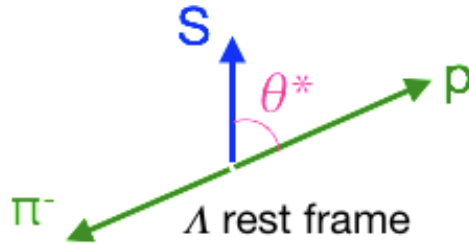


图 1.13: $\cos \theta^*$ 示意图。

用该性质, 以及内部包含奇异夸克的特点, 超子, 尤其是比较容易重建的 Λ 超子, 大量地应用在自旋相关的研究中, 并得到了许多具有重要意义测量结果。

前文中我们已有提及, 1976 年, 在 $p + Be \rightarrow \Lambda^0 + X$ 过程中, 测量到前向快速区 Λ 超子沿产生面法线方向显著的横向极化 [43], 如图 1.14 所示, 对长久以来理论认识形成了挑战, 对人们重新认识到高能反应中横向极化效应起到了关键作用。90 年代末, 在 e^+e^- 湮灭过程中, 观测到的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 纵向极化效应是 Z^0 衰变产生极化 s 和 \bar{s} 夸克有力证据 [71, 72]。 Λ 超子的纵向极化转移在不同类型的反应中有过许多测量 [73, 74, 75, 76], 为研究极化的部分子分布函数和极化的碎裂机制提供了重要信息。E704 实验组在横向极化的质子质子对撞中观测到末态

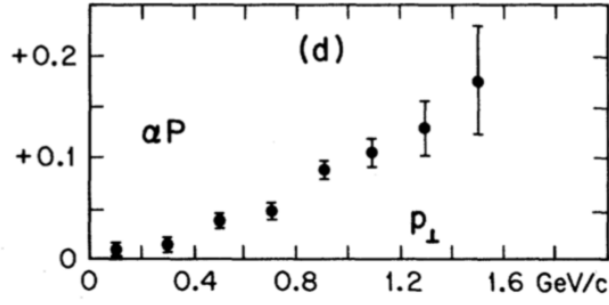


图 1.14: $p + Be \rightarrow \Lambda^0 + X$ 过程中, 前向快速区 Λ 超子沿产生面法线的横向极化随横动量的分布 [43]。

Λ 超子沿产生面法线方向显著的横向极化转移 [77], 是文献 [43] 中测量的延续和补充, 是研究横向极化效应的重要测量。近期 RHIC-STAR 在相对论重离子对撞中成功观测到了 Λ 超子的整体极化现象 [78], 证实了多年前理论家的预测 [79], 拓展了人们对极化产生机制的认识。

1.4 质子质子对撞中超子的横向极化转移

通过极化的强子强子对撞产生超子过程中极化转移的测量, 可以对相应的极化的部分子分布函数和碎裂函数进行研究。

一般的, 极化转移可以描述为超子 H 的自旋方向与初态质子自旋方向相同和相反时产生截面的不对称。对于纵向极化的情况, 定义为超子 H 的螺旋度与初态质子螺旋度相同和相反时产生截面的不对称。对于横向极化的情况, 质子质子对撞中单举超子 H 的产生过程中的横向极化转移 D^H 定义为:

$$D^H \equiv \frac{\sigma(p^\uparrow p \rightarrow H^\uparrow X) - \sigma(p^\uparrow p \rightarrow H^\downarrow X)}{\sigma(p^\uparrow p \rightarrow H^\uparrow X) + \sigma(p^\uparrow p \rightarrow H^\downarrow X)} = \frac{d\Delta_T \sigma^H}{d\sigma^H}, \quad (1.8)$$

式中, σ 为产生截面, \uparrow (\downarrow) 表示粒子的极化方向向上 (下), X 表示其他任意产物。在只考虑领头阶过程的情况下, 上述过程的产生截面可以因子化, 表示为部分子分布函数、硬散射子过程散射截面以及碎裂函数的卷积 [80, 81], 即:

$$\frac{d\Delta_T \sigma^H}{dp_T^H} \propto \sum_{abcd} \int dx_a dx_b dz_c \Delta_T f_a(x_a) f_b(x_b) \Delta_T \sigma^{(a_\perp b \rightarrow c_\perp d)} \Delta_T D_c^H(z_c), \quad (1.9)$$

式中 ab 、 cd 分别为入射和出射部分子, 其中 a 、 c 为横向极化, b 、 d 非极化, $\Delta_T D_c^H(z)$ 是部分子碎裂产生超子 H 的横向极化碎裂函数, $\Delta_T \sigma^{(a_\perp b \rightarrow c_\perp d)}$ 是硬散射子过程 $a_\perp b \rightarrow c_\perp d$ 横向极化的散射截面, 它可以通过 pQCD 计算得出。式中的求和遍历所有有贡献的领头阶部分子散射过程, 包括: $qq \rightarrow qq$, $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $\bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$, $qg \rightarrow qg$, $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}g$, $gg \rightarrow gg$, $q\bar{q} \rightarrow gg$, $gg \rightarrow q\bar{q}$ 。结合因子化公式

(1.9) 和极化转移的定义式 (1.8) 可以清楚地看到, 极化转移自然地将极化分布函数和碎裂函数联结在了一起, 可以用来研究极化分布函数和极化的碎裂过程。

在测量极化转移之前, 需要首先确定末态超子的自旋方向。对于纵向极化的情形比较容易, 超子的自旋方向平行或反平行于超子的动量方向, 其极化转移通常记作 D_{LL} 。STAR 合作组在 2009 年发表了对 D_{LL} 的首次测量 [76]。

相比纵向极化的情形, 横向极化时, 末态超子的自旋方向垂直于动量方向, 可以有不同的选择。根据末态超子极化方向的不同选择, 横向极化转移主要有以下定义方式 [54]: (a) 将极化方向选择在散射面内时的横向极化转移, 记作 D_{SS} 。(b) 将极化方向垂直于散射面时的横向极化转移, 记作 D_{NN} 。(c) 以极化的碎裂部分极化方向作为超子极化方向的横向极化转移, 记作 D_{TT} 。 D_{SS} 和 D_{NN} 两者在特定情况下是相等的, 这在文献 [54] 中已经证明。 D_{NN} , 表征初态和末态的粒子极化度同时投影在产生面法线方向后两者之间的比例, 虽然在测量上不同, 但与 D_{TT} 所反映的物理规律却是相同的。

文献 [77, 82, 83] 中测量了在不同能量下的 D_{NN} 。 D_{NN} 是在产生面法线方向上的末态 Λ 超子极化与初态质子极化之间的比例, 在测量过程中需要将初态质子的极化度在产生面法线方向上投影。在产生面法线方向上测量横向极化转移一定程度上是受到 Λ 超子在该方向上产生与初态极化无关的极化测量 [43] 的启发。在该方向上末态 Λ 超子的极化度可以写作:

$$P_{\Lambda} = P_0 + D_{NN}P'_{\text{beam}}, \quad (1.10)$$

式中 P_{Λ} 为末态 Λ 超子在产生面法线方向上的极化度, P'_{beam} 为初态束流极化度在产生面法线方向上的投影, P_0 为与初态极化无关的末态 Λ 超子的横向极化度。图 1.15 为 200 GeV 横向极化质子束流打靶实验中, D_{NN} 随超子 p_T 和 x_F 的分布。在较高 p_T 时, 可以比较明显的观察到较大的 D_{NN} 。

另一种横向极化转移的测量时将碎裂部分子的自旋方向用作末态超子的极化方向, 记作 D_{TT} [84]。该方向上的横向极化转移测量, 反应了全部初态极化向末态超子极化转移的比例。与初态极化无关的末态超子极化, 式 (1.10) 中的 P_0 在该方向上的平均值近似为零, 所以末态 Λ 超子在该方向上的极化度和束流极化度之间的关系可以写作

$$P_{\Lambda} = D_{TT}P_{\text{beam}}, \quad (1.11)$$

这里, P_{beam} 是全部的束流极化度。在第 1.2.2 节中, 我们已经简述了入射和碎裂部分子极化方向间的转化关系。在实验测量中, 我们并没有考虑部分子在质子中的横动量分布, 所以入射部分子的动量方向即为束流方向。碎裂部分子在实验中是不能直接探测到的, 通常使用重建的喷注来代替碎裂部分子的动量方向。

理论上, 人们利用不同的模型对极化的强子对撞中末态超子的横向极化进行

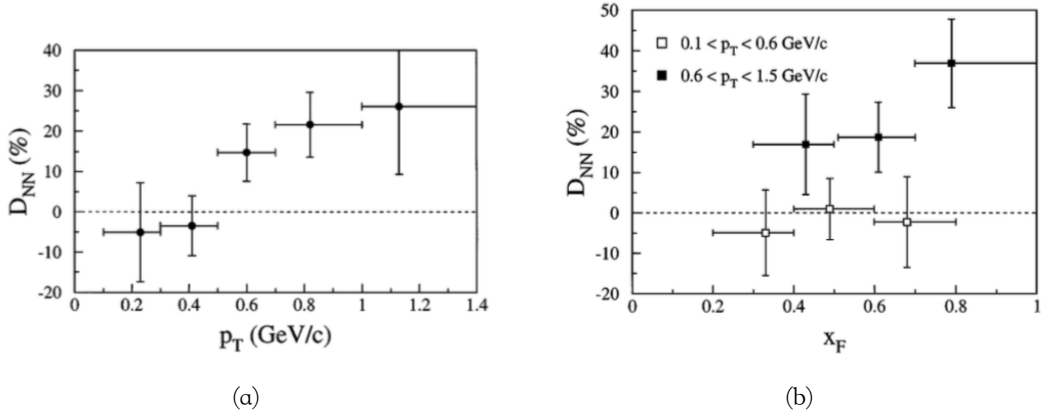


图 1.15: 200 GeV 横向极化质子质子打靶, 产生面法线方向上的超子横向极化转移 D_{NN} 随 (a) p_T 和 (b) x_F 的分布 [77]。图中仅显示了统计误差。

研究。例如, RHIC 能区上 Λ 超子横向极化转移 D_{NN} 的理论预言 [54], 横向极化质子质子对撞中 $\bar{\Lambda}$ 超子的横向极化度的理论计算 [85] 等。这些理论研究均显示出, 大横动量的超子在前向赝快度区间会有明显横向极化。

在本文中, 我们将详尽叙述在横向极化质子质子对撞实验中, 大横动量 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子 D_{TT} 的首次测量。

1.5 论文结构

前文中对核子自旋结构以及高能反应碎裂过程中的自旋效应研究, 以及 Λ 超子极化测量在研究中的重要作用进行了简要介绍。我们利用 STAR 探测器采集的 2012 年 RHIC 横向极化质子质子对撞数据, 测量了 $pp \rightarrow \Lambda X$ 过程中的横向极化转移 D_{TT}^{Λ} 。这是目前已被分析的最大的横向极化质子质子对撞样本, 也是 D_{TT} 的首次测量。第二章中是对 RHIC 对撞机和 STAR 探测器相关知识的简要介绍; 接着在第三章中会介绍横向极化转移测量中实验数据的主要分析过程, 主要包括对数据样本的质量筛选, 在质子质子对撞事例中重建 Λ 超子以及极化转移的抽取; 在第四章中, 我们使用 Monte Carlo 技术产生模拟样本, 用以与数据样本进行对比以及理论模型计算; 之后, 测量结果中引入的系统误差在第五章中进行了估计; 最后在第六章中我们对 D_{TT} 的测量结果进行讨论并对相关的测量和研究给与展望。

第二章 实验设施介绍

本文测量中使用的数据样本是采集于 STAR 探测器。STAR, (the Solenoidal Tracker at RHIC) 是 2012 年在 RHIC 环形对撞机上运行的两个主要实验之一。在本章中, 将对 RHIC 和 STAR 进行介绍, 并着重讲解测量中相关的子探测器。

2.1 RHIC 相对论重离子对撞机

2.1.1 RHIC 加速器简介

相对论重离子对撞机 (The Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 坐落于美国纽约州长岛布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory), 是全球范围内第一台也是目前唯一一台运行极化质子质子对撞的环形对撞机 [86]。它的设计目标是运行相对论速度下的重离子对撞用于模拟宇宙大爆炸后非常短时间内的夸克物质状态 [87], 同时运行高速的极化质子对撞来研究核子的自旋结构 [88]。

RHIC 对撞机包括两个周长 3.8 km 的准圆形加速储存环组成, 束流顺时针运行的环叫做 BLUE Ring, 逆时针运行的环叫做 YELLOW Ring, 两环中运行的束流相应分别称为 BLUE Beam 和 YELLOW Beam。环中可以加速和储存多种粒子的束流, 包括对撞质心能量最高可达 510 GeV 的极化质子和对撞质心能量从几个 GeV 到 200 GeV 的多种类重离子 (Pb, Al, Au 等)。如图 2.1 所示, RHIC 对撞机总体由多级的粒子加速器组成, 依次为直线加速器 (LINAC), 同步加速器 (Booster Synchrotron), 多梯度同步加速器 (AGS), AGS 向 RHIC 的传送线 (AtR), 以及两个 RHIC 环。在 RHIC 环上 2、6、8、10 点钟位置分别有一个总计 4 个对撞点, 在 2012 年加速器运行时 STAR 探测器 [26] 和 PHENIX 探测器 [27] 分别在 6 点钟和 8 点钟方向运行取数, 至今只有 STAR 探测器仍在运行。

2.1.2 极化质子加速

RHIC 使用光学泵浦极化 H^- 源 (OPPOS) 产生极化的质子 [89]。该源产生周期为 $300 \mu s$ 的包含 9×10^{11} 个 H^- 的脉冲, 其流强为 $500 \mu A$, 极化度为 80%。离开粒子源后, H^- 离子通过 RFQ (radio-frequency quadrupole) 和 LINAC 被加速到 200 GeV。接着, 脉冲以条带的形式注入到 Booster Synchrotron。这里 H^- 离子经过电子剥离变为极化的质子束团, 每个束团中包含的质子数目为 4×10^{11} 。之后质子束团进入 AGS 并被加速到 25 GeV。最后极化质子束团通过 AtR 填充到 RHIC

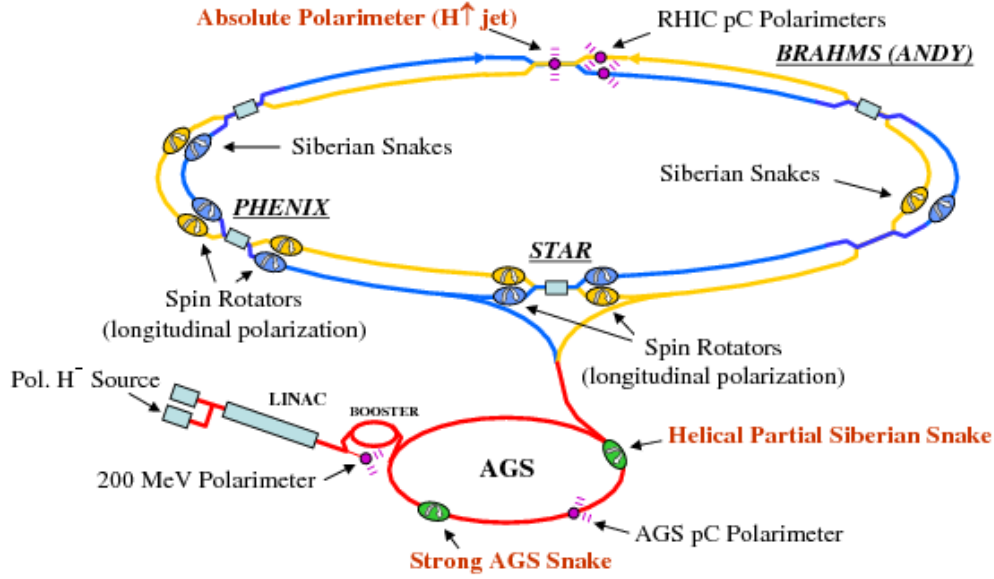


图 2.1: RHIC 加速器系统示意图

环并被加速到最终的对撞能量（典型的束流能量为 100 GeV 或 255 GeV），然后储存在环中以便对撞采集。每个 RHIC 束流环有 360 个射频单元 (RF buckets)，以 3 个为一组划分。每组射频单元中只有一个单元填充由束团，其余两个为空单元用作每个束团之间的空间间隔。这样每个束流环总计可以储存 120 个束团，但是只有约 111 个束团会与相向束流中的束团对撞，其余约 9 个被用作束流运行的监控。每一次如上所述的束团的注入、加速、储存和对撞被称为一个注入 (Fill)，它是加速器运行的基本单元，通常持续 10 小时。

加速器中使用电场在纵向加速带电粒子束流，使用磁场在横向将束流偏转保持其总体上的环形轨道。粒子束流是极化的情况时，RHIC 加速器必须在加速和保持粒子轨道的同时维持其极化方向的稳定，这并不是能自然做到的事情，因为在加速偏转的过程中极化束流会发生退极化的现象。在诸如 RHIC 环形加速器的偏转磁场中，极化质子束流的极化矢量可以由 Thomas-BMT 方程描述 [90]:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{\gamma m} \times \left[G\gamma\vec{B}_\perp + (1 + G)\vec{B}_\parallel \right], \quad (2.1)$$

式中， \vec{P} 是极化矢量， $G = 1.7928$ 是质子反常磁矩， \vec{B}_\perp 和 \vec{B}_\parallel 分别为磁场磁感应强度相对于粒子动量方向的垂直和水平分量。理想情况下，横向极化质子的自旋矢量与环形加速器中磁场方向严格平行，其动量方向与加速器中的磁场方向严格垂直，即 $\vec{B}_\parallel = 0$ 且 $\vec{B}_\perp \times \vec{P} = 0$ ，这样极化状态的束流极化度是不会衰减的。但实际中大量质子的极化方向无法严格的与磁场线对齐，这样的缺陷会导致水

平方向上出现非零的磁场分量，从而干扰粒子的极化方向。我们期待这种扰动存在任意性从而可以通过自身的平均来消除，然而当其到达相同的扰动位置时粒子的极化会指向相同的方向。这时所谓的去极化谐振现象就发生了。为了抑制和消除退极化的问题，RHIC 安装了西伯利亚蛇 (Siberian Snake) 这种装置 [91]。西伯利亚蛇由一串螺旋偶极子组成，可以以 180° 将质子自旋从上至下或从下至上翻转。在 RHIC 的每个环上的对称位置安装有一对该装置，如图 2.1 中所示。通过这样周期性地翻转就可以被消除从而维持了横向极化的质子束流的极化方向。在实验探测器两侧的束流环上还安装有自旋旋转装置 (spin rotator)，也是有一系列的螺旋偶极子组成，目的是将质子的极化方向由横向转到纵向 [92]，来实现与纵向极化结构相关的测量。

2.1.3 束流极化度测量仪

在初态极化相关的物理测量中，束流的极化度是重要的参数之一。在 RHIC 上，束流的极化度是基于横向极化不对称来测量的（式 2.2）。有两种不同类型的极化度测量仪安装在 RHIC 对撞机上，分别是质子-碳 (pC) 极化测量仪 [93] 和氢气喷注 (H-Jet) 极化测量仪 [94]。

$$\varepsilon_N = PA_N = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (2.2)$$

式中 A_N 是横向极化不对称度， ε_N 是原初的不对称度， P 是束流或靶的极化度， N_L 和 N_R 分别对应相对束流方向的探测器左右两侧探测到的事例数目。

pC 极化测量仪基于库伦相互作用域下质子和碳原子核的弹性散射来对束流的极化度将进行测量，安置于 RHIC 环的 12 点钟位置。实现模式如图 2.2 所示，即在束流中插入一个极细的碳微条固定靶，在外围分布有 6 个硅微条探测器，用于记录束流中质子与碳原子核发生库伦散射后反冲的碳原子核的数目，从而测量反冲核的左右不对称。得益于较大的反应截面，质子碳极化测量仪是一个非常快速的极化计，在一分钟的时间间隔内就可以采集足够一次测量的事例数。通常碳靶会在每一个 Fill 开始和结束时以及在数据采集过程中每隔 3 小时插入进行束流极化度测量。在质子碳核弹性散射中 A_N 是未知的，在实际测量中只用其结果给出束流极化度随时间的相对变化。

束流极化度的绝对值由 H-Jet 极化测量仪给出，该测量仪是利用库伦相互作用域中弹性质子-质子散射过程实现的。H-jet 测量仪结构如图 2.3 所示。靶（氢原子喷注）的极化度由 Breit-Rabi 极化测量仪给出，因此束流和靶可以清楚的分开，从而质子束流的绝对极化度可以用靶的极化度描述 [95]。在库伦作用域，H-Jet 极化测量仪可以很好的给出质子-质子弹性碰撞的横向自旋不对称度。

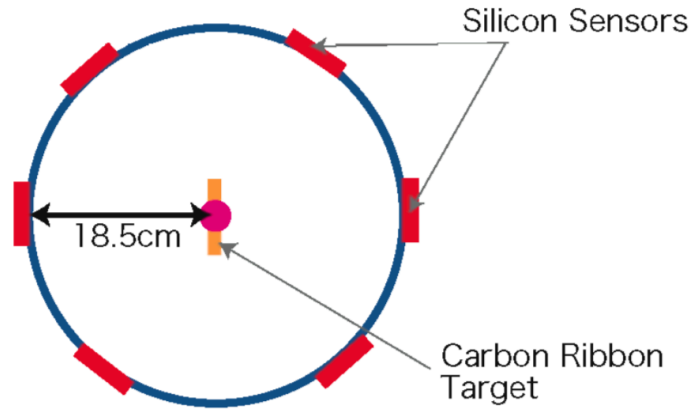


图 2.2: proton-Carbon 极化测量仪结构示意图

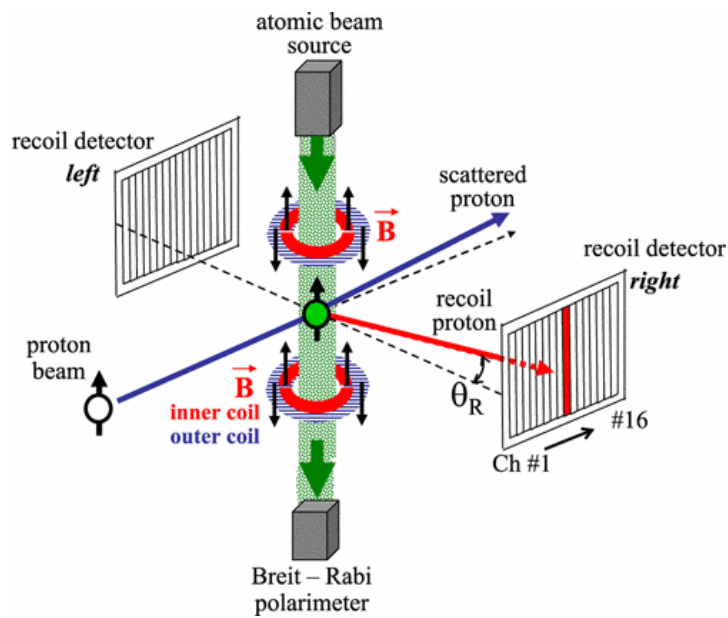


图 2.3: H-jet 极化测量仪结构示意图

联合这两个极化测量仪的数据，将 pC 极化计测量的相对极化度归一化到由 H-Jet 极化计测量的结果，我们就可以得到以 Fill 为单位的束流极化度以及每个 Fill 中束流极化度随时间的变化。

2.2 STAR 探测器

The Solenoidal Tracker at RHIC, STAR, 即螺旋径迹探测器是 2012 年运行在 RHIC 对撞机上的两个主要探测器之一 [26], 位于 RHIC 环的 6 点钟位置。STAR 探测器具有 2π 方位角的接收范围, 探测器桶部覆盖的赝快度范围约为 $-1.5 < \eta < 1.5$, 另有若干子探测器扩展其在前向赝快度的接收性能。STAR 探测器对粒子观测能力可以用于多种高能反应过程的研究。例如, 在重离子碰撞中研究夸克胶子等离子体的性质, 以及在极化的质子质子对撞中研究核子自旋结构等。得益于较大的并且相对对称的接收度, STAR 探测器尤其适合与关联性有关的测量。

STAR 探测器是一个包含了众多子系统的大型复合探测器, 其结构示意图如图 2.4 所示, 各主要子探测器有:

- TPC, the Time Projection Chamber.
- BEMC, the Barrel EM Calorimeter.
- EEMC, the Endcap EM Calorimeter.
- BBC, the Beam Beam Counter.
- ZDC, the Zero Degree Calorimeter.
- TOF, the Time of Flight Detector.
- MTD, the Muon Telescope Detector.
- HFT, the Heavy Flavor Tracker.
- FMS, the Forward Meson Spectrometer.

这之中, TPC 是 STAR 的核心探测器, TOF [96, 97], MTD [98] 和 HFT [99] 等子探测器主要用于重离子对撞物理。接下来, 我们对与本文分析中用到的主要探测器做简要介绍, 分别是 TPC, BEMC, EEMC 以及 BBC。

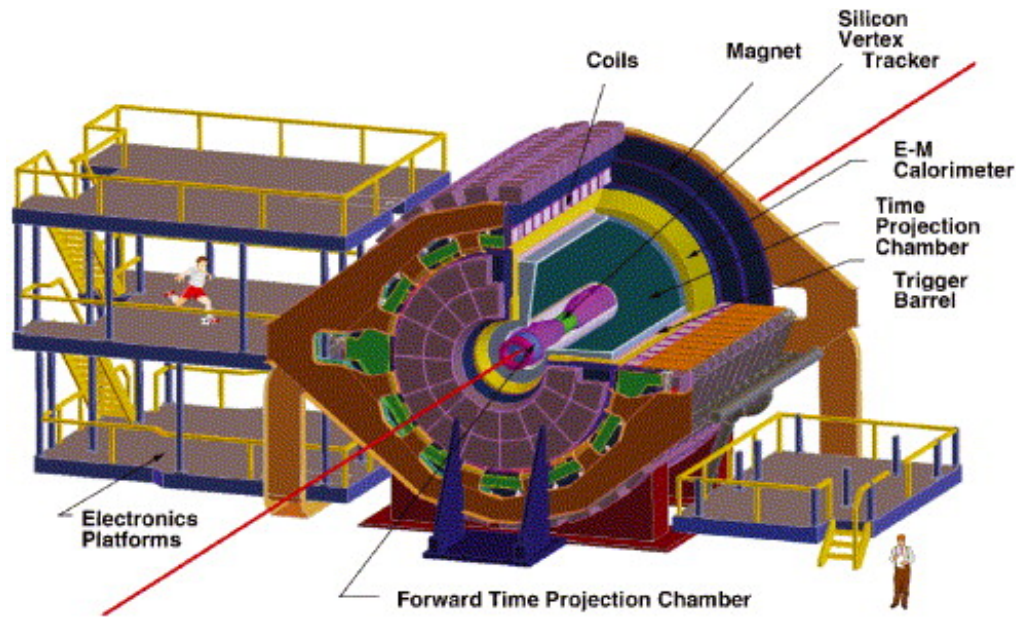


图 2.4: STAR 探测器示意图。

2.2.1 时间投影室

时间投影室 (the Time Projection Chamber, TPC) [100] 是 STAR 最主要最核心的子探测器, 占据了 STAR 的大部分空间, 是粒子径迹追踪的最主要设备。TPC 可以记录带电粒子在磁场中的飞行路径, 并基于飞行路径给出粒子的电荷、动量等信息, 同时可以探测粒子在气体中行进时的能量损失并基于此实现粒子种类鉴别 [101]。

TPC 主体由圆筒状漂移室和桶底部的多丝读出系统组成。漂移室母线方向长 4.2 m, 内径 50 cm, 外径 200 cm, 沿束流方向即赝快度覆盖范围为 $|\eta| < 1.3$, 方位角为 2π 全覆盖。其间充有工作气体 P10 (90% 氩气和 10% 甲烷混合)。腔室中间的膜提供负高压, 与底部的丝室读出系统以及内外腔壁上的等间距环共同构建出水平方向的匀强电场。TPC 的读出系统位于圆筒两底, 每一侧都分为 12 个扇形区域, 每个扇形区域右进一步分为内外两部分。每块扇区实质上是有读出电路板的多丝正比室 (MWPC)。TPC 的整体结构和各部分参数如图 2.5 所示。

TPC 中, 带电粒子电离气体分子产生漂移电子。漂移电子沿电场方向漂移到端盖处发生雪崩, 在 Pad 板上产生感应电荷。读出板的结构使得它可以在 $x-y$ 平面 (垂直于束流方向, z 方向为束流方向) 给出高精度的位置信息。图 2.6 显示了整个扇区的阳极读出板的结构。我们可以看到, 相比外环全满的读出板结构, 内环扇区在每行读出条之间是有空白的, 这体现了 TPC 设计初期主要物理目标和经费问题之间的权衡。目前已经开始进行 TPC 内环的升级, 去提升内环 TPC

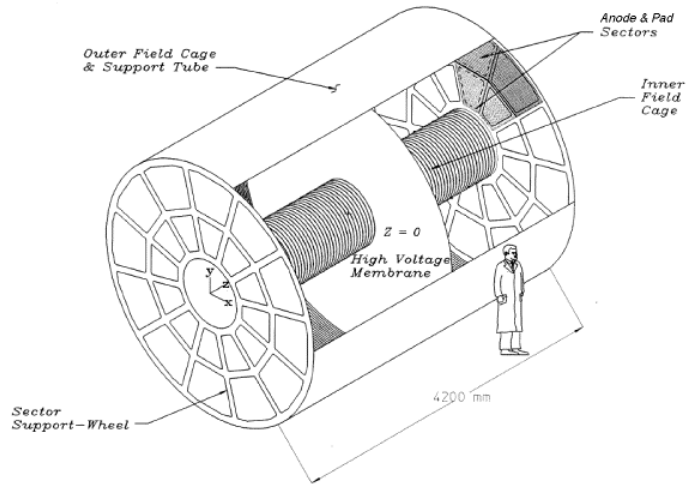


图 2.5: TPC 示意图。

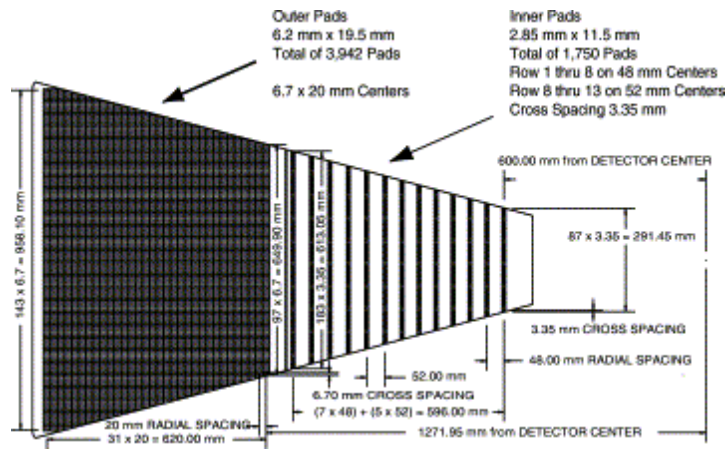


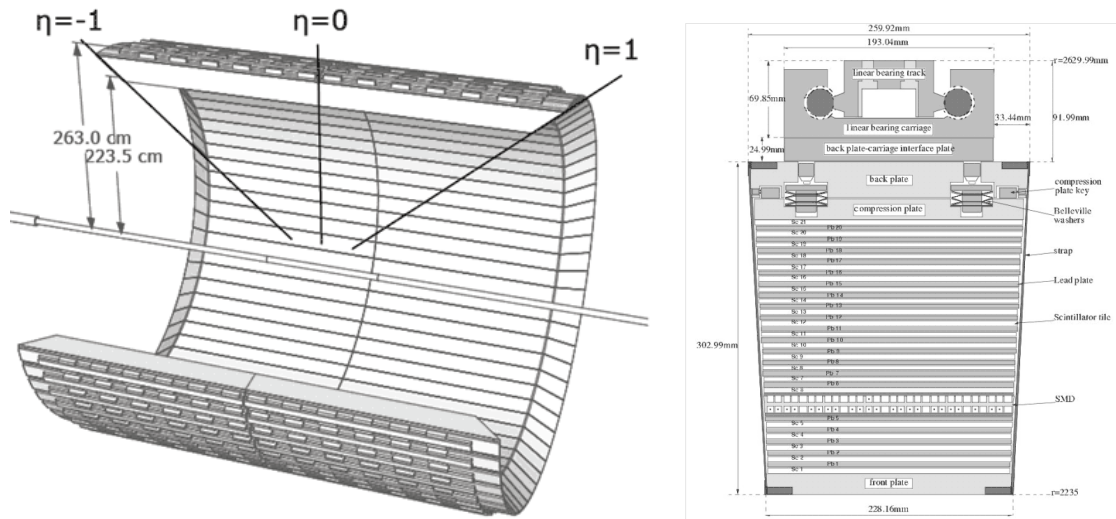
图 2.6: TPC 端盖读出示意图。

的读出板密度达到和外环相同的水平 [102]。 z 方向位置由带电粒子与 P10 气体相互作用电离出的电子的漂移时间来得出，其中漂移速度是由一个激光系统刻度的 [103]。带电粒子在 TPC 中的径迹是由电离电子产生的 3 维位置拟合而得，粒子的动量可以从其径迹的信息以及磁场等信息计算得出。根据径迹重建时所用到的读出板上的击中所产生的雪崩电子的数量，带电粒子穿越介质过程中的电磁能损 dE/dx 得以重建。又已知不同种类的粒子的 dE/dx 随动量的变化是不一样的，所以 TPC 可以根据该信息对带电粒子的种类予以鉴别。STAR 实验上，粒子种类的鉴别主要是依赖 TPC 提供的信息。

2.2.2 桶部电磁量能器

桶部电磁量能器 (the Barrel Electromagnetic Calorimeter, BEMC) [104] 安装在 TPC 和螺线管磁铁之间，覆盖 2π 方位角和 $|\eta| < 1.0$ 空间区域，其整体结构如图 2.7(a) 所示。

BEMC 在方位角 ϕ 方向分为 60 份，赝快度 η 方向分为两份，共计包括 120 个模组，每个模组覆盖 $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 1.0$ 。模组内部分为 20 个指向探测器中心的单元 (tower)，覆盖 $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$ 。BEMC 的 tower 是一个采样量能器，结构如图 2.7(b) 所示。每个 tower 由 21 层闪烁体和 20 层铅间隔组成，闪



(a) BEMC 轮廓示意图

(b) BEMC tower 模组结构示意图

图 2.7: BEMC 轮廓和 tower 模组结构

烁体中有 2 层厚度为 6 mm，其余的闪烁体和铅层的厚度均为 5 mm。

BEMC 收集粒子发生电磁相互作用时沉积的能量，在能量采集方面弥补了 TPC 不能对中性粒子给出可靠信息的缺点，其采集的能量和能量沉积处给出的

位置信息对喷注的重建起着至关重要的作用。BEMC 相比 TPC 响应速度要快很多，是触发探测器之一。在超子极化转移的分析中，我们取用的是喷注触发的事例样本，这类触发条件就是基于电磁量能器的快速响应而实现的。

2.2.3 端盖电磁量能器

端盖电磁量能器 (the Endcap Electromagnetic Calorimeter, EEMC) [105], 位于 TPC 西侧, 覆盖范围 $1.086 < \eta < 2.00$ 和 2π 方位角, 扩展了 STAR 探测器在前向快速区的覆盖范围。与 BEMC 相同, EEMC 也是由类似的采样量能器构成, 其 tower 的结构如图 2.8 中右侧所示。EEMC 共计由 720 个 tower 组成, 分布示意如图 2.8 左侧所示 (只显示了一半), 每个 tower 覆盖的范围 $\Delta\phi = 0.1$, $\Delta\eta = 0.057 \sim 0.099$ 。同样, EEMC 也用于喷注触发, 其收集的能量和位置信息

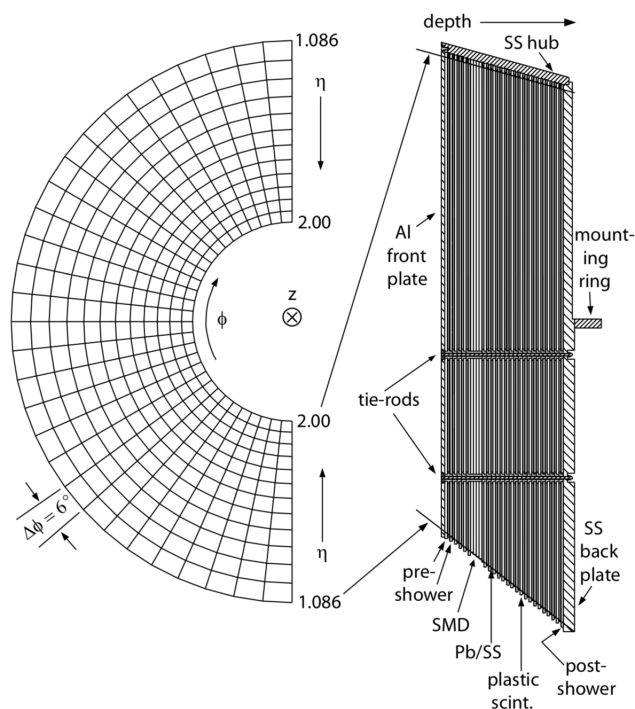


图 2.8: EEMC 结构示意图

亦被用作离线喷注的重建中。

2.2.4 束流计数器

束流计数器 (Beam-Beam Counter, BBC)[106] 是一组多功能的闪烁体阵列, 可以对极化的质子束流进行多方面的诊断和测量。BBC 是环绕在 RHIC 束流管道的闪烁体阵列, 分为两组安装在 STAR 探测器的东西两端, 其与 STAR 探测器的主要部分 (TPC) 以及磁铁的相对位置如图 2.9 所示。

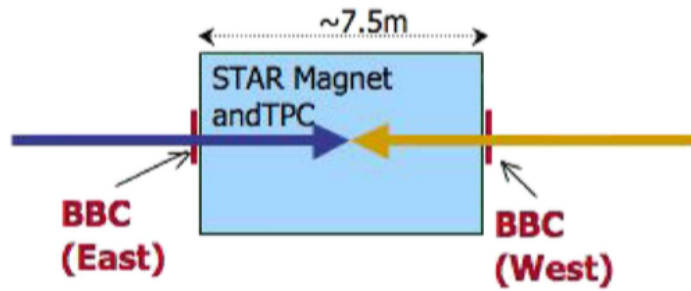


图 2.9: BBC 在 STAR 探测器上的安装位置示意图。

BBC 东西两侧的阵列距 STAR 相互作用区的中心位置均为 3.75 m，其排布结构如图 2.10 所示。每侧的阵列均由内外两个环带组成，每个环带又是由内外两个细环组成。内细环由 6 块闪烁体模组拼接而成，外细环为 12 个，每块闪烁体厚 1 cm。

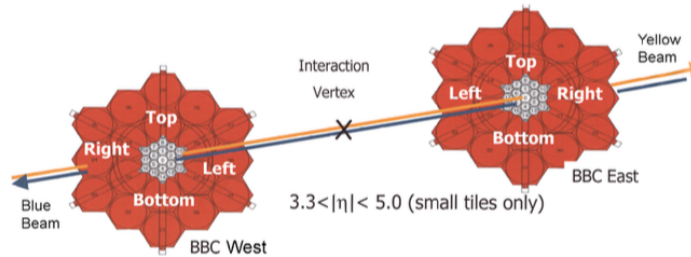


图 2.10: BBC 在 STAR 探测器上的安装位置示意图。

BBC 探测器的响应速度非常快，是 STAR 实验中用作触发的子探测器之一，提供了最小偏差触发 (minimum bias trigger)。BBC 定义的最小偏差触发条件，是基于这样的逻辑。质子质子对撞中，前向赭快度区间的粒子到达 BBC 的位置，使闪烁体着火。当东西两侧的 BBC 在很短的时间间隔内都有着火时，就构成了 BBC 快速双侧触发事例，达到了最小偏差事例触发条件。这样的触发条件设置可以有效的排除只发生单侧衍射过程的质子质子对撞事例，提高记录非弹性碰撞事例的效率。BBC 记录的双侧触发频率，BBC coincidence rate，记作 BBCrate，表示了非弹性碰撞事例发生的剧烈程度，在一定对撞能量下与束流的瞬时亮度关联。

2.3 小结

在本章中，我们简单介绍了分析相关的实验设施。首先，我们介绍了 RHIC 相对论重离子对撞机，它是第一台也是目前唯一一台运行极化质子质子对撞的对撞机，其束流的极化度由 pC 极化测量仪和 H-Jet 极化测量仪联合测量。然后，

我们介绍了 STAR 探测器的结构和基本性能，以及与本文分析关系密切的子探测器。包括时间投影室 (TPC)，它是 STAR 上的主要子探测器，实现带电粒子的径迹重建，已经粒子种类的鉴别。桶部量能器 (BEMC) 和端盖量能器 (EEMC) 是两个采样量能器，覆盖了不同的赝快度区间，在喷注重建中扮演重要的角色，实现了喷注触发条件。束流计数器 BBC 由响应快速的闪烁体构成，实现了最小偏差事例触发条件，其 BBCrate 依赖于束流的瞬时亮度。

第三章 横向极化质子质子对撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子横向极化转移的测量

本章中介绍了数据样本的分析过程。包括数据样本的选取与质量检验， Λ 超子的重建及挑选，以及 D_{TT} 的抽取方法。

3.1 数据样本

本次测量使用 STAR 实验在 2012 年采集的 RHIC 横向极化的质子质子对撞中数据，束流能量为 100 GeV，对撞的质心系能量为 200 GeV。数据样本触发条件为喷注触发，以收集有大横动量转移的对撞事例。

3.1.1 数据样本获取

STAR 的实验数据以 run 为单位采集，并将每个 run 按照时间次序编号。通过命令

```
get_file_list.pl -keys runnumber -cond \
production=P12id,trgsetupname~pp200_production_2012, \
tpx=1,emc=1,eemc=1,sanity=1 -limit 0
```

我们可以得到 2012 年横向极化的 200 GeV 质子质子对撞数据的 run 号列表，共计 849 个。为了提高大横动量 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的重建效率，我们将挑选喷注触发 Jet-Patch Trigger 事例用于本次测量。Jet-Patch Trigger 触发要求事例中在量能器 BEMC 和 EEMC 上的一定区域内沉积超过一定阈值的能量，更为具体的触发机制将在节 3.1.3 中进行介绍。为此我们首先去除了 JP 触发条件未开启的 run。这样，前 96 个 run 被去除，剩下 753 个 run。接着，采集时间过短 (< 3 分钟) 或事例数过少 (< 5000) 的 run，因为采集时间太短或者事例数太少的 run 往往是因为在采集过程中出现了问题。去掉后，共有 741 个 run 保留下来。

3.1.2 数据质量检验

在数据质量检验中，我们将 run 作为基本单位，抽取每个 run 中关键量的平均值。某个 run 的关键量平均值如果偏离整体过多，并且又没有明确的证据证明其不会影响测量结果，那这个 run 将会从我们的分析样本中剔除。

首先，我们查看了有关主碰撞顶点的关键信息。主碰撞顶点是入射质子质子发生碰撞的位置，在实验上由径迹反推拟合获得。理想条件下，每个对撞事例应当有且只有一个主碰撞顶点，但是由于 TPC 的响应速度等的限制，在碰撞高频率发生的状态下，会发生事例堆积进而造成一个触发事例中重建出多个主碰撞顶点。当然，即使实际上只有一个质子质子对撞的信息，由于算法的原因也有可能重建出多个主碰撞顶点。图 3.1(a) 所示的是平均每个事例中重建出的主碰撞顶点的个数。在图中可以看到平均每个实例中重建出的主碰撞顶点个数为 6.25 个。同时，我们也可以观察到随着 run 的变化，平均每个事例中的主碰撞顶点个数呈现明显的阶段性变化趋势。这主要是事例堆积效应随束流亮度降低而减弱造成的。

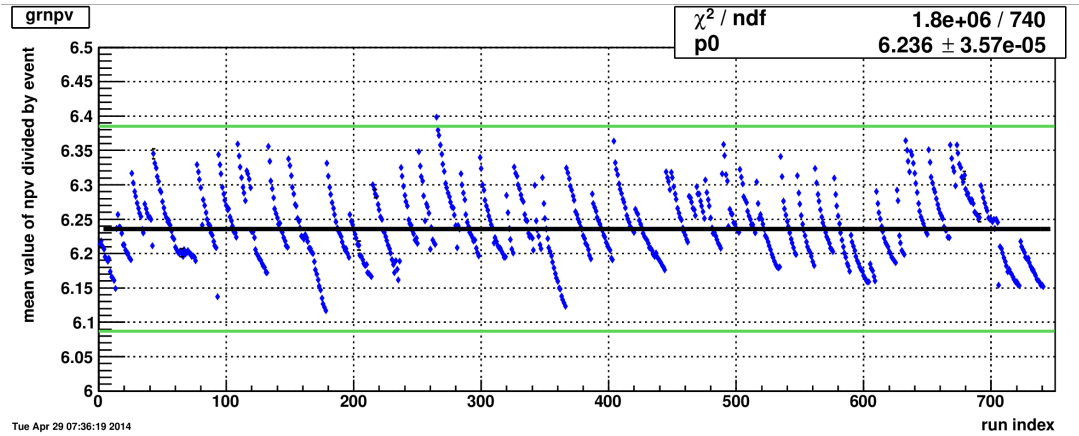
在同一事例中，重建出的若干个主碰撞顶点依据重建质量排序，通常使用优先级最高的一个被用于该事例的物理分析的主碰撞顶点。在下文中若无特殊说明，所出现的主碰撞顶点均是指每个事例中重建优先级最高的一个。每个 run 的主碰撞顶点的 z 方向位置分布中心值显示在图 3.1(b) 中，误差为中心值抽取时的标准差，反映了统计量的大小。图 3.1 中每幅分布中中间的黑色横线是用常数拟合的结果，上下的绿色横线是拟合值结果加减 3 倍标准差。绿色横线对如图 3.1(a) 中随束流亮度由明显变化的观测量意义不大，而对图 3.1(b) 中所示的主碰撞顶点 z 分量而言，超出绿线的范围就表示很有可能存在异常。

图 3.2(a)(b) 分别展示了 BBC 和 ZDC 双侧符合频率 (coincidence rate) 的分布，表征了位于东西两侧的探测器在很短的时间间隔内同时有粒子到达使探测器触发，其频率的高低反映了对撞发生的频率。该频率也是依赖于束流瞬时亮度的。

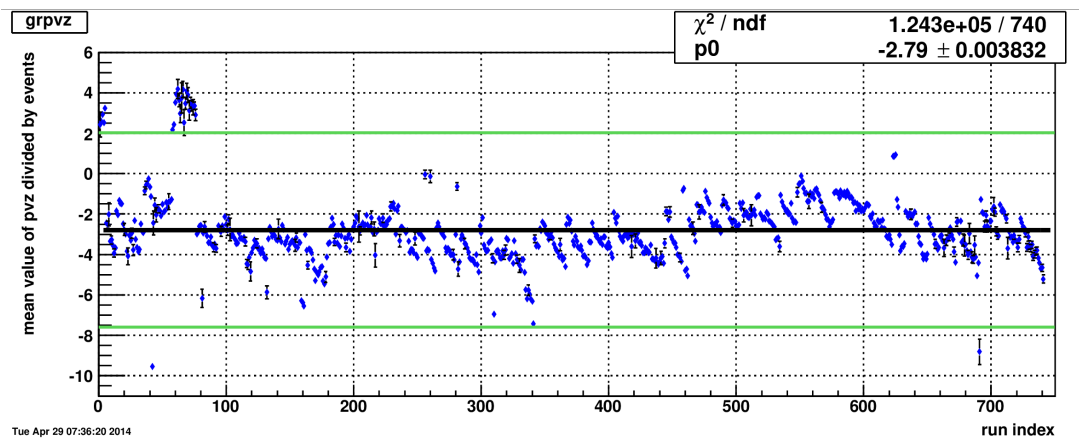
末态带电粒子在 TPC 中形成的径迹中有一部径迹包含了主碰撞顶点，这类径迹被称为原初径迹 (Primary Track)，有较大可能是由质子质子对撞后直接产生的粒子形成的径迹，primary track 再加上其余由次级粒子产生的径迹统称为 Global Track。平均每个事例中重建出的 primary track 和 global track 数目随 run 的分布分别显示在图 3.3(a) 和图 3.3(b) 中。可见，这两个观测量也和束流亮度相关，随着束流瞬时亮度降低而减少。

以上是对撞事例层面上的关键观测量，之后所示的是径迹层面的观测量。在对径迹质量的检验中，考虑到 TPC 的覆盖范围和径迹重建效率，径迹检验样本中径迹的 $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ 且 $|\eta| < 1.2$ 。

图 3.4(a)(b) 分别是 primary track 拟合时用到的 TPC 击中 (hit) 数目的平均值以及拟合的 χ^2/ndf 分布。可以看到，随着束流亮度降低，平均每条径迹拟合用到的击中数目逐渐增多，这主要是因为事例堆积效应减弱后，径迹数目减少，区分起来会起来更加容易，相应的拟合质量也提高 ($\chi^2/\text{ndf} \rightarrow 1$)。图 3.5(a)(b)(c)

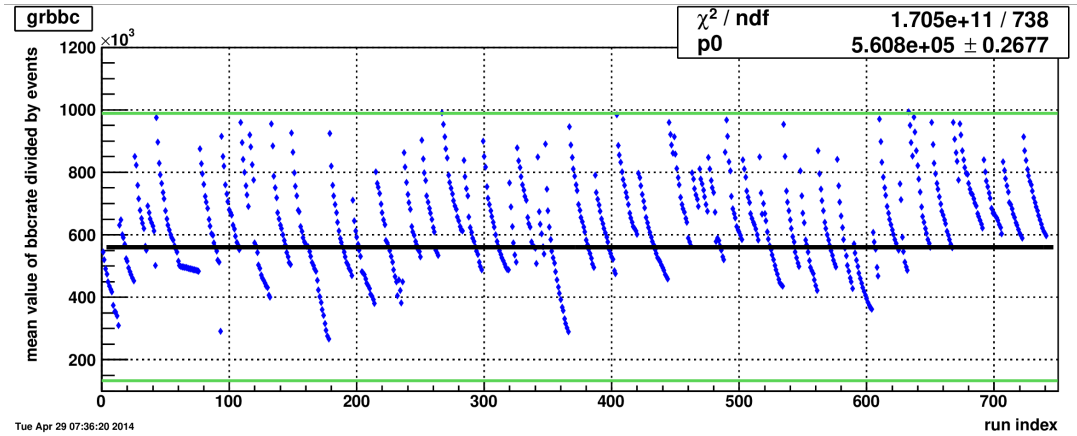


(a) 每个 run 中事例包含的主碰撞顶点数目平均值。

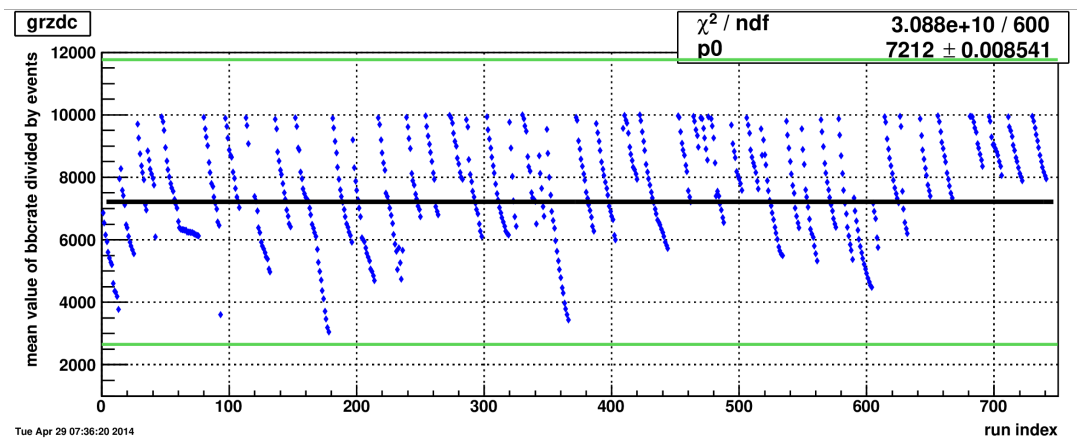


(b) 每个 run 中事例最高优先级的主碰撞顶点 z 分量平均值。

图 3.1: 主碰撞顶点相关变量随 run 的分布。

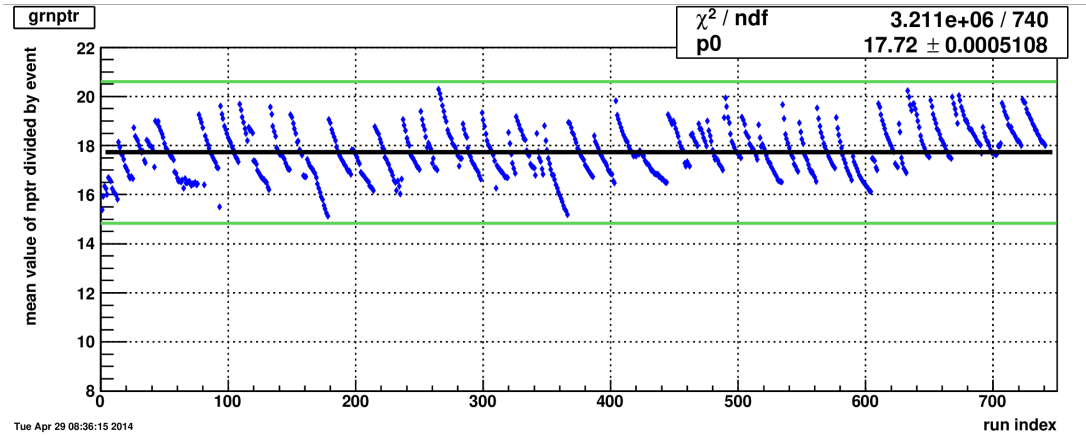


(a) BBC 符合率平均值随 run 的分布。

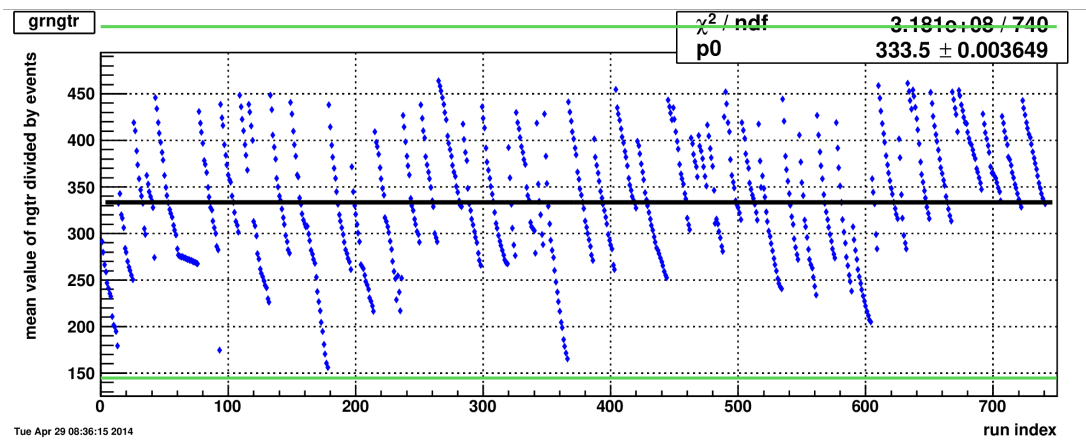


(b) ZDC 符合率平均值随 run 的分布。

图 3.2: BBC 和 ZDC 双侧符合率平均值随 run 的分布。

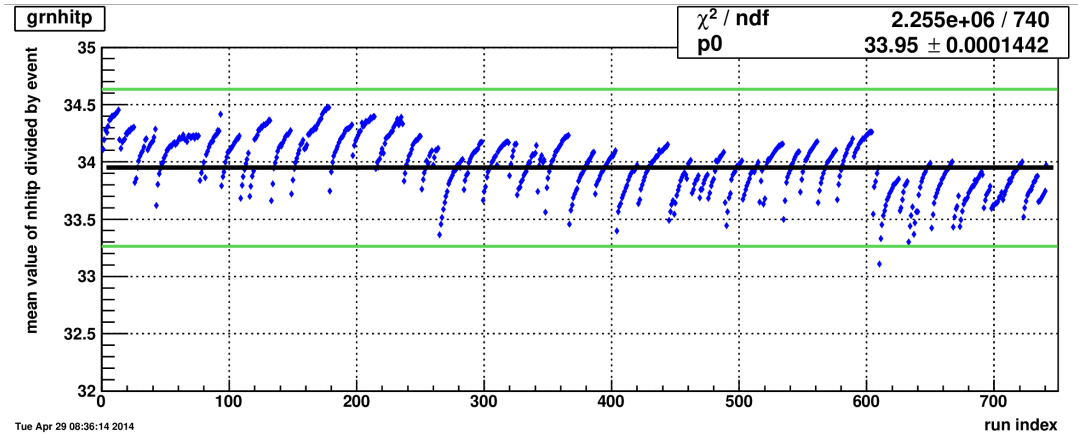


(a) 平均每个事例中 primary track 数目随 run 的分布。

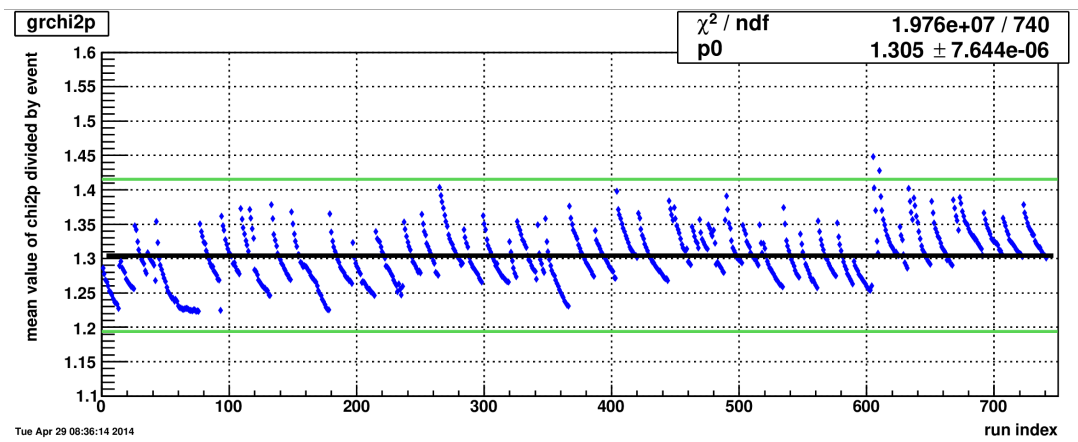


(b) 平均每个事例中 global track 数目随 run 的分布。

图 3.3: 平均每个事例中重建出的径迹条数随 run 的分布。



(a) primary track 拟合中用到的击中个数平均值随 run 的分布。



(b) primary track 拟合质量 χ^2 平均值随 run 的分布。

图 3.4: primary track 拟合质量相关参数随 run 的分布。

是 primary track 的横动量 (p_T)、赝快度 (η) 和方位角 (ϕ) 平均值随 run 的分布。 η 平均值分布中偏离较明显的部分与图 3.1(b) 中主碰撞顶点 z 方向位置中异常的部分是基本一致的, 这也是符合预期的。对撞发生后, 产生的粒子在 z 方向上应当关于主碰撞顶点对称的, 当碰撞发生的位置严重偏离探测器 z 方向中心 ($z = 0$) 时, 其中一侧的粒子相对另一侧而言就更可能超出了探测器的 η 覆盖范围。图 3.6 是 primary track 到主碰撞顶点最近距离 (DCA) 的分布。正常情况下, 由于 primary track 要求经过主碰撞顶点, 其 DCA 应当是非常小的。超出平均值过多说明对应数据很可能存在问题。在这些观测量中均有超出平均值 ± 3 倍标准差的 run 存在, 表示在这些数据采集的时间段探测器的某些部分很有可能出现了问题或者不稳定的情况。这些显著超出平均值的 run 被剔除了。

图 3.7(a)(b) 所示的是 global track 拟合时用到的 TPC 的 hit 数目平均值和径迹拟合的 χ^2/ndf 分布, 其变化规律与 primary track 一致。图 3.8(a) 所示的依次是 global track 的 p_T 分布, 相较图 3.5(a) 所示的 primary track 横动量而言整体变小。这是因为 primary track 对应的是对撞直生的粒子, 而 global track 包含了不稳定粒子衰变产生的次级粒子径迹, 分摊了对撞直生粒子的横动量。图 3.8(b)(c) 分别对应 global track 的 η 和 ϕ 的平均值, 这里有部分 run 显示了异常的行为, 我们将其去掉。在 ϕ 的分布中, 呈现了明显的阶梯状, 这是由于在数据采集过程中 TPC 个别扇区整体的性能变化所致。

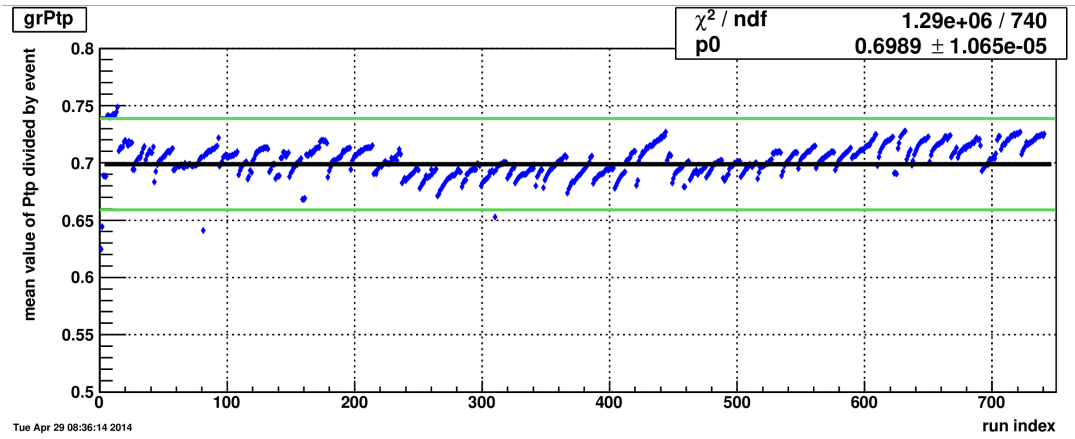
图 3.9 所示的是 global track 到主碰撞顶点的最近距离, 它明显的大于 primary track 的最近距离。

在粒子重建过程中, 我们需要依靠 global track 的单位距离电磁能损 $\langle dE/dx \rangle$ 来进行粒子鉴别, 所以 global track 的 $\langle dE/dx \rangle$ 的稳定性对我们的分析也是十分重要的。图 3.10 所示的是 global track $\langle dE/dx \rangle$ 的平均值随 run 的分布。超出平均值过多的 run 将被剔除。

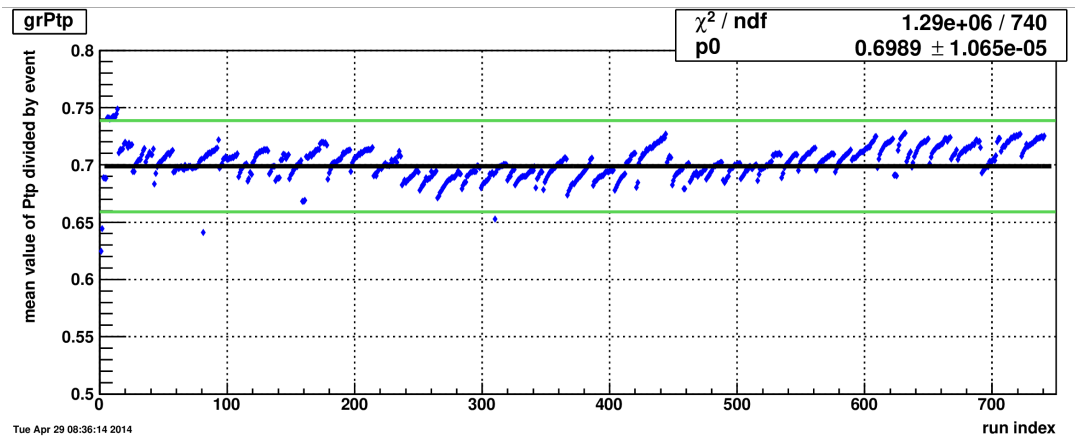
综合上述各个分布的观察, 异常且没有明确原因的 run 会被从分析中剔除。另外以上的质量检验并没有对特定的粒子种类或者喷注等这些物理对象进行进行质量检验, 但考虑到在分析过程中我们将用到正反质子和 π^\pm 介子以及喷注。为此我们参考了使用同样数据样本的以喷注作为观测对象的物理分析 (以下简称喷注分析) 的 run 列表。该列表经过了对正反质子和 π^\pm 介子候选者质量的检测。为了保险起见, 我们也去除了喷注分析中不含的 run。最终用于分析的 run 有 573 个。

3.1.3 事例触发条件选取

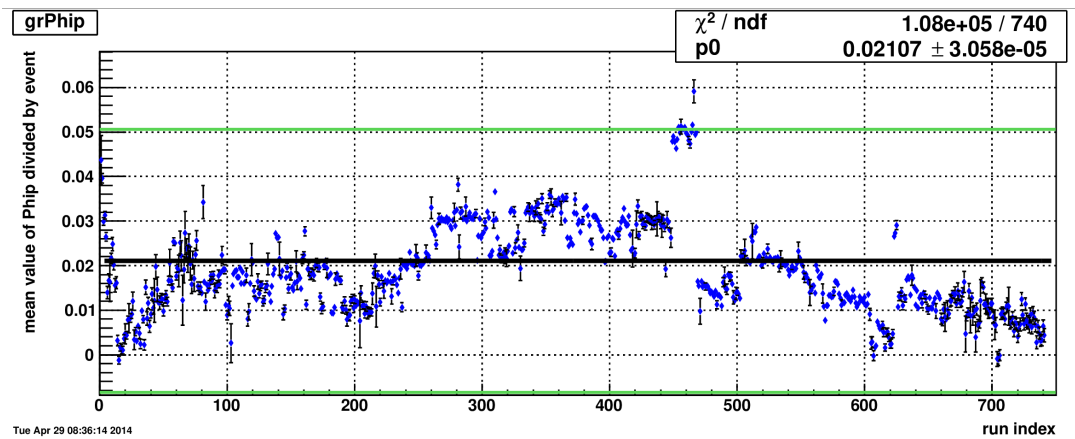
在第一章中, 各种测量所得的结果都显示在大横动量区间会有比较明显的横向极化效应。在 D_{TT} 的测量中, 我们更希望得到大横动量的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子。因此,



(a) primary track 横动量 p_T 平均值随 run 的分布。



(b) primary track 赝快度 η 平均值随 run 的分布。



(c) primary track 方位角 ϕ 平均值随 run 的分布。

图 3.5: primary track p_T 、 η 和 ϕ 的平均值随 run 的分布。

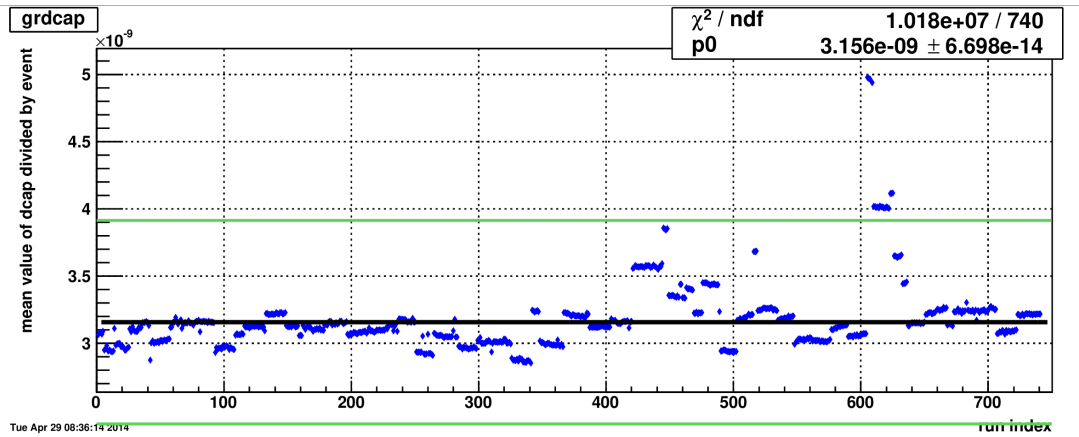
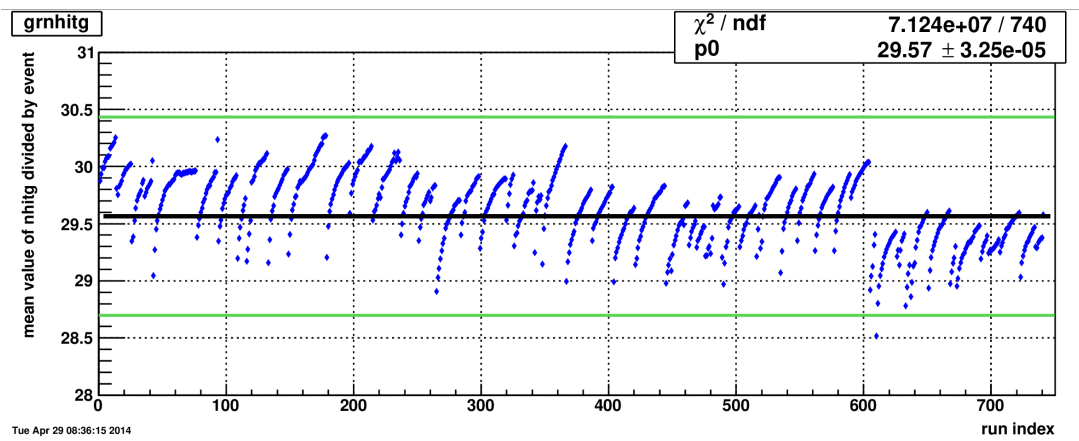
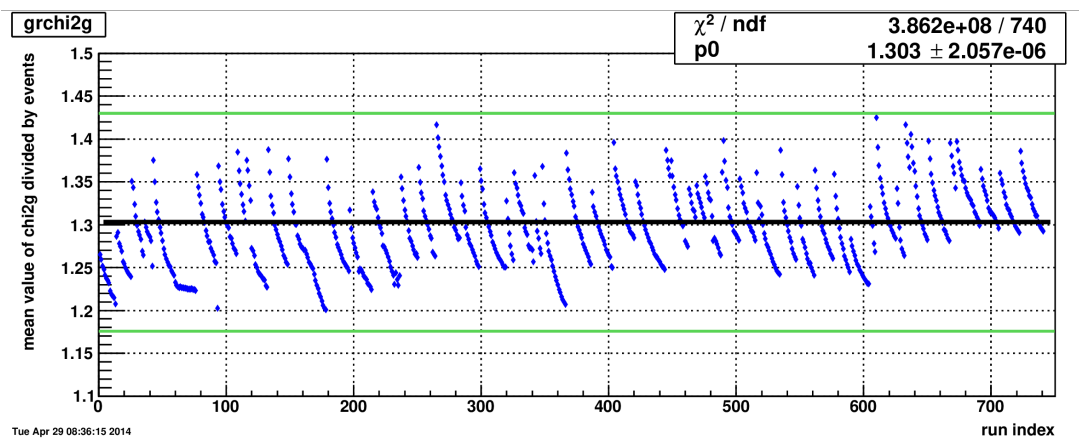


图 3.6: primary track 到主碰撞顶点最近距离的平均值随 run 的分布。

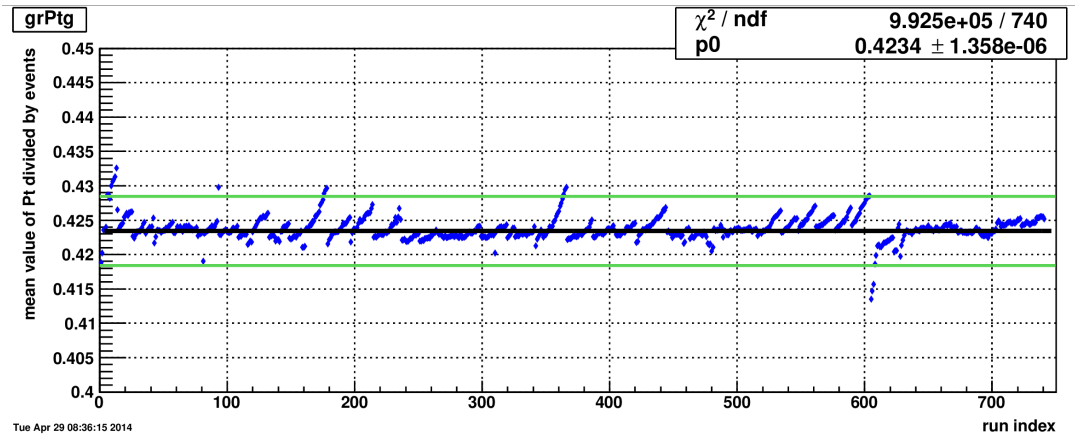


(a) global track 拟合中用到的击中个数平均值随 run 的分布。

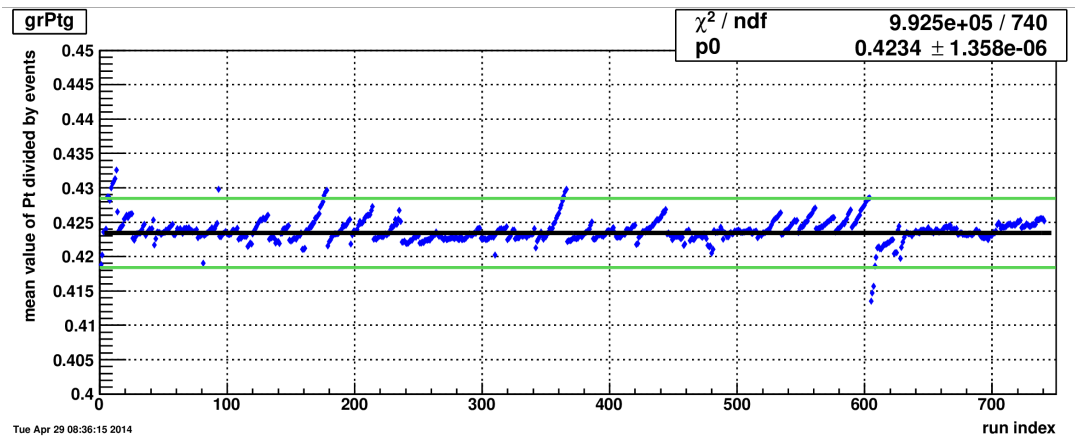


(b) global track 拟合质量 χ^2 平均值随 run 的分布。

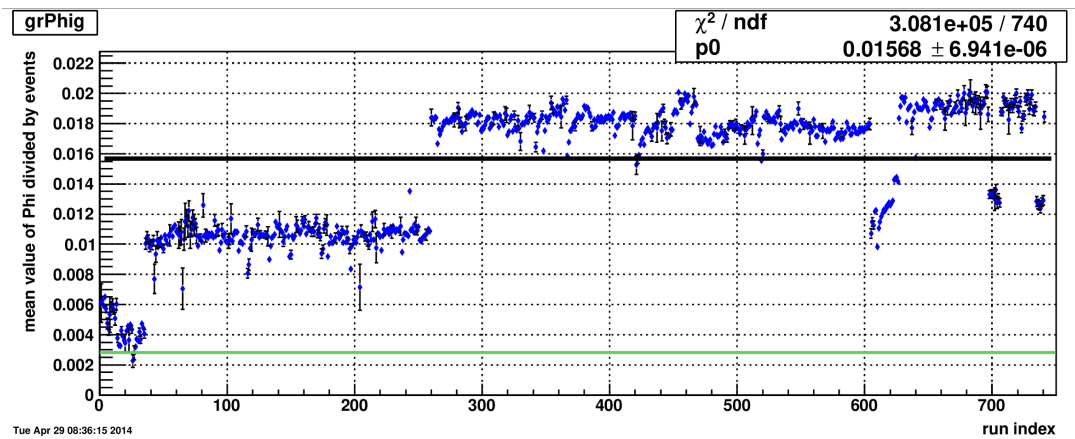
图 3.7: global track 各观测量平均值随 run 的分布。



(a) global track 横动量 p_T 平均值随 run 的分布。



(b) global track 赝快度 η 平均值随 run 的分布。



(c) global track 方位角 ϕ 平均值随 run 的分布。

图 3.8: global track 的 p_T 、 η 和 ϕ 平均值随 run 的分布。

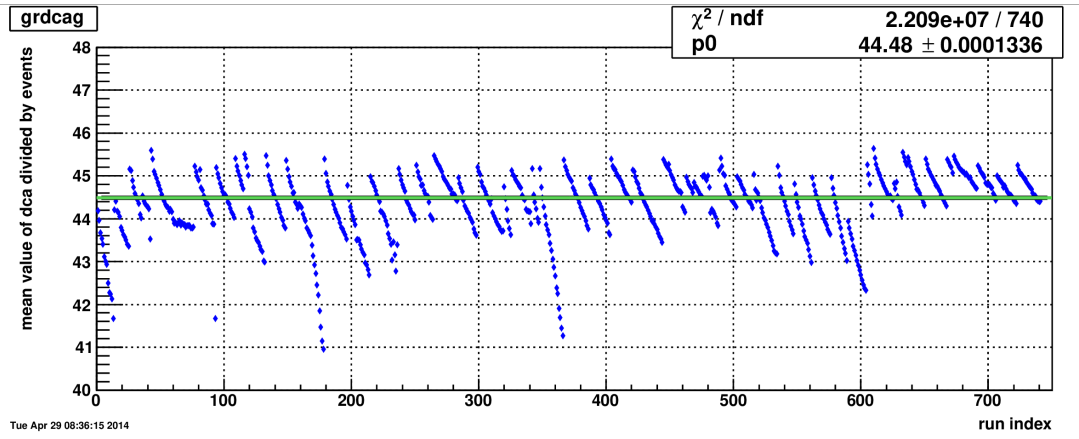


图 3.9: loba1 径迹到主碰撞顶点最近距离的平均值随 run 的分布。

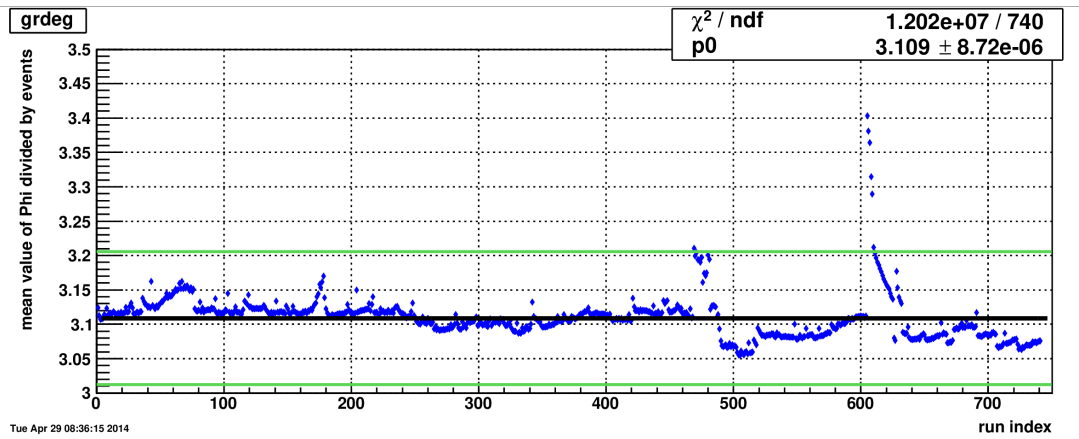


图 3.10: global track 单位距离电磁能损 dE/dx 的平均值随 run 的分布。

我们选择了喷注触发条件, 该条件主要用于触发有大横动量转移的对撞事例。这在上节中也要简要提到, 本节中简要叙述喷注触发条件的设置, 以及经过数据质量检验之后的数据样本的概况。

在分析中, 选取了 4 个喷注触发条件, 分别是 Jet-Patch 0 (JP0), Jet-Patch 1 (JP1), Jet-Patch 2 (JP2) 和 Adjacent Jet-Patch (AJP)。经过事例质量挑选之后共有 573 个 run, 总亮度约为 18 pb^{-1} 的事例用作物理分析。

喷注触发条件是基于量能器上的能量沉积大小, 来判断是否产生了大横动量的喷注, 进而触发在碰撞中发生了大横动量转移的事例。STAR 探测器利用桶部 (BEMC) 和端盖 (EEMC) 电磁量能器来实现喷注触发。BEMC 的每个 tower 覆盖 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ 的角空间, 这些椎体经过划分形成一个个区块, 用于触发。BEMC 上每个触发区块 (trigger patch) 包含 4×4 个椎体, 覆盖 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ 的角空间。进一步的, 由 5×5 个触发区块组成一个喷注区块 (jet patch) 覆盖 1.0×1.0 的 $\eta - \phi$ 区域。EEMC 上的喷注区块划分与 BEMC 相似。需要特殊说明的是, 在喷注区块中特定 ϕ 方向上的部分区域会与 BEMC 上相应的区域合并来组成 BEMC 和 EEMC 交界处的喷注区块。触发系统由多级的数据储存与操作 (Data Storage and Manipulation, DSM) 板构成, 通过汇总触发区块的电位来得到喷注区块的电位总值。将喷注区块的电位总值和触发条件阈值比较, 决定事例是否可以触发对应的触发条件。在触发条件名中的 0、1、2 对应了喷注触发系统的三级阈值, 由 0 至 2 依次升高。

STAR 实验在 2012 年 200 GeV 横向极化的质子质子对撞数据的收集过程中, 喷注触发条件的三级阈值对应的电位 (ADC) 值和对应的横能量列于表 3.1。横能量和 ADC 之间的转化关系如式 (3.1) 所示。

$$E_T \approx 0.236 \times (\text{ADC} - 5). \quad (3.1)$$

具体到我们使用的触发条件, 0 至 2 级分别对应的 ADC 阈值和横能量阈值表 3.1 所示: 触发条件 AJP 比较特殊, 它要求两个相邻的喷注区块都超过 0 级

表 3.1: 喷注区块触发的阈值

触发名称	ADC 阈值	横能量 E_T (GeV) (近似值)
JP0	20	3.5
JP1	28	5.4
JP2	36	7.3

触发阈值, 是对产生了正好打在量能器上划定区域交接处的喷注事例的有效补充。

在数据采集过程中，存在部分的事例同时满足多个触发条件并被记录下来的情况，这会造成多重触发（trigger overlap）。在我们使用的样本中，事例多重触发的比例列在表 3.2 中。表中的数值为同时触发了行和列触发条件的事例数占所有触发该列触发条件的事例数的百分比。为了避免重复使用事例，在分析过程

表 3.2: 事例多重触发比例

Trigger Overlap	JP0	JP1	JP2	AJP
JP0	100.00%	1.01%	0.86%	0.85%
JP1	8.64%	100.00%	42.19%	14.53%
JP2	2.97%	16.89%	100.00%	8.40%
AJP	1.33%	2.66%	3.84%	100.00%

中会将事例分类到阈值较低的触发样本中，即触发条件的优先级为：

$$JP0 > JP1 > JP2 > AJP$$

为了保证粒子径迹重建效率的稳定，我们要求事例的主碰撞顶点距离时间投影室的 z 方向中心点小于 60 cm。四个触发条件的数据样本的主碰撞顶点的 z 分量分布示于图 3.11，合并后的样本的主碰撞顶点的 z 分量分布示于图 3.12。主

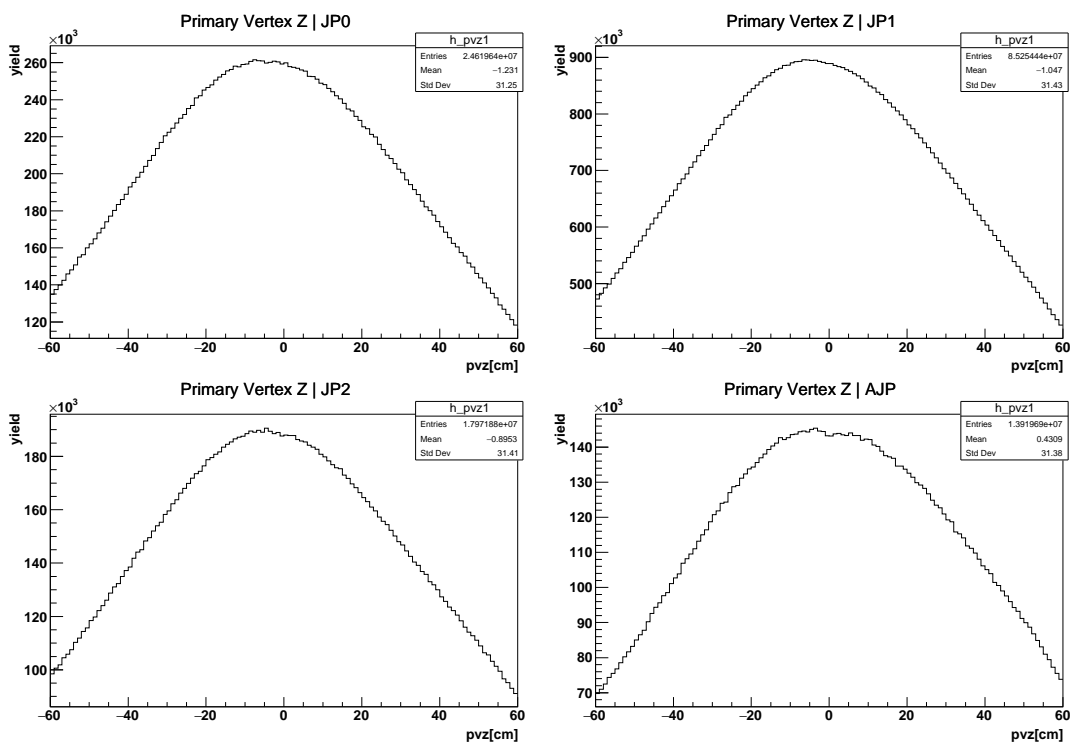


图 3.11: 四个喷注触发条件样本的主碰撞顶点 z 分量分布

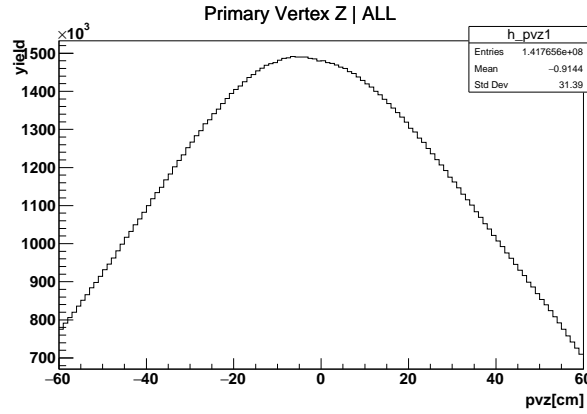


图 3.12: 合并的喷注触发样本中事例的主碰撞顶点 z 分量分布

碰撞顶点在 z 方向位置分布的中心值和宽度对触发条件没有明显依赖。这和我们的期待是一致的，因为 JP 触发条件对主碰撞顶点 z 方向位置没有影响。我们得到用于物理分析的样本事例数目为：

- JP0: 24.6×10^6
- JP1: 85.3×10^6
- JP2: 18.0×10^6
- AJP: 13.9×10^6

共计 141.8×10^6 。

3.1.4 束流极化度

在我们的测量中，束流的极化度需要作为参数输入。在 RHIC 对撞机上，束流极化度由质子碳极化计 (proton-Carbon, pC, polarimeter) [107] 和极化原子氢气喷注靶极化计 (polarized atomic Hydrogen gas jet target, H-jet, polarimeter) [108] 来测量。测量原理在 2.1.3 节中已经叙述。束流的极化度按照 fill 为单位测量，每个 fill 极化的平均值可以从数据库中获得。我们以每个 fill 用于物理分析的对撞事例数为权重，计算整个数据样本的束流平均值，得到 BLUE 和 YELLOW 两个束流的极化度的平均值分别是 64% 和 58%。

3.1.5 相对亮度

RHIC 的两束束流都是极化的，而在本文的分析中需要的是对撞束流单侧极化时产生末态 Λ 超子的物理过程，即

$$\vec{p}p \rightarrow \Lambda X.$$

这时，我们需要将双侧极化的事例进行组合，得到我们需要的单侧束流极化的数据样本。当然，能够进行多种形式的组合从而由双侧极化数据得到单侧极化的甚至非极化的样本根本上是得益于 RHIC 对束流极化状态的巧妙设计。

RHIC 每一个 fill 中有 120 个束团 (bunch) 位置，其中大部分 bunch 进行了有效对撞，产生可以用于物理分析的事例。束流的极化状态是以束团为单位改变，预先按照一定的顺序设定。同时，每次在相互作用区域发生对撞的束团也是一定的，这样每个对撞束团组合 (bunch crossing) 的极化状态就可以唯一确定。在束流横向极化的情况下，对撞束团共有四种极化状态组合，用 5, 6, 9, 10 四个二进制数位作为标记 (spin bit)，对应关系列于表 3.3 中。表中箭头的方向表示了极化方向， \uparrow 和 \downarrow 分别表示沿 Y 轴向上和向下。然而这四种极化状态束团的

表 3.3: 2012 年 STAR 横向极化对撞的极化状态组合

Beam	YELLOW	BLUE
5	\downarrow	\downarrow
6	\uparrow	\downarrow
9	\downarrow	\uparrow
10	\uparrow	\uparrow

数目并不是严格相等的，所以在进行组合的时候就需要按照其相对比例加权组合。这里的四种极化状态的亮度的相对比例即定义为相对亮度。四种极化状态，有三个相对亮度，分别记作 R_4 , R_5 , R_6 ，其定义为

$$R_4 = \frac{\mathcal{L}^{\uparrow\uparrow}}{\mathcal{L}^{\downarrow\downarrow}}, R_5 = \frac{\mathcal{L}^{\downarrow\uparrow}}{\mathcal{L}^{\downarrow\downarrow}}, R_6 = \frac{\mathcal{L}^{\uparrow\downarrow}}{\mathcal{L}^{\downarrow\downarrow}} \quad (3.2)$$

式中 \mathcal{L} 为亮度，上标的两个箭头方向先后为 YELLOW 和 BLUE 束流中束团的极化方向。实验中使用相应的对撞事例数目代替亮度，即式 (3.2) 进一步写作

$$R_4 = \frac{\mathcal{L}^{\uparrow\uparrow}}{\mathcal{L}^{\downarrow\downarrow}} = \frac{N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\downarrow\downarrow}}, R_5 = \frac{\mathcal{L}^{\downarrow\uparrow}}{\mathcal{L}^{\downarrow\downarrow}} = \frac{N^{\downarrow\uparrow}}{N^{\downarrow\downarrow}}, R_6 = \frac{\mathcal{L}^{\uparrow\downarrow}}{\mathcal{L}^{\downarrow\downarrow}} = \frac{N^{\uparrow\downarrow}}{N^{\downarrow\downarrow}} \quad (3.3)$$

STAR 实验物理分析中有一套标准的计算相对亮度的方法，通常使用 BBC 数据来估计相对亮度。但在 2012 年横向极化数据中，BBC 数据缺失较多，因此我们使用非超子数据来估计相对亮度。也是因此，相对亮度的统计误差与标准方法相比差了很多。在下文中，我们创新性地使用 Cross-Ratio 方法来抽取 D_{TT} ，有效避免了相对亮度引入的系统误差。使用相对亮度抽取的结果被我们用作检验测量方法稳定性的参照组。

用于计算相对亮度的数据样本是由不含 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 候选者的事例构成的，与用于抽取 D_{TT} 样本是相互独立的，从而避免引入由样本关联性引入的误差。因为在 200 GeV 质子质子对撞中大横动量的 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 的产生截面并不大，所以这样的选择并不会明显的降低用于计算相对亮度的样本的统计性。在去除含有 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 的对撞事例的过程中，我们将含有通过所有挑选判据且不变质量落在 $1.08 \sim 1.16 \text{ GeV}/c^2$ 的 $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) 对的事例去除。相对亮度以 run 为单位计算，得到的数值如图 3.13 所示。

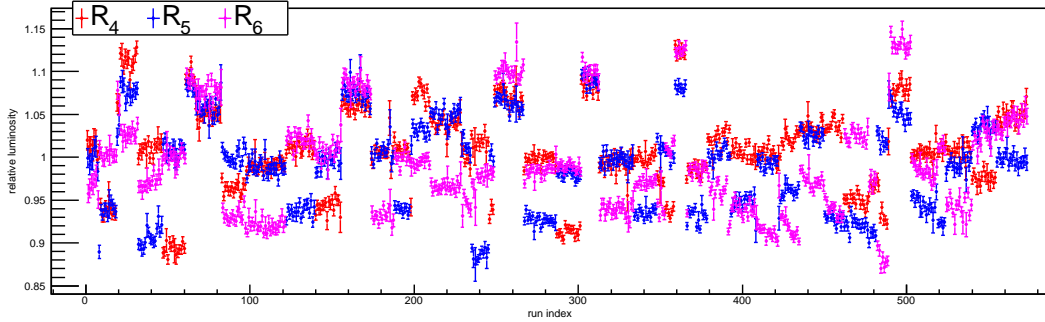


图 3.13: 2012 年超子横向极化转移分析中使用的相对亮度

3.2 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的重建和喷注关联

Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子是电中性粒子，在 STAR 实验我们通过其弱衰变过程的拓扑特征进行次级顶点的重建，分支比为 63.9% [12]:

$$\Lambda \rightarrow p\pi^-, \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+. \quad (3.4)$$

重建的超子与喷注关联后，在喷注近端的超子事例构成最终用于抽取 D_{TT} 的样本。

3.2.1 p (\bar{p}), π^- (π^+) 粒子鉴别

在质心系能量 $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ 的质子质子对撞中，每个事例可以重建出数百条带电径迹。为了保证粒子的径迹质量，我们需要对 global track 径迹的进行一些筛选，这里使用了两个径迹重建时的关键参数：带电粒子径迹在重建都时使用的 hit 数目至少为 15 个；最终拟合时用到的 hit 数目占可能用到拟合该条径迹的 hit 数目的比值大于 0.51。前者是为了保证径迹拟合质量，后者是为了避免 hit 被重复使用。这两个参数与径迹的拟合质量正相关。图 3.14 所示的是径迹拟合时使用的 hit 数目的分布，这些径迹对应了我们挑选出的 p 、 \bar{p} 和 π^\pm 的候选者。

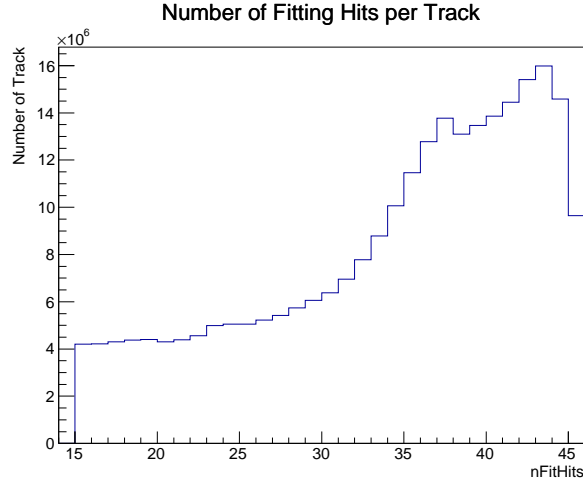


图 3.14: p 、 \bar{p} 和 π^\pm 的候选者径迹拟合时用到的 hit 数目的分布。

我们通过 **global track** 的单位长度电磁能损 ($\langle dE/dx \rangle$) 鉴别其粒子种类, 从中挑选出 p (\bar{p}) 和 π^- (π^+) 候选者, 用于重建 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的重建。TPC 是 STAR 鉴别带电粒子种类的主要探测器, 其基本原理是比较径迹的平均电离能损 $\langle dE/dx \rangle$ 的测量值和每种粒子的理论期望值。带电粒子通过介质时能量损失的理论值是由 Bethe-Bloch 方程 (3.5) [3] 计算获得的,

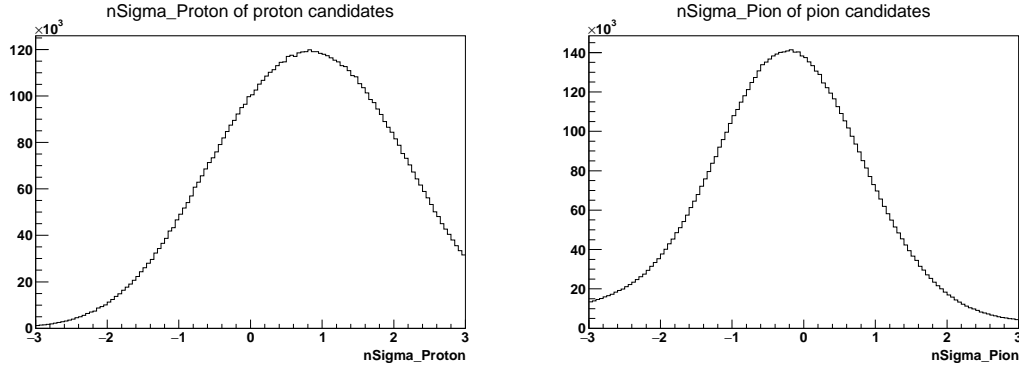
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} z^2 \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \gamma^2\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (3.5)$$

式中, N_0 其中是阿伏伽德罗常数, m_e 是电子质量, Z 是介质的原子序数, ρ 为介质的物质密度, z 是穿越介质的带电粒子的电荷, I 是介质的电离电位, δ 是介质密度的修正参数, β 和 γ 是相对论因子。

实验中, 粒子的电离能损由时间投影室提供, 根据径迹在 TPC 端盖上留下的 hit 的能量变化获得。在一定的动量范围内我们可以区分电子、质子、 π 介子和 K 介子。每条径迹的电磁能损数值偏离期望值的程度用标准差 σ 的倍数 $N(\sigma)$ 表示, 定义如式 (3.6) 所示:

$$N(\sigma) = \frac{\sqrt{N_{\text{samples}}}}{R} \frac{dE/dx_{\text{measured}} - dE/dx_{\text{BB}}}{dE/dx_{\text{measured}}}, \quad (3.6)$$

式中 dE/dx_{measured} 和 dE/dx_{BB} 分别代表径迹单位距离电磁能损的测量值和某种特定粒子通过 Bethe-Bloch 方程计算得出的数值, R 是探测器对 dE/dx 测量的分辨率, N_{samples} 是用于获得径迹 dE/dx 测量值的 hit 数目。在我们的分析中, 初步要求质子、反质子、 π^+ 介子和 π^- 介子的候选径迹的标准偏差值小于 3σ 。在初步重建后, 我们以 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 候选者的衰变产物径迹为例, 将其质子候选者的 $N(\sigma^p)$ 和 π^- 介子候选者的 $N(\sigma^\pi)$ 显示在图 3.15 中。


 (a) 质子候选者的 $N(\sigma^p)$ 分布。

 (b) π^- 介子候选者的 $N(\sigma^\pi)$ 分布。

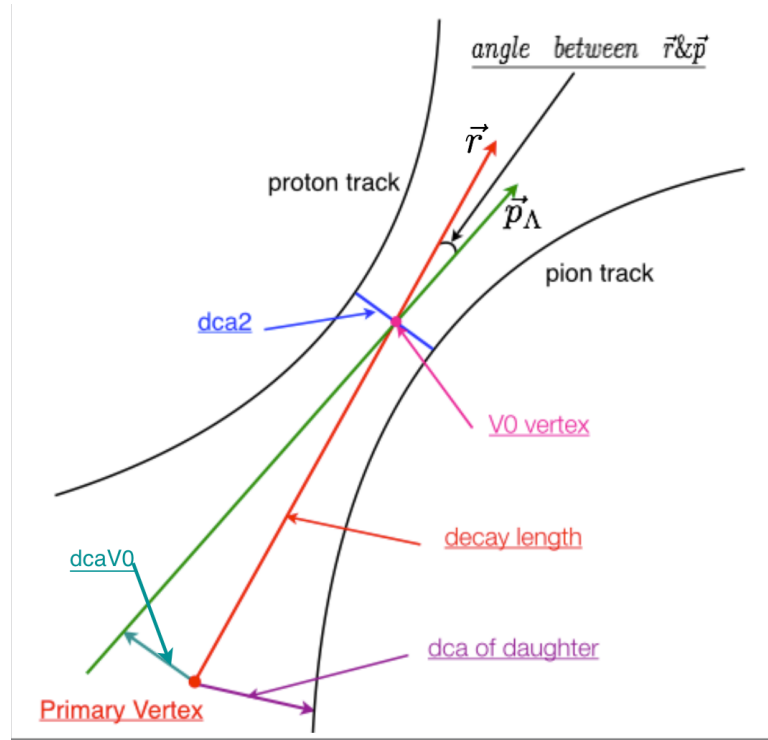
 图 3.15: 合并的触发数据样本中 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 候选者衰变产生的质子候选者的 $N(\sigma^p)$ 和 π^- 介子候选者的 $N(\sigma^\pi)$ 分布。

可以观察到的是, π^- 介子候选者的径迹的 $N(\sigma^\pi)$ 分布比较好的遵循了高斯分布, 而相对的质子候选者径迹的 $N(\sigma^p)$ 在右侧区域有明显升高, 这是由于在动量较大时, p 、 π 和 K 等粒子的 Bethe-Bloch 方程计算得出的数值很接近, 探测器的 dE/dx 分辨率不足以区分它们。这些由于粒子种类误判而重建出的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 粒子事例大部分会在进一步的拓扑筛选过程中被剔除。

3.2.2 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的重建

图 3.16 所示的是在 STAR 探测器中 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 的拓扑结构。来自于 BLUE 和 YELLOW 两个束流方向的质子对撞, 发生有大横动量转移的硬散射, 对撞点就是主碰撞顶点, 即图中所示的 Primary Vertex; 对撞后生产的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 粒子从主碰撞顶点出发, 其飞行的方向由图中红线 \vec{r} 所示; 飞行一段时间后 Λ ($\bar{\Lambda}$) 发生衰变, 其衰变顶点记作 V0 顶点, 如图中 V0 vertex 所示; 之后其衰变产物 $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) 在 TPC 的匀强磁场中沿螺旋线飞行。以上, 是质子质子对撞产生强子接着发生衰变产生衰变产物的物理过程。在实验中我们获得的是电性相反的衰变产物径迹, 即图中所示的 proton track 和 pion track。首先找到两条径迹最近点的距离, 记作 dca2; 两径迹最近点连成的线段的中点作为母粒子发生衰变的位置, 即 V0 vertex; 两径迹最近点处的动量求和构成母粒子的动量, 在图中以 \vec{p}_Λ 表示; 另外, 我们还定义了主碰撞顶点到母粒子动量方向的距离, 记作 dcaV0, 母粒子动量 \vec{p} 和默认飞行方向 \vec{r} 的夹角的余弦值, 记作 $\cos(\vec{r}, \vec{p})$, 以及由主碰撞顶点到两条衰变产物的径迹的距离, 分别记作 dcaP 和 dcaPi。

为了减少背景事例, 我们设定了若干挑选判据。首先, 我们要求 dca2 的上限, 因为真实事例的衰变产物来自于同一点, 两条径迹应有且只有一点重合; 接着, 对质子质子对撞直接产生的 Λ 强子, 其动量方向 \vec{p}_Λ 应当与飞行方向 \vec{r} 一


 图 3.16: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 衰变的拓扑结构。

致，故 $dcaV0$ 的上限和 $\cos(\vec{r}, \vec{p})$ 下限也是我们的挑选判据； Λ 强子的特征衰变长度 $c\tau = 7.89 \text{ cm}$ [12]，从主碰撞顶点产生后到发生衰变应当有一定的距离，记作 **decay length**，我们对其下限进行了限制；对于质子质子对撞中直生的 Λ 粒子，在离开主碰撞顶点一段距离后才衰变，带电的衰变产物在匀强电场中沿螺旋线飞行，故衰变产物的径迹应当距离主碰撞顶点一定的距离，所以我们限制了 $dcaP$ 和 $dcaPi$ 的下限，这对减少由其它粒子衰变产生的 Λ 有一定作用。

经过粒子种类鉴别，配对，以及初始的衰变拓扑结构筛选后，我们得到了 $p\pi^-$ 对（图 3.17）和 $\bar{p}\pi^+$ 对（图 3.18）的不变质量谱。此时，在 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 不变质量 $m_{\Lambda(\bar{\Lambda})} = 1.1156 \text{ GeV}/c^2$ 附近，我们可以观察到明显的信号峰，这说明我们的重建是成功的。但同时，也可以看到仍旧存在一定的背景，主要来自于粒子种类错判和正反带电粒子的随机组合等。在此基础上我们选取了两套拓扑挑选判据进行比较，从而优化 Λ 粒子的重建。一套是参照纵向极化转移测量的分析中优化并使用的 Λ 拓扑挑选判据，如表 3.4 所示，该组挑选判据相对较为宽松；另一套相对较为严格，如表 3.5 所示。

通过进一步的拓扑挑选判据的筛选，我们得到了由显著的信号峰和很低的线性本底构成的不变质量谱，图 3.19 和图 3.20 分别对应使用表 3.5 挑选判据筛选过后的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。随着横动量升高，产生截面随横动量升高以指数速度变小，重建出的信号数目急剧下降。同时还可以发现信号峰的宽度随横动量

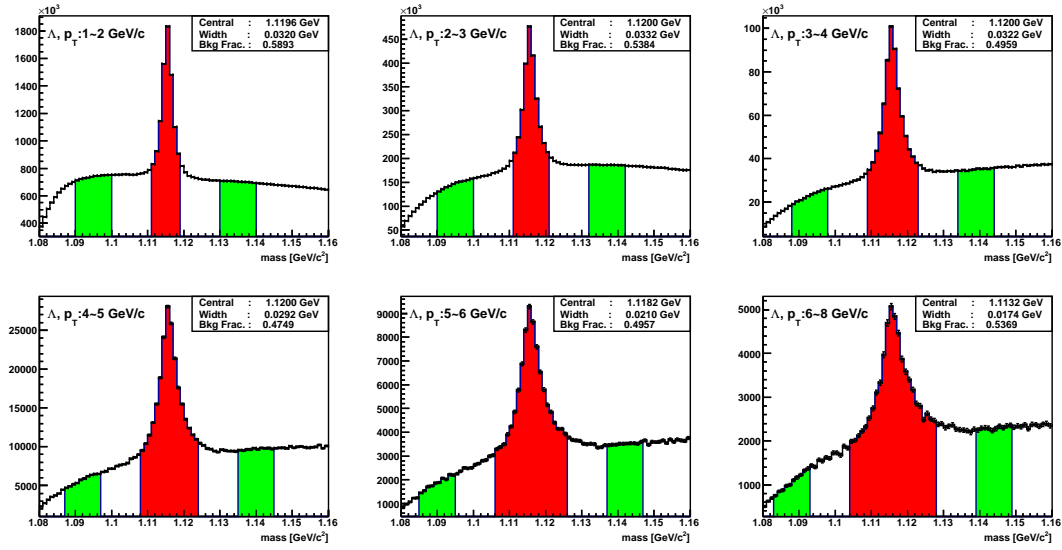


图 3.17: 合并的喷注触发样本中, 重建出的 $p\pi^-$ 对的初始不变质量分布。

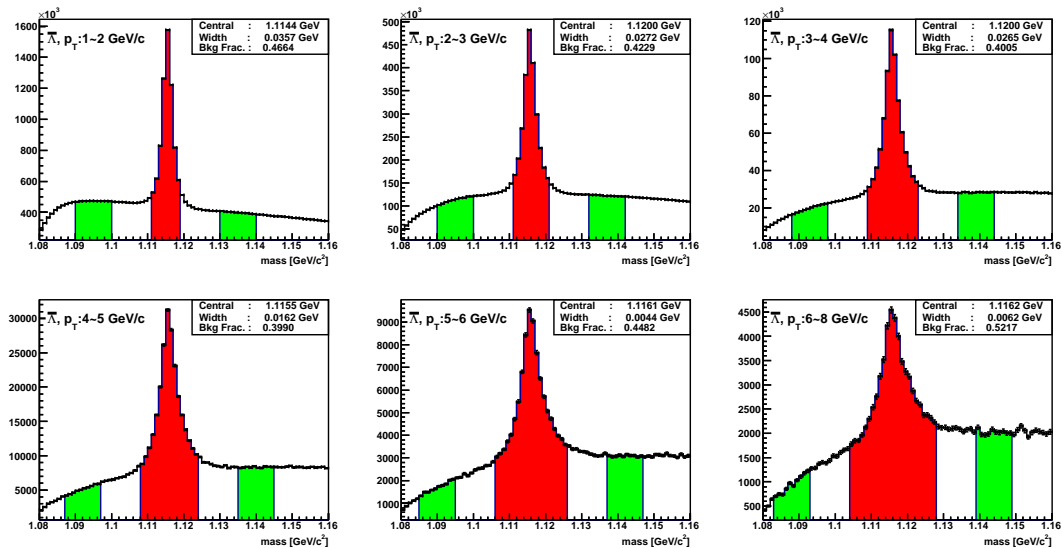


图 3.18: 合并的喷注触发样本中, 重建出的 $\bar{p}\pi^+$ 对的初始不变质量分布。

表 3.4: Λ ($\bar{\Lambda}$) 重建主要挑选判据 (较宽松组)

Cut/ p_T [GeV/c]	(1, 2)	(2, 3)	(3, 4)	(4, 5)	(5, 6)	(6, 8)
N(hits) of daughter tracks	> 14	> 14	> 14	> 14	> 14	> 14
$N(\sigma) dE/dx$ for daughters	< 3	< 3	< 3	< 3	< 3	< 3
dca2 [cm]	< 0.90	< 0.90	< 0.70	< 0.50	< 0.50	< 0.50
dcaV0 [cm]	< 1.2	< 1.2	< 1.2	< 1.2	< 1.2	< 1.2
$\cos(\vec{r}, \vec{p})$	> 0.98	> 0.98	> 0.98	> 0.98	> 0.98	> 0.98
Decay Length [cm]	> 3.0	> 3.0	> 3.5	> 4.0	> 4.5	> 4.5
dcaP [cm]	> 0.20	> 0.20	> 0.00	> 0.00	> 0.00	> 0.00
dcaPi [cm]	> 0.40	> 0.40	> 0.40	> 0.30	> 0.20	> 0.20
Momentum of π^- (π^+) [GeV/c]	> 0.15	> 0.15	> 0.20	> 0.25	> 0.30	> 0.40

 表 3.5: Λ ($\bar{\Lambda}$) 重建主要挑选判据 (较严格组)

Cut/ p_T [GeV/c]	(1, 2)	(2, 3)	(3, 4)	(4, 5)	(5, 6)	(6, 8)
N(hits) of daughter tracks	> 14	> 14	> 14	> 14	> 14	> 14
$N(\sigma) dE/dx$ for daughters	< 3	< 3	< 3	< 3	< 3	< 3
dca2 [cm]	< 0.80	< 0.70	< 0.60	< 0.50	< 0.45	< 0.45
dcaV0 [cm]	< 1.0	< 1.0	< 1.0	< 1.0	< 1.0	< 1.0
$\cos(\vec{r}, \vec{p})$	> 0.995	> 0.995	> 0.995	> 0.995	> 0.995	> 0.995
Decay Length [cm]	> 3.5	> 4.0	> 4.0	> 4.5	> 5.0	> 5.0
dcaP [cm]	> 0.25	> 0.20	> 0.10	> 0.05	> 0.05	> 0.05
dcaPi [cm]	> 0.60	> 0.55	> 0.50	> 0.50	> 0.50	> 0.50
Momentum of π^- (π^+) [GeV/c]	> 0.15	> 0.15	> 0.20	> 0.25	> 0.30	> 0.40

升高而逐渐变宽，这主要是由于探测器的能量分辨率随着径迹横动量变大而变差。

在不变质量谱中，仍旧留有一定的背景，但背景事例比例已经很低，约为 5% ~ 10%，且随横动量升高而略有变大。利用表 3.4 挑选判据筛选的不变质量分布与其类似，只是重建出的信号数目较多而本底相对略高，约为 10% ~ 15%。

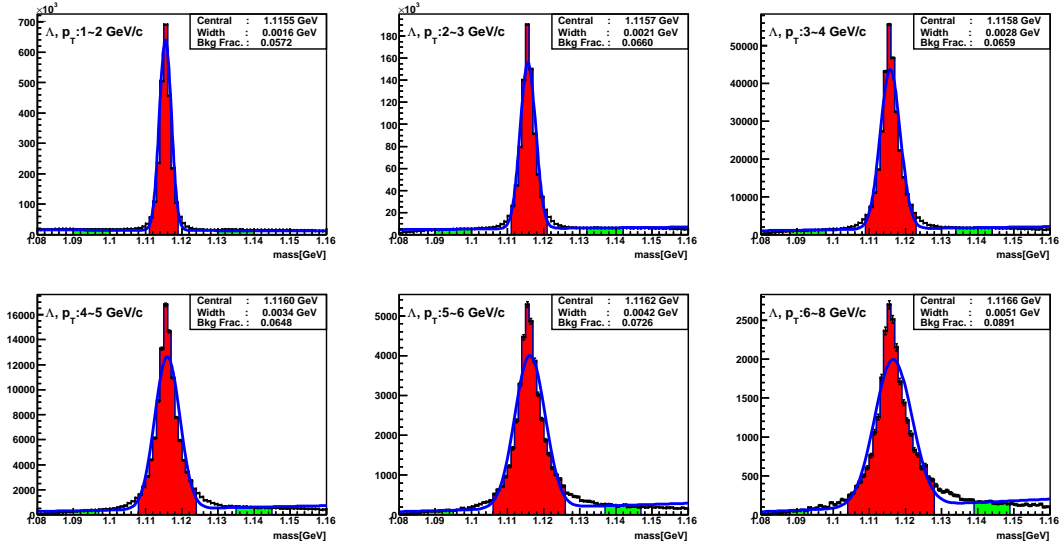


图 3.19: 合并的喷注触发样本中，重建出的全部 Λ 的不变质量分布。

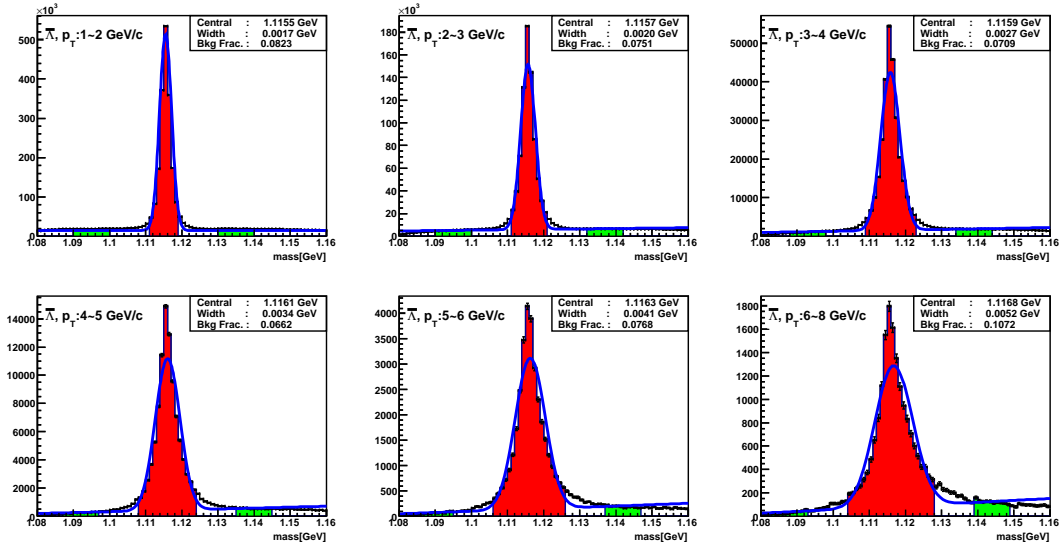


图 3.20: 合并的喷注触发样本中，重建出的全部 $\bar{\Lambda}$ 的不变质量分布。

严格的挑选判据会降低 Λ 样本的统计性，但同时也会减少本底使得样本更干净。我们使用 Side-Band 方法进行对背景的估计。在重建的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的不变质量分布中，背景主要来源于正反电荷粒子的随机组合和粒子种类错判，其分布是

线性的。首先在信号峰左右对称的位置各选择一段宽度相同的区域，作为背景估计的控制区间，即 **side-band**。**side-band** 区域应距离信号峰有一定距离，这样是为了尽量避免将偏差较大的信号事例包含在其中，同时为了尽可能的描述好信号峰中的背景，**side-band** 区域也不宜距离信号峰过远，最终我们选择的 **side-band** 区域如图中绿色区域所示。残余背景事例的比例 r ，计算公式如式 (3.7) 所示。

$$r = \frac{N_{sum}^{side-bands} \times W^{signal}}{N_{sum}^{signal}} \quad (3.7)$$

式中， $N_{sum}^{side-bands}$ 和 N_{sum}^{signal} 分别是 **side-band** 区域和信号峰区域的事例总数， $W^{side-bands}$ 和 W^{signal} 分别是 **side-band** 区域和信号峰区域的质量宽度。由单一方法估计背景事例比例引入的系统误差将在第5.5节中描述。

挑选判据优化的最终目标是使得横向极化转移的测量值的统计误差尽量小，在这里我们使用超子重建的数量来近似估计 D_{TT} 的统计误差。我们将 D_{TT} 统计误差的修正公式 (3.8) 简化，得到如式 (3.9) 的简化形式。这里使用了 $\delta_{stat} \approx 1/\sqrt{N}$ 的近似。

$$\delta D_{TT} = \frac{\sqrt{(\delta D_{TT}^{raw})^2 + (r\delta D_{TT}^{bkg})^2}}{1-r} \quad (3.8)$$

$$\delta D_{stat}^{estimation} \approx \frac{\sqrt{(2+r)/(2N^{raw})}}{1-r} \quad (3.9)$$

式中各量分别代表： δ_{stat} 为观测量的统计误差， N 为事例数， D_{TT} 为横向极化转移，上标 **raw** 和 **bkg** 分别对应信号区域和 **side-band** 区域， r 为估计的信号峰下的背景比例。我们利用式 (3.9) 分别计算用两组挑选判据得到的 D_{TT} 统计误差估计值，并列于表 3.6 中。表中 N^{raw} 为信号区间中的事例数， r 为信号峰下的背景比例， $\delta D_{stat}^{estimation}$ 是借由式 (3.9) 对 D_{TT} 统计误差值得估计， Δ 表示统计误差估计值的差别，**Tight** 和 **Loose** 分别对应表 3.4 和表 3.5 中的挑选判据。

需要说明的是表中的数据是经过所有环节的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 样本，该样本是最终会被用于抽取横向极化转移的样本，是我们最终关心的。从表 3.6 中可以观察到，使用宽松的挑选判据 (**Loose**) 可以重建出较多的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例，但背景比例也较高。 D_{TT} 统计误差与 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例数 N^{raw} 负相关，与背景比例 r 正相关，最后两组挑选判据对应的统计误差估计值 $\delta D_{stat}^{estimation}$ 是一样的。**Loose** 组选判条件是在纵向极化转移的测量中优化的结果，我们在新的分析中用 **Tight** 组选判条件可以得到与 **Loose** 组相同的统计误差水平。考虑到使用较为严格的判据可以得到更干净的超子样本，最终我们使用了表 3.5 所示的挑选判据重建的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例样本，用于抽取 D_{TT} 。

表 3.6: 不同挑选判据下的 D_{TT} 统计误差的估计值。

Λ						
N^{raw}		r		$\delta D_{\text{stat}}^{\text{estimation}}$		Δ
Tight	Loose	Tight	Loose	Tight	Loose	Tight - Loose
469681	606868	0.07	0.13	0.002	0.002	0.0001
318358	396141	0.08	0.14	0.002	0.002	0.0000
181550	203299	0.07	0.10	0.003	0.003	0.0000
77866	84799	0.06	0.09	0.004	0.004	0.0000
32441	35996	0.07	0.11	0.006	0.006	0.0000
20256	22923	0.08	0.13	0.008	0.008	0.0000

$\bar{\Lambda}$						
N^{raw}		r		$\delta D_{\text{stat}}^{\text{estimation}}$		Δ
Tight	Loose	Tight	Loose	Tight	Loose	Tight - Loose
502226	674348	0.07	0.15	0.002	0.002	0.0001
368042	462115	0.08	0.14	0.002	0.002	0.0000
193221	221828	0.07	0.11	0.003	0.002	0.0000
71833	80952	0.07	0.10	0.004	0.004	0.0000
25571	29978	0.07	0.13	0.007	0.007	0.0000
13486	16208	0.10	0.17	0.010	0.010	-0.0001

3.2.3 STAR 实验上喷注的重建

在质子质子对撞中末态超子极化转移的测量中，需要先来确定末态 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的极化方向。如第1.4节中所述，本文分析中测量的 D_{TT} 是沿出射极化部分子的极化方向的极化转移。极化碎裂部分子的自旋方向由初态极化部分子的自旋方向沿产生面法线旋转得到，旋转的角度为硬散射的散射角。在旋转过程中，我们使用喷注的极化方向替代出射部分子的动量方向。在本节中，我们来介绍 STAR 实验上喷注的重建。

喷注是发生硬散射后强子化的产物，在实验上表现为一簇沿相同方向飞行的粒子构成的束团。喷注可以分作三个阶段，分别是部分子阶段、强子阶段和探测器阶段。在部分子阶段，喷注是硬散射产生的部分子，之后部分子强子化，变为由沿一定方向飞行的一簇粒子构成，最终喷注被探测器捕捉到表现为集中在一定空间区域的带电径迹和量能器能量沉积。

STAR 实验的喷注重建软件框架集成了多种喷注重建算法，本分析中使用的重建算法是 anti- k_T 算法 [109]。它是一种以粒子横动量作为权重，以所谓的“距离”作为限制条件，将相邻的粒子或准喷注合并的迭代算法。对撞事例中的两个对象 i, j （粒子或喷注）间的“距离” d_{ij} 和对象 i 与束流之间的“距离” d_{iB} 定义为：

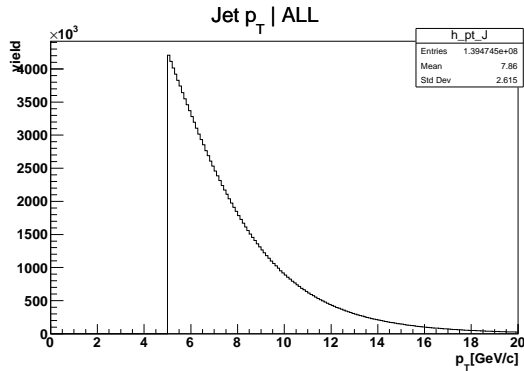
$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{-2}, k_{tj}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.10)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{-2}, \quad (3.11)$$

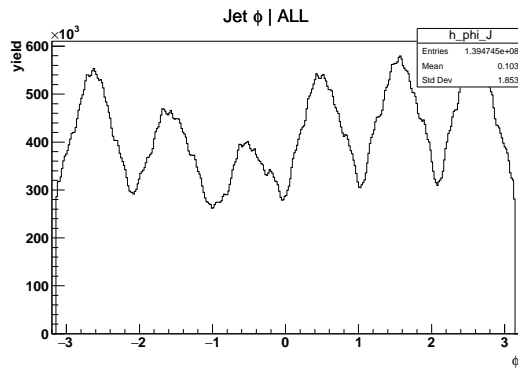
其中， $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ ， k_{ij} ， y 和 ϕ 分别是横动量，快度和方位角， R 是喷注的半径参数。喷注重建算法通过比较 d_{ij} 和 d_{iB} 的大小去判断是否应将两个对象合并，如果较小的是 d_{ij} ，则将 i 和 j 两个对象重组。反之，如果较小的是 d_{iB} ，则将对象 i 视为一个喷注并将其从对象序列中移除。之后新对象序列中的对象之间的距离会被重新计算，直至序列中不再含有任何对象。对“距离”的迭代结束后，我们可以得到若干个准喷注。如果两个准喷注之间存在重叠的部分（两个准喷注轴的距离小于 $2R$ ），重建算法就会进行一系列分割合并操作，形成最终的喷注。

STAR 实验中，TPC 中重建的径迹和电磁量能器上来源于粒子候选者的能量沉积都被用来进行喷注的重建。如果电磁量能器上一个击中的能量峰指向一条 TPC 中的径迹，那么会从电磁量能器的能量沉积贡献中减除这部分。以避免重复计算。为了将一个喷注以四维矢量的形式重建，TPC 中重建的径迹被赋予 π 介子的质量，粒子在电磁量能器的能量沉积被认为由光子沉积。本文中喷注重建中设置的主要参数有： $R < 0.6$ 和 $P_T^{\text{jet}} > 5 \text{ GeV}/c$ 。

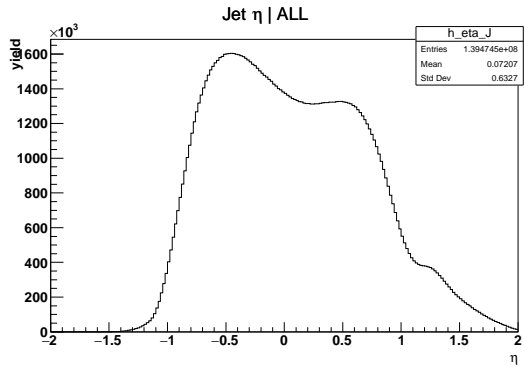
图 3.21 显示了在数据样本中重建喷注的主要观测量分布。需要说明的是图 3.21(a) 中喷注横动量 p_T 在 $p_T = 5 \text{ GeV}/c$ 处的截断是重建参数设置的效果, 图 3.21(d) 的赝快度是指喷注能量在量能器上沉积的位置相对 TPC 中心的赝快度, 图 3.21(e) 是喷注能量中电中性能量的比例, 这部分能量来自于量能器上没有 TPC 径迹匹配的能量沉积。 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子是用 TPC 中的带电径迹重建的, 考虑到 TPC 的赝快



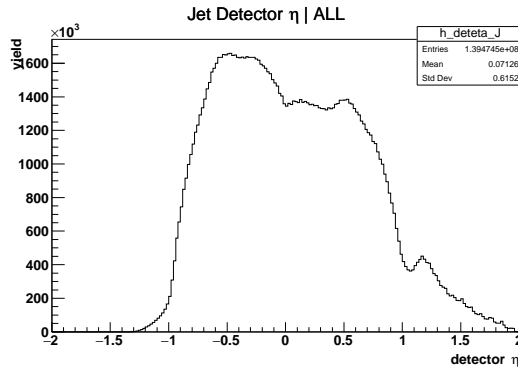
(a) 重建喷注的横动量分布。



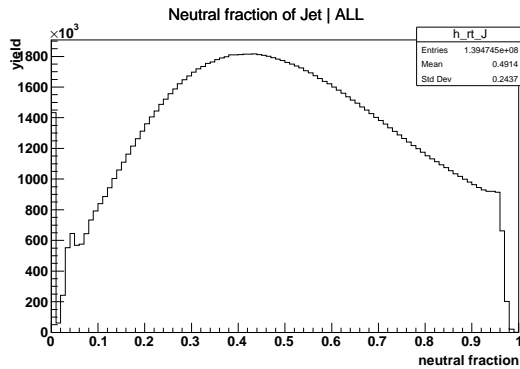
(b) 重建喷注的方位角喷注。



(c) 重建喷注的赝快度分布。



(d) 重建喷注在量能器上能量沉积的位置相对 TPC 几何中心的赝快度分布。



(e) 电中性能量在重建喷注总能量中所占比例。

图 3.21: 横向极化转移分析数据样本中重建喷注的主要物理观测量分布。

度覆盖范围，我们将喷注在探测器上赝快度范围限制在 $-0.7 < \eta_{\text{jet}}^{\text{det}} < 0.9$ ，以配合桶部及端盖电磁量能器的覆盖范围，以保证喷注的质量，同时要求喷注电中性成分不大于 0.95 以避免 TPC 带电径迹的贡献比例过少。

3.2.4 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子和喷注的关联

$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子与喷注关联的过程就是寻找 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子所在的喷注的过程，以确定作为超子来源分子的极化方向。在每一个事例中，我们通过计算每个喷注和每个 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子之间的“距离”， ΔR ，来实现关联， ΔR 定义为：

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.12)$$

$$\Delta\eta \equiv \sqrt{(\eta_{\text{jet}} - \eta_{\Lambda(\bar{\Lambda})})^2} \quad (3.13)$$

$$\Delta\phi \equiv \sqrt{(\phi_{\text{jet}} - \phi_{\Lambda(\bar{\Lambda})})^2} \quad (3.14)$$

其中 $\eta_{\text{jet}}, \eta_{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 分别是喷注和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的赝快度， $\phi_{\text{jet}}, \phi_{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 分别是喷注和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的方位角。每个对撞事例中重建出的喷注可能不止一个，所以对于每一个 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子，可能会有一个或多个喷注与其计算 ΔR ，距离最近的会作为关联的候选喷注记录下来。

Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子与其距离最近的喷注之间的距离 ΔR 的分布如图 3.22 和图 3.23 所示。在图中我们可以观察到明显的近端 $\Delta R \sim 0$ 和远端 $\Delta R \sim \pi$ 的峰，在小横动量的区间内我们还能观察到不同程度的平台分布在两个峰之间。近端的峰是靠近重建喷注的超子形成的，这些超子有很大的可能性是与其最近的喷注强子化的产物。远端的峰是由单喷注事例中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 所在的喷注没能被重建所致。不是由大横动量部分子碎裂产生的超子，它们的横动量也通常较低，形成了中间的平台。大横动量的超子很大概率是由硬散射部分子碎裂产生，所以没有类似于小横动量超子区间中的平台。图中的竖线 $\Delta R = 0.6$ 是我们对喷注强子化产生的强子的挑选判据。

喷注近端的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 候选者的不变质量分布如图 3.24-图 3.25 所示，其统计信息列在表 3.7 中，这也是最终将被我们用来抽取横向极化转移的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子样本。

3.2.5 K_S^0 重建和喷注的关联

K_S^0 是自旋为 0 的介子，在我们的分析中使用衰变道 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 重建，其过程与 Λ 超子基本相同。按照 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横向极化转移抽取的方法构造出的所谓的横向极化转移，其值应与 0 一致，非常适合用于检验 D_{TT} 的抽取方法。

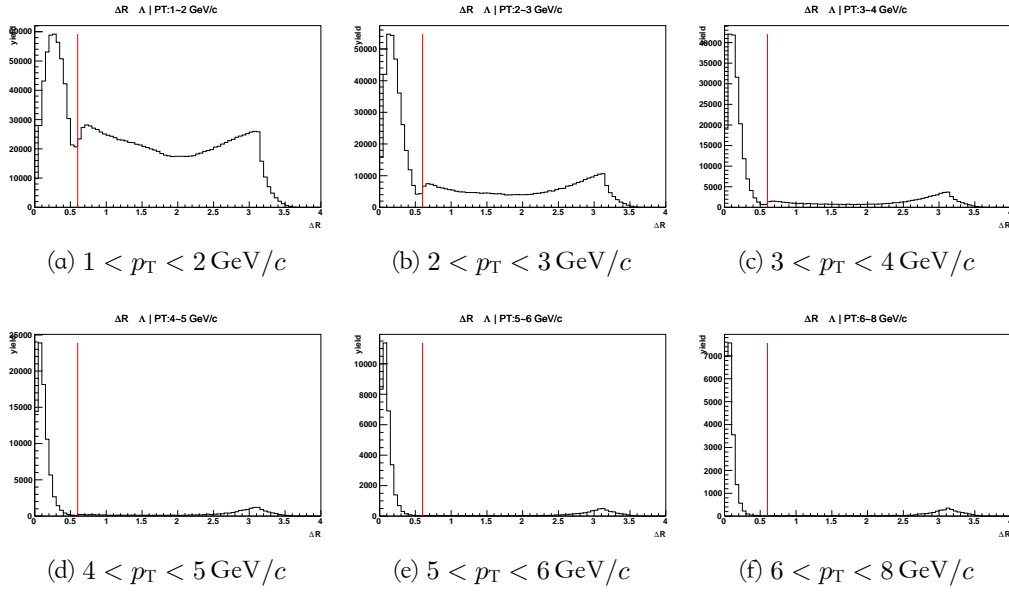


图 3.22: 喷注事例中 Λ 超子与最近的喷注之间的 ΔR 分布, 红色竖线为喷注与强子关联的 ΔR 上限。

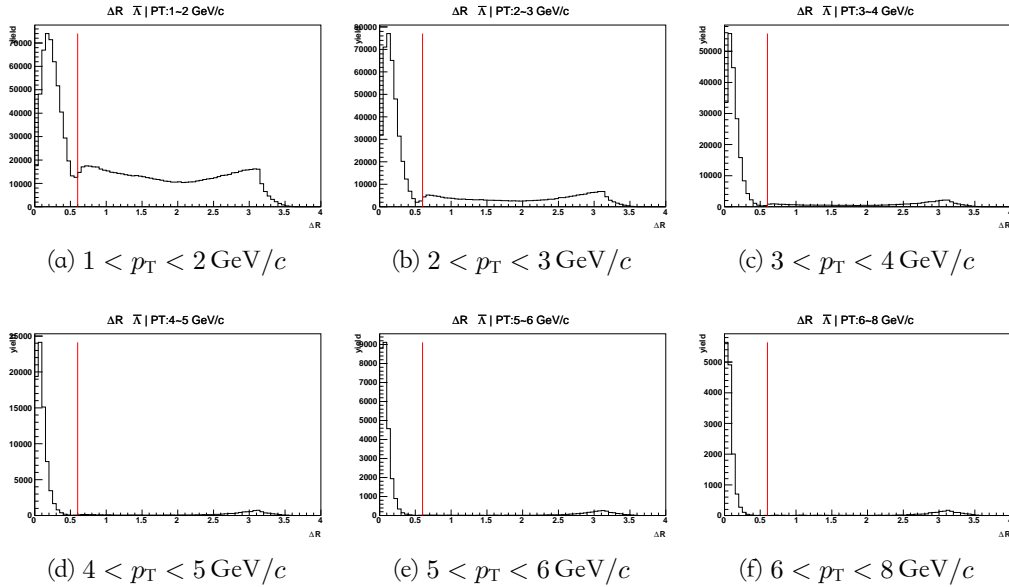


图 3.23: 喷注事例中 $\bar{\Lambda}$ 超子与最近的喷注之间的 ΔR 分布, 红色竖线为喷注与强子关联的 ΔR 上限。

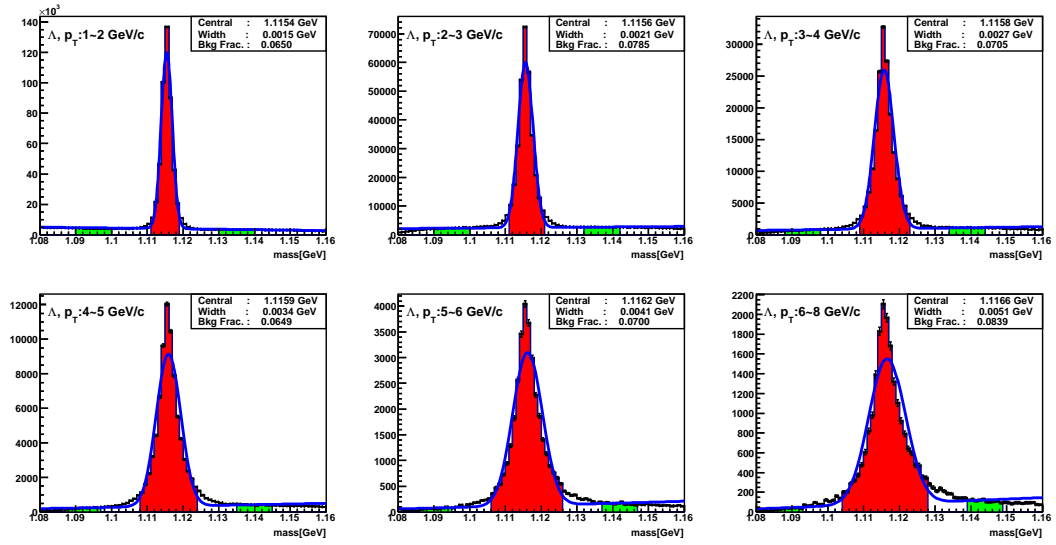


图 3.24: 喷注近端不同 p_T 区间的 Λ 不变质量分布。

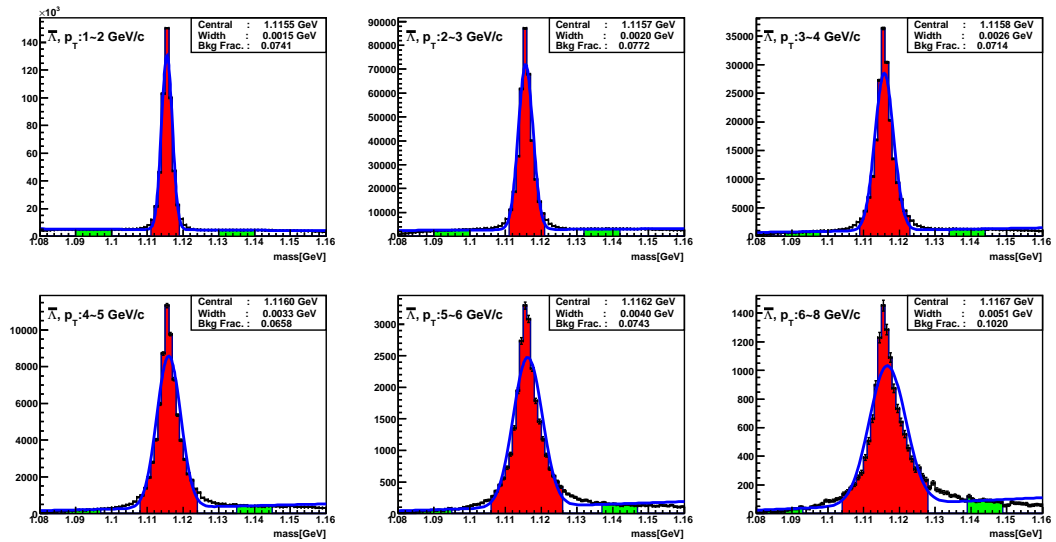
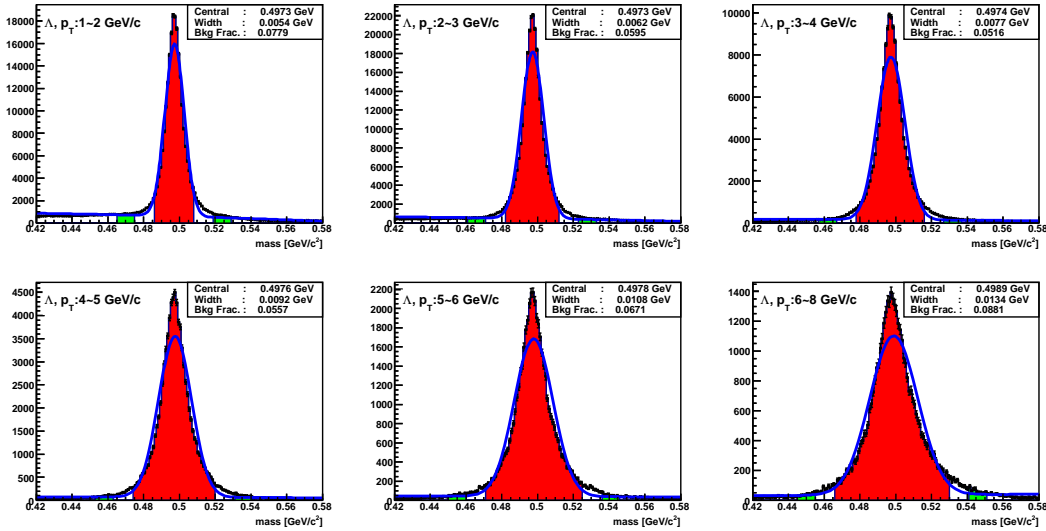


图 3.25: 合并的喷注触发样本中, 喷注近端不同 p_T 区间的 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。

表 3.7: 合并的喷注触发样本中, 喷注近端 ($\Delta R < 0.6$) 不变质量谱信号区间的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 事例数和背景事例比例。

p_T [GeV/c]	Λ		$\bar{\Lambda}$		mass window [GeV/ c^2]
	counts	bkg. frac.	counts	bkg. frac.	
(1,2)	469681	0.065	502226	0.074	(1.111, 1.119)
(2,3)	318358	0.079	368042	0.077	(1.111, 1.121)
(3,4)	181550	0.071	193221	0.072	(1.109, 1.123)
(4,5)	77866	0.065	71833	0.066	(1.108, 1.124)
(5,6)	32441	0.070	25571	0.075	(1.106, 1.126)
(6,8)	20256	0.084	13486	0.102	(1.104, 1.128)

通过类似的重建过程以及挑选判据, 可以得到低本底的 K_S^0 不变质量谱, 使用的挑选判据如表所示。在与喷注进行关联后, 喷注近端的 K_S^0 不变质量谱如图 3.26 所示。


 图 3.26: 喷注近端不同横动量区间的 K_S^0 不变质量分布。

3.3 超子横向极化转移 D_{TT} 的抽取

3.3.1 利用衰变产物分布不对称抽取 D_{TT}

$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$) 是弱衰变过程，过程中宇称破缺，衰变产物的角分布会受到超子的极化度的影响，这在1.3中已有说明，关系为：

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} = \frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A(\cos\theta^*) (1 + \alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})} \cos\theta^*) \quad (3.15)$$

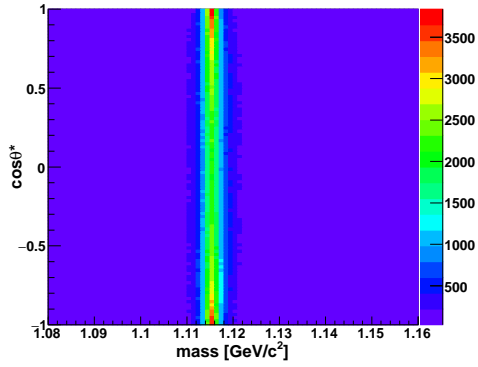
式中 \mathcal{L} 是束流亮度， σ 是 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的产生截面， $P_{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 是 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的极化度， θ^* 是 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 质心系中衰变质子（反质子）动量与 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 极化方向的夹角，如图 1.13 所示， $A(\cos\theta^*)$ 是探测器的接收度。

在 D_{TT} 的测量中，以碎裂部分子的自旋方向作为 Λ 超子的自旋方向。碎裂部分子的自旋方向由初态的极化方向沿产生面法线旋转获得，碎裂部分子的方向以喷注动量方向代替，这在第 1.2.2 节中已经说明。经过简单计算可以得到 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的 $\cos\theta^*$ 值。图 3.27 显示了以 BLUE 束流为极化束流时，喷注近端的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的 $\cos\theta^*$ 与它们不变质量的二维分布。在我们的样本中，背景事例并没有形成明显可见的特定形状分布。选用 YELLOW 束流作为极化束流时的该分布也是基本相同的。也可以看出， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 粒子在该分布中也没有明显的区别。

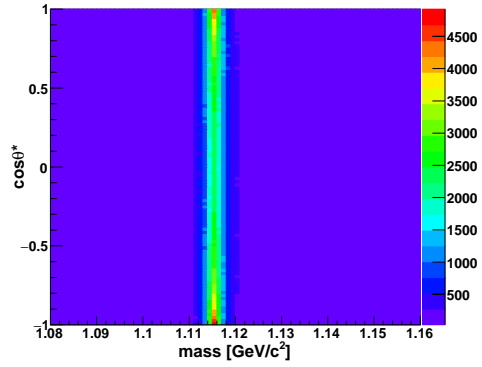
$\cos\theta^*$ 分布对碰撞束团的极化状态是没用明显依赖的，这里按照碰撞束团的极化状态显示是为了之后组合成不同的初态束流极化状态的样本。我们将信号质量区间的事例投影，得到了喷注近端的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子 $\cos\theta^*$ 的一维分布。图 3.28 是 JP1 触发样本中，以 BLUE 束流作为极化束流时前向赭快度区间 ($0 < \eta < 1.2$) Λ 粒子的 $\cos\theta^*$ 分布。在图中可以观察到在 $\cos\theta^*$ 接近 0 时事例数逐渐减小，形成低洼，成 V 字形。这是因为 TPC 对小 p_T 径迹的重建效率急剧降低所致。在 Λ 质心系中，与 Λ 动量夹角越接近 π 的衰变产物经过洛伦兹变换到实验室系下后的动量越小，当小于 $\sim 0.1 \text{ GeV}/c$ 时，TPC 的重建效率急剧降低，含有小横动量衰变粒子（通常是 π 介子）的 Λ 事例容易丢失。上述的情形正好对应了 $\cos\theta^*$ 接近于 0 的情况。通过对比也可以发现，随着 Λ 横动量增大，衰变产物的动量也在增大，这种效应在逐渐减弱。

按照方程 (3.15)，我们可以通过拟合 Λ 质心系中衰变产物关于极化度的角分布去抽取 Λ 粒子的极化度，进而得到极化转移。这种拟合的做法需要修正探测器接收度 $A(\cos\theta^*)$ 所带来的影响。在本文的分析中，我们使用的抽取方法避免了探测器接收度的修正。

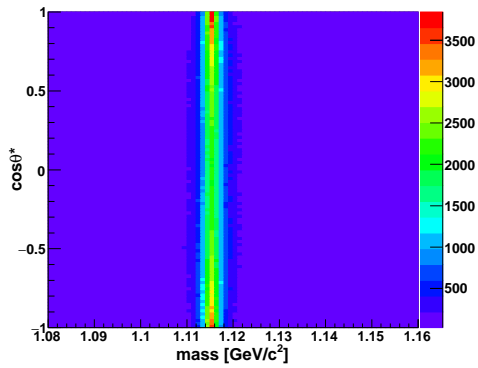
在一个足够小的 $\cos\theta^*$ 区间内，探测器的接收度变化很小，可以用该区间的平均值代替。并且，在末态超子极化方向的正方向不变的情况下，初态极化方向翻转后，在足够小的 $\cos\theta^*$ 区间中 $A^\uparrow(\cos\theta^*) = A^\downarrow(\cos\theta^*)$ ，即与初态束流的极



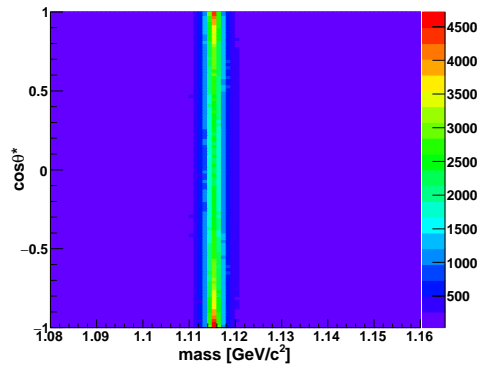
(a) BLUE 束流作为极化束流时, $1 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 超子 $\cos \theta^*$ 与不变质量的二维分布。



(b) BLUE 束流作为极化束流时 $1 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ 的 $\bar{\Lambda}$ 超子 $\cos \theta^*$ 与不变质量的二维分布。

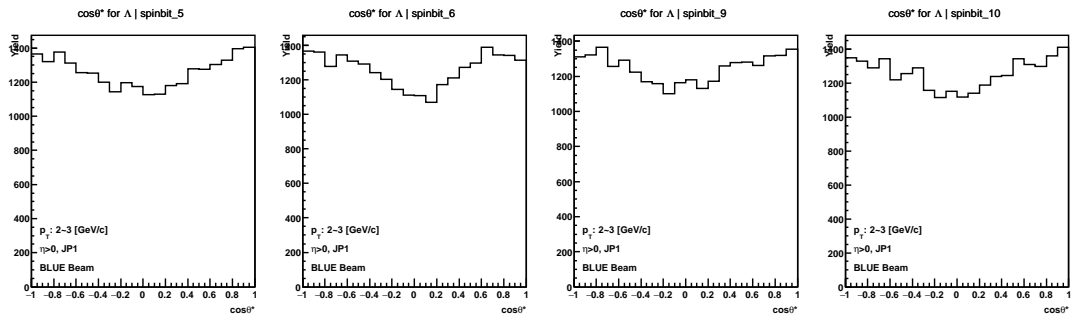


(c) YELLOW 束流作为极化束流时 $1 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 超子 $\cos \theta^*$ 与不变质量的二维分布。

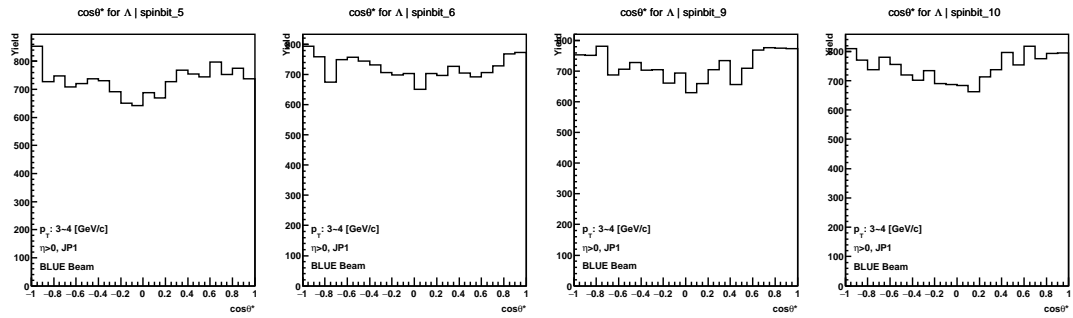


(d) YELLOW 束流作为极化束流时 $1 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ 的 $\bar{\Lambda}$ 超子 $\cos \theta^*$ 与不变质量的二维分布。

图 3.27: 数据样本中 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子 $\cos \theta^*$ 与不变质量谱的二维分布。



(a) $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 超子的 $\cos \theta^*$ 分布。



(b) $3 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ 的 Λ 超子的 $\cos \theta^*$ 分布。

图 3.28: JP1 样本中, BLUE 束流作为极化束流时前向赭快度区间中 Λ 粒子 $\cos \theta^*$ 分布, 每组四幅图分别对应四种碰撞束团的极化状态。

化方向无关，这在文献 [110] 已有证明。。因此，可以利用不对称度的抽取方法来消除探测器接收度的影响。我们首先将式 (3.15) 写成如下的形式：

$$dN = \frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A(\cos\theta^*) (1 + \alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})} \cos\theta^*) d\cos\theta^*, \quad (3.16)$$

这里我们把在一个较小 $\cos\theta^*$ 区间 $[\cos\theta_1^*, \cos\theta_2^*]$ 中探测器接收度 $A(\cos\theta^*)$ 近似为常数 $\langle A \rangle_{1,2}$ ，则上式对 $\cos\theta^*$ 积分可以得到该区间内的 Λ 超子数：

$$N_{1,2} = \frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A_{1,2} \left[(\cos\theta_2^* - \cos\theta_1^*) + \frac{\alpha_{\Lambda} P_{\Lambda}}{2} (\cos^2\theta_2^* - \cos^2\theta_1^*) \right], \quad (3.17)$$

Λ 的极化度和与极化转移以及束流极化度之间的关系是 $P_{\Lambda} = P_0 + D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}$ ，其中 P_0 是当初态束流非极化时末态的 Λ 超子产生的极化，但这一项只允许在末态超子的产生面法线方向非零，而在碎裂部分子极化方向的平均值近似为零，所以在 D_{TT} 的测量中 $P_{\Lambda} = D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}$ 。RHIC 束流横向极化时，其极化方向沿实验室坐标系的 y 轴方向，我们将极化的正方向选为 y 轴正方向。束流极化方向沿 y 方向正方向 (\uparrow) 时，极化度记作 P_{beam} ，当束流极化沿 y 轴负方向 (\downarrow) 时，极化度记作 $-P_{\text{beam}}$ 。这样，对应初态束流的极化方向，末态 Λ 超子的极化度可以写作：

$$\begin{aligned} P_{\Lambda}^{\uparrow} &= D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}, \\ P_{\Lambda}^{\downarrow} &= -D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

将式 (3.18) 代入式 (3.17) 中可以得到 $[\cos\theta_1^*, \cos\theta_2^*]$ 区间中对应不同初态束流极化方向的 Λ 事例数 $N_{1,2}^{\uparrow}$ 和 $N_{1,2}^{\downarrow}$ ：

$$\begin{aligned} N_{1,2}^{\uparrow} &= \frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A_{1,2} \left[(\cos\theta_2^* - \cos\theta_1^*) + \frac{\alpha_{\Lambda} D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2\theta_2^* - \cos^2\theta_1^*) \right], \\ N_{1,2}^{\downarrow} &= \frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A_{1,2} \left[(\cos\theta_2^* - \cos\theta_1^*) - \frac{\alpha_{\Lambda} D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2\theta_2^* - \cos^2\theta_1^*) \right], \end{aligned}$$

进而由束流的极化方向不同得到的 Λ 产额的不对称，可以得到

$$\begin{aligned} \frac{N_{1,2}^{\uparrow} - N_{1,2}^{\downarrow}}{N_{1,2}^{\uparrow} + N_{1,2}^{\downarrow}} &= \frac{\frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A_{1,2} [\alpha_{\Lambda} D_{\text{TT}} P_{\text{beam}} (\cos^2\theta_2^* - \cos^2\theta_1^*)]}{\frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A_{1,2} [2(\cos\theta_2^* - \cos\theta_1^*)]} \\ &= \frac{\alpha_{\Lambda} D_{\text{TT}} P_{\text{beam}}}{2} (\cos\theta_2^* + \cos\theta_1^*) \end{aligned} \quad (3.19)$$

这里我们可以看到，在一个足够小的 $\cos\theta^*$ 区间中，以平均值代表。计算不对称的时候消除了探测器的接收度，这是利用不对称方法去抽取横向极化转移的优势所在。接着将式中的

$$\frac{(\cos\theta_2^* + \cos\theta_1^*)}{2}$$

用平均值 $\langle \cos \theta^* \rangle$ 代替，并略去角标的“1, 2”，就得到了分析中用于在每一个小 $\cos \theta^*$ 区间中抽取 D_{TT} 的公式，即

$$D_{\text{TT}} = \frac{1}{\alpha P_{\text{beam}} \langle \cos \theta^* \rangle} \frac{N^\uparrow - RN^\downarrow}{N^\uparrow + RN^\downarrow} \quad (3.20)$$

其中 N^\uparrow 和 N^\downarrow 分别对应束流极化向上和向下的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 在该 $\cos \theta^*$ 区间的数目，是将双束流极化的事例数目以相对亮度为权重求和得到， P_{beam} 是对应束流的极化度， α 是弱衰变参数， R 为 N^\uparrow 和 N^\downarrow 之间的相对亮度，用于把初态不同极化组合状态的事例数归一。在纵向极化转移 D_{LL} 的测量中，借助精度极高的相对亮度，利用式 3.20 成功地消除了探测器接收度带来的影响 [76]。在横向极化转移 D_{TT} 的抽取中，我们基于这种方法，结合束流极化方向反转后，末态超子产生截面的对称性，发展出 **Cross-Ratio** 方法来抽取 D_{TT} 。新方法可以在抽取中同时消除探测器接收度和束流相对亮度的影响，从而降低测量结果的系统误差。

3.3.2 Cross-Ratio 方法抽取 D_{TT}

Cross-Ratio 方法普遍用于横向极化不对称相关的测量中，其基本思想是利用对称性消除相对亮度以及探测器接收度的影响。在末态超子的极化轴正方向不变的情况下，当入射束流的极化方向反转时，末态的极化方向也会反转，即

$$\sigma^\uparrow(\cos \theta^*) = \sigma^\downarrow(-\cos \theta^*), \quad \sigma^\uparrow(-\cos \theta^*) = \sigma^\downarrow(\cos \theta^*), \quad (3.21)$$

式中 σ 表示截面， \uparrow 和 \downarrow 分别表示束流极化方向向上和向下。

现在我们来证明使用 **Cross-Ratio** 方法抽取 D_{TT} 可以避免使用不同对撞束团极化状态的相对亮度。

$$\sigma^\uparrow = \frac{N^\uparrow}{\mathcal{L}^\uparrow}, \quad \sigma^\downarrow = \frac{N^\downarrow}{\mathcal{L}^\downarrow}, \quad (3.22)$$

式 (3.22) 中 $\sigma^{\uparrow(\downarrow)}$ 和 $N^{\uparrow(\downarrow)}$ 为单束流极化向上（下）的截面和事例数。基于 D_{TT} 的定义式和式 (3.22)，我们得到：

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{\sigma^\uparrow(\cos \theta^*)\sigma^\downarrow(-\cos \theta^*)} - \sqrt{\sigma^\downarrow(\cos \theta^*)\sigma^\uparrow(-\cos \theta^*)}}{\sqrt{\sigma^\uparrow(\cos \theta^*)\sigma^\downarrow(-\cos \theta^*)} + \sqrt{\sigma^\downarrow(\cos \theta^*)\sigma^\uparrow(-\cos \theta^*)}} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{N^\uparrow(\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\uparrow} \frac{N^\downarrow(-\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\downarrow}} - \sqrt{\frac{N^\downarrow(\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\downarrow} \frac{N^\uparrow(-\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\uparrow}}}{\sqrt{\frac{N^\uparrow(\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\uparrow} \frac{N^\downarrow(-\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\downarrow}} + \sqrt{\frac{N^\downarrow(\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\downarrow} \frac{N^\uparrow(-\cos \theta^*)}{\mathcal{L}^\uparrow}}} \\ &= \frac{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*)N^\downarrow(-\cos \theta^*)} - \sqrt{N^\downarrow(\cos \theta^*)N^\uparrow(-\cos \theta^*)}}{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*)N^\downarrow(-\cos \theta^*)} + \sqrt{N^\downarrow(\cos \theta^*)N^\uparrow(-\cos \theta^*)}}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

式中 $N^\uparrow(\cos \theta^*)$ 与 $N^\uparrow(-\cos \theta^*)$ 代表当束流极化方向向上时，两个对称的 $\cos \theta^*$ 区间中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的产额，相应的， $N^\downarrow(\cos \theta^*)$ 与 $N^\downarrow(-\cos \theta^*)$ 代表当束流极化方

向向下时两个对称的 $\cos \theta^*$ 区间中的产额。同之前一样，我们在一个小的 $\cos \theta^*$ 区间 $(\cos \theta_1^*, \cos \theta_2^*)$ ，将式(3.15)积分，则关于 0 相互对称的两个 $\cos \theta^*$ 区间中的超子数目可以写作：

$$\begin{aligned} N(\cos \theta^*) &= \frac{A_{1,2}^{\cos \theta^*} \mathcal{L} \sigma}{2} \int_{\cos \theta_1^*}^{\cos \theta_2^*} (1 + \alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})} \cos \theta^*) d \cos \theta^* & (3.24) \\ &= \frac{A_{1,2}^{\cos \theta^*} \mathcal{L} \sigma}{2} (\cos \theta^* + \frac{\alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})}}{2} \cos^2 \theta^*) \Big|_{\cos \theta_1^*}^{\cos \theta_2^*} \\ &= \frac{A_{1,2}^{\cos \theta^*} \mathcal{L} \sigma}{2} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) + \frac{\alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})}}{2} (\cos^2 \theta_2^* - \cos^2 \theta_1^*)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} N(-\cos \theta^*) &= \frac{A_{1,2}^{-\cos \theta^*} \mathcal{L} \sigma}{2} \int_{-\cos \theta_2^*}^{-\cos \theta_1^*} (1 + \alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})} \cos \theta^*) d \cos \theta^* & (3.25) \\ &= \frac{A_{1,2}^{-\cos \theta^*} \mathcal{L} \sigma}{2} (\cos \theta^* + \frac{\alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})}}{2} \cos^2 \theta^*) \Big|_{-\cos \theta_2^*}^{-\cos \theta_1^*} \\ &= \frac{A_{1,2}^{-\cos \theta^*} \mathcal{L} \sigma}{2} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) + \frac{\alpha P_{\Lambda(\bar{\Lambda})}}{2} (\cos^2 \theta_1^* - \cos^2 \theta_2^*)] \end{aligned}$$

式中， $A_{1,2}^{\cos \theta^*}$ 和 $A_{1,2}^{-\cos \theta^*}$ 分别代表关于 0 对称的两个宽度相同的 $\cos \theta^*$ 小区间的探测器接收度。前文中已经说明，探测器接收度在低阶时是不依赖于束流的极化方向的，即 $A^\uparrow(\cos \theta^*) = A^\downarrow(\cos \theta^*)$ 。到此，我们得到了极化方向相同时，对称的 $\cos \theta^*$ 区间的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 产额。接着，将式(3.18)代入上式中，可以得到束流极化方向相反时的产额：

$$N^\uparrow(\cos \theta^*) = \frac{\mathcal{L} \sigma}{2} A_{1,2}^{\cos \theta^*} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) + D_{\text{TT}} \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2 \theta_2^* - \cos^2 \theta_1^*)], \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} N^\downarrow(-\cos \theta^*) &= \frac{\mathcal{L} \sigma}{2} A_{1,2}^{-\cos \theta^*} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) - D_{\text{TT}} \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2 \theta_1^* - \cos^2 \theta_2^*)] \\ &= \frac{\mathcal{L} \sigma}{2} A_{1,2}^{-\cos \theta^*} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) + D_{\text{TT}} \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2 \theta_2^* - \cos^2 \theta_1^*)], \\ N^\downarrow(\cos \theta^*) &= \frac{\mathcal{L} \sigma}{2} A_{1,2}^{\cos \theta^*} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) - D_{\text{TT}} \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2 \theta_2^* - \cos^2 \theta_1^*)], \\ N^\uparrow(-\cos \theta^*) &= \frac{\mathcal{L} \sigma}{2} A_{1,2}^{-\cos \theta^*} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) + D_{\text{TT}} \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2 \theta_1^* - \cos^2 \theta_2^*)] \\ &= \frac{\mathcal{L} \sigma}{2} A_{1,2}^{-\cos \theta^*} [(\cos \theta_2^* - \cos \theta_1^*) - D_{\text{TT}} \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos^2 \theta_2^* - \cos^2 \theta_1^*)], \end{aligned}$$

将式(3.27)代入式(3.24)得到：

$$\begin{aligned} &\frac{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*) N^\downarrow(-\cos \theta^*)} - \sqrt{N^\downarrow(\cos \theta^*) N^\uparrow(-\cos \theta^*)}}{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*) N^\downarrow(-\cos \theta^*)} + \sqrt{N^\downarrow(\cos \theta^*) N^\uparrow(-\cos \theta^*)}} & (3.27) \\ &= \frac{\alpha P_{\text{beam}}}{2} (\cos \theta_2^* + \cos \theta_1^*) D_{\text{TT}} \\ &= \alpha P_{\text{beam}} \langle \cos \theta^* \rangle D_{\text{TT}}, \end{aligned}$$

最终使用 Cross-Ratio 方法在足够小的 $\cos \theta^*$ 区间中抽取 D_{TT} 的方程可以写为

$$D_{\text{TT}} = \frac{1}{\alpha P_{\text{beam}} \langle \cos \theta^* \rangle} \frac{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*) N^\downarrow(-\cos \theta^*)} - \sqrt{N^\uparrow(-\cos \theta^*) N^\downarrow(\cos \theta^*)}}{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*) N^\downarrow(-\cos \theta^*)} + \sqrt{N^\uparrow(-\cos \theta^*) N^\downarrow(\cos \theta^*)}}, \quad (3.28)$$

这里的 N^\uparrow 和 N^\downarrow 为单束流极化时的超子数目，需要使用双束流极化的数目组合获得。这里以构造 BLUE 束流为极化束流为例，单束流极化时超子的产额和双束流极化时超子的产额的关系可以表示为

$$N^\uparrow = N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}, \quad N^\downarrow = N^{\downarrow\downarrow} + N^{\downarrow\uparrow}. \quad (3.29)$$

理想条件下，束流极化方向相反的那束束流在组合时应当形成极化度为 0 的非极化的束流，而实际情况是会有少量残留，但如图 3.29 所示，鉴于各个相对亮度之间的差值极小，尤其我们使用的样本是众多个 fill 的平均值，这样的残留就更加微小。

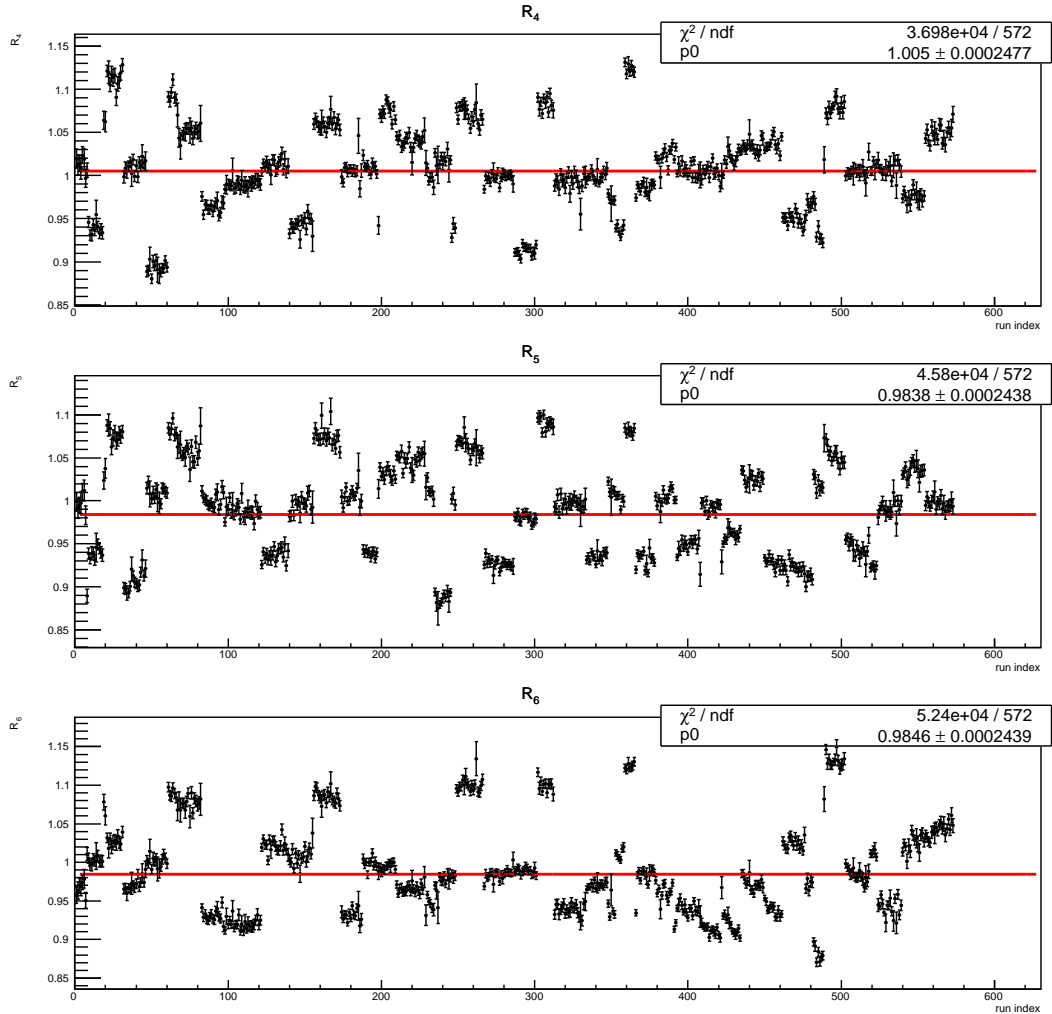


图 3.29: 相对亮度随 run 的分布，其平均值为每幅图右上角的 p_0 。

在四个触发样本中，JP1 数据样本的统计量是最大的，接下来，我们以该触发条件的数据样本为例。图 3.30 中显示了信号质量区间中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 粒子的 N^+ 和 N^- 随 $\cos\theta^*$ 的分布，这里的结果对应于超子横动量区间 $2 \sim 3 \text{ GeV}/c$ ，赙快度区间 $0 < \eta < 1.2$ ，极化束流为 BLUE 束流。这里的 positive beam polarization 数据点是由图 3.28 中 spinbit_9 和 spinbit_10 加和得到，相应的，negative beam polarization 数据点是由 spinbit_5 和 spinbit_6 加和得到。我们将 $\cos\theta^*$ 的整个区间平均分成

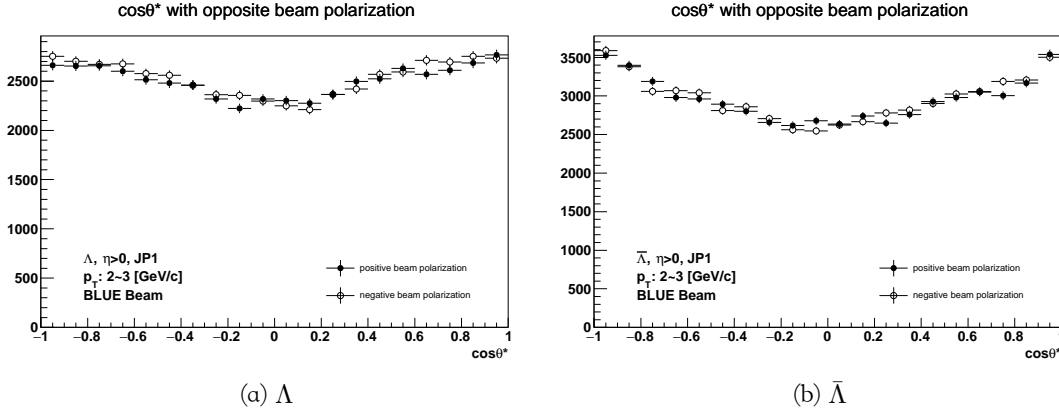


图 3.30: JP1 触发数据样本中，以 BLUE 束流为极化束流时，横动量 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ ，赙快度 $0 < \eta < 1.2$ 的单束流极化时的产额随 $\cos\theta^*$ 的分布。

若干个小区间，在每个 $\cos\theta^*$ 区间中，使用公式 (3.28) 抽取 D_{TT} 。

JP1 触发信号区间样本的抽取结果如图 3.31 所示。此处的结果包含了信号峰下的粉底的贡献，我们将其记作 $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$ 以作区分。图中的分布对应了横动量 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ ，BLUE 束流作为极化束流的抽取结果，实心圆点对应 $0 < \eta < 1.2$ 的超子事例，空心圆点对应 $-1.2 < \eta < 0$ 。图中右上角为使用常数拟合质量 χ^2/ndf 。拟合结果将作为该横动量区间的 $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$ 测量值。以 YELLOW 束流为极化束流的抽取步骤是类似的，在我们的横动量范围内，相应赙快度区间内的结果在误差范围内与 BLUE 束流作为极化束流的结果一致。只考虑统计误差时，在 $+\eta$ 区间 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 χ^2/ndf 数值分别为 $6.9/6$ 和 $3.3/6$ ， $-\eta$ 区间为 $8.4/6$ 和 $4.2/6$ 。空间上，以 BLUE 束流为极化束流时对应 $+\eta$ 区间的事例，在以 YELLOW 束流为极化束流时正好对应了 $-\eta$ 区间。我们将分别以 BLUE 和 YELLOW 为极化束流时相同 η 区间的结果合并，作为某一横动量区间的结果。

Λ ($\bar{\Lambda}$) 信号区间内仍旧有一定的背景残留，需要从 $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$ 中减除。在 side-band 质量区间，按照同样的流程抽取横向极化转移，记作 $D_{\text{TT}}^{\text{bkg}}$ 。我们利用公式 (3.30) 减除信号区间中背景事例的影响，得到横向极化转移的最终测量值 D_{TT} ：

$$D_{\text{TT}} = \frac{D_{\text{TT}}^{\text{raw}} - r D_{\text{TT}}^{\text{bkg}}}{1 - r}, \quad (3.30)$$

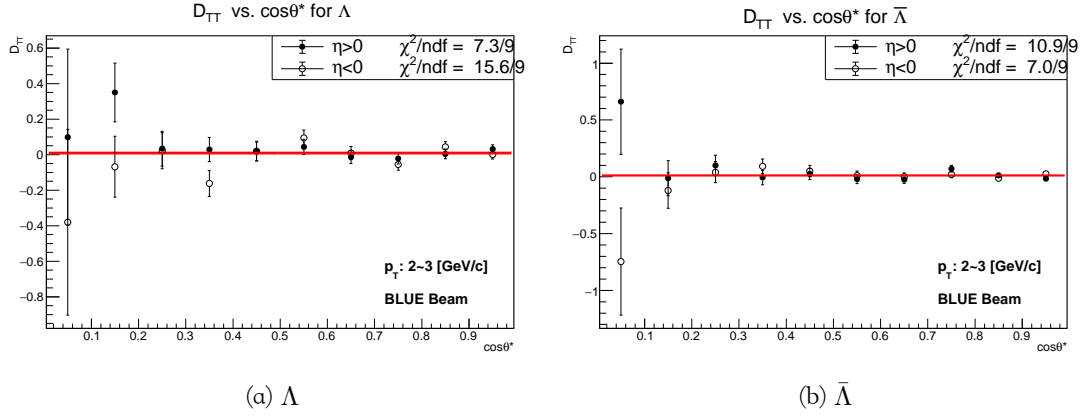


图 3.31: JP1 样本信号质量区间中 Λ (左) 和 $\bar{\Lambda}$ (右) $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$ 随 $\cos \theta^*$ 分布。分布对应横动量 $2 < p_{\text{T}} < 3 \text{ GeV}/c$, BLUE 束流作为极化束流的抽取结果, 实心圆点为 $0 < \eta < 1.2$ 的超子事例, 空心圆点为 $-1.2 < \eta < 0$ 。

式中 r 为使用 side-band 方法估计出的信号质量区间的背景比例。同时, 统计误差也会按照式 (3.8):

$$\delta D_{\text{TT}} = \frac{\sqrt{(\delta D_{\text{TT}}^{\text{raw}})^2 + (r \delta D_{\text{TT}}^{\text{bkg}})^2}}{1 - r}$$

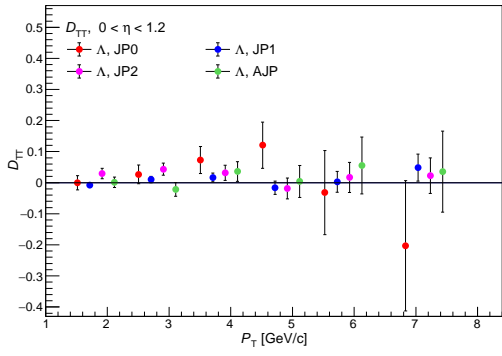
进行修正。

减除背景贡献之后的结果如图 3.32 所示。图中上下分别对应 $+\eta$ 和 $-\eta$ 区间的, 左右分别对应 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 。可以看到在每幅分布图中, 不同触发条件样本的测量值在误差范围内是一致的, 表 3.8 列出了各数据点之间的 χ^2/ndf 检验值, 说明定量上各样本测量结果之间在误差范围内没有显著不同。

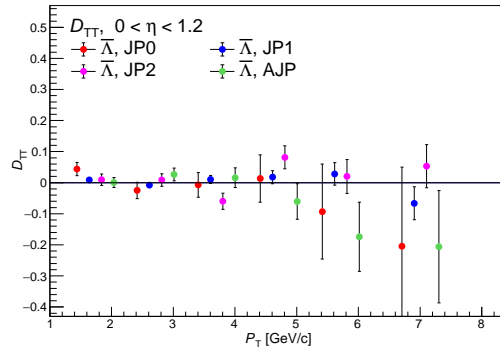
表 3.8: 不同触发样本所得结果之间的 χ^2/ndf 检验。

Trigger	Λ		$\bar{\Lambda}$	
	$0 < \eta < 1.2$	$-1.2 < \eta < 0$	$0 < \eta < 1.2$	$-1.2 < \eta < 0$
JP0 : JP1	6.47/6	2.58/6	3.84/6	5.94/6
JP0 : JP2	6.09/6	2.48/6	5.85/6	3.09/6
JP0 : AJP	5.02/6	2.97/6	6.10/6	3.47/6
JP1 : JP2	6.68/6	2.60/6	10.45/6	3.27/6
JP1 : AJP	2.70/6	2.86/6	7.84/6	4.62/6
JP2 : AJP	6.57/6	3.80/6	12.56/6	4.23/6

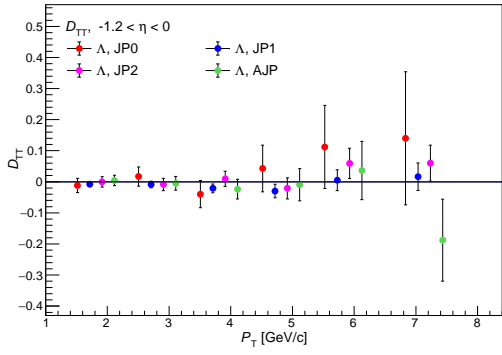
鉴于以上的比较结果的一致性, 我们将四个喷注触发样本合并。按照同样的过程, 合并的触发数据样本中, 经过束流合并但尚未减除背景时的横向极化转



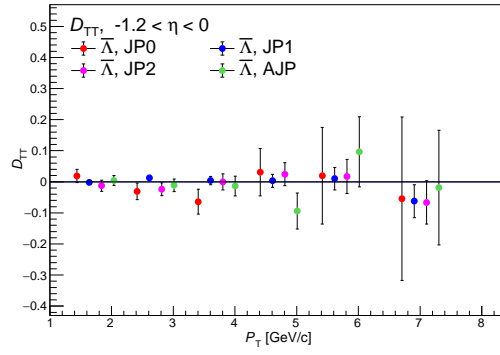
(a) Λ , $0 < \eta < 1.2$



(b) $\bar{\Lambda}$, $0 < \eta < 1.2$



(c) Λ , $-1.2 < \eta < 0$



(d) $\bar{\Lambda}$, $-1.2 < \eta < 0$

图 3.32: 各个触发样本 D_{TT} 的抽取结果比较。

移, 记作 $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$, 其随 $\cos\theta^*$ 的分布如图3.33所示。其中 (a) 栏对应 Λ , (b) 栏对应 $\bar{\Lambda}$ 。图3.33的 (c) 栏是使用 K_S^0 样本用作的交叉检验的结果, 我们会在3.3.3节中介绍。同样, 我们利用式 (3.30) 和式 (3.8) 在每个 p_{T} 区间中减除背景, 就得到了最终的 D_{TT} 测量结果, 其随横动量的分布如图3.34所示。

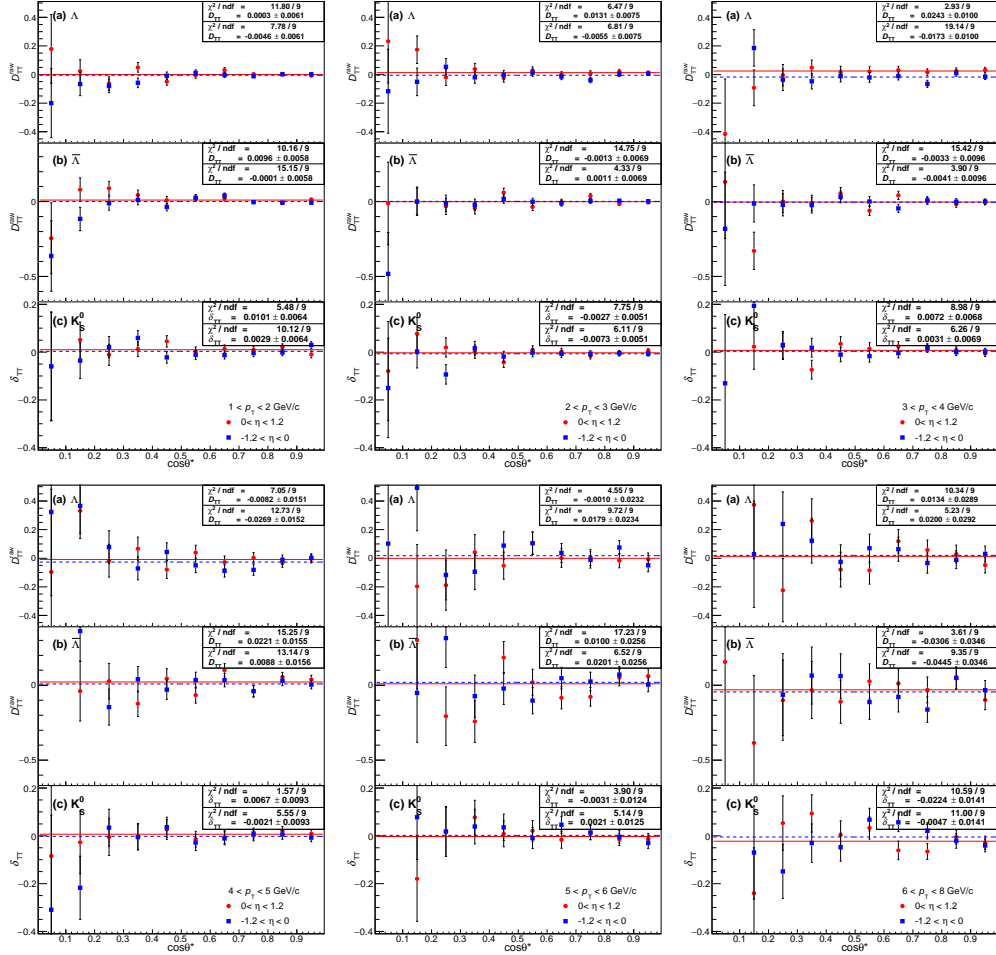
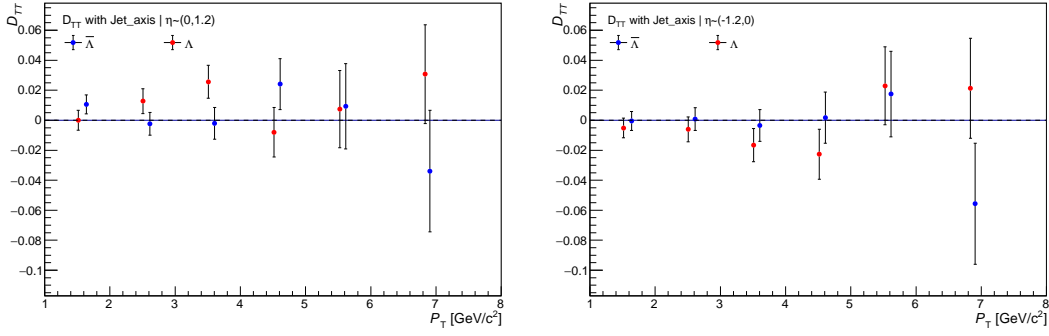


图 3.33: 合并的数据样本中 (a) Λ , (b) $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 随 $\cos\theta^*$ 分布, 相应 (c) K_S^0 的 δ_{TT} 随 $\cos\theta^*$ 分布。

3.3.3 K_S^0 对测量方法的检验

在之前我们重建了标量介子 K_S^0 , 重建的方法与挑选判据的结构与 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 重建一致。借助 K_S^0 的高产额, 我们取得了背景更低但统计量很高的样本。 K_S^0 自旋为 0, 我们对其构造与 Λ 的横向极化转移 D_{TT} 相同的观测量, 记为 δ_{TT} , 用同样的方法抽取。在一个小 $\cos\theta^*$ 区间中计算公式与 D_{TT} 相同, 如式 (3.31) 所示

$$\delta_{\text{TT}} = \frac{1}{\alpha_{K_S^0} P_{\text{beam}} \langle \cos\theta^* \rangle} \frac{\sqrt{N^\uparrow(\cos\theta^*)N^\downarrow(-\cos\theta^*)} - \sqrt{N^\uparrow(-\cos\theta^*)N^\downarrow(\cos\theta^*)}}{\sqrt{N^\uparrow(\cos\theta^*)N^\downarrow(-\cos\theta^*)} + \sqrt{N^\uparrow(-\cos\theta^*)N^\downarrow(\cos\theta^*)}} \quad (3.31)$$


 图 3.34: 喷注触发样本合并后抽取到的 D_{TT} 。

其中, $\alpha_{K_S^0} = 1.0$ 是嘉定的衰变参数, 实际上对 K_S^0 而言并没有这个参数, P_{beam} 和 $\langle \cos \theta^* \rangle$ 分别为束流极化度和每一个 $\cos \theta^*$ 区间的平均值, $N(\pm \cos \theta^*)$ 为 $\pm \cos \theta^*$ 对应的小区间中 K_S^0 的产额, 上标 \uparrow / \downarrow 代表入射束流极化方向向上(下)。按照相同的方法, 可以得到图 3.33(c) 栏中 δ_{TT} 随 $\cos \theta^*$ 分布, 可以看到其右上角的拟合值误差小于 $\Lambda(a)$, $\bar{\Lambda}(b)$, 且在误差范围内 δ_{TT} 与 0 符合。这很好的验证了本分析中 D_{TT} 测量方法。

3.3.4 不同碎裂部分子方向代替方案的对比

在选取 Λ 超子的极化方向时, 我们需要碎裂部分子的动量方向来确定 Λ 的极化方向。在上文的测量中, 我们选择重建出的喷注的动量方向作为代替。同时, 我们也以 Λ 粒子的动量方向作为碎裂部分子的动量方向, 对 D_{TT} 进行了测量。相比使用喷注动量方向的方法, 使用超子动量方向的方法时, 不需要考虑超子与喷注的关联, 所以在样本的统计量上, 尤其是在横动量较小的区间内, 要比喷注方法大一些。通过比较图 3.19、图 3.20 和图 3.24、图 3.25 中重建出的超子数目可以清楚的看到这一点。该方法的不足在于, 势必引入不是由碎裂部分子直接产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 事例 (如有其它粒子衰变而来)。在较小的横动量区间, 即使是由碎裂部分子直接产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 事例, 也有一部分并不是喷注中的领头强子, 与喷注的动量方向也会有一定偏差。这些 Λ 超子的动量方向并不能很好地代表碎裂部分子方向。综合这些考虑, 在最终结果中使用喷注动量方向作为碎裂部分子的动量。

这里我们将采用这两种碎裂部分子动量方向的替代方案所抽取的 D_{TT} 做以对比。图 3.35 是 JP1 样本中超子赝快度区间为 $0 < \eta < 1.2$ 两种结果的对比。可以看到, 两种方案抽取的结果是基本一致的, 尤其在大 p_T 区间两种方法的结果趋于一致。这也很好的说明了测量方法的一致性和稳定性。

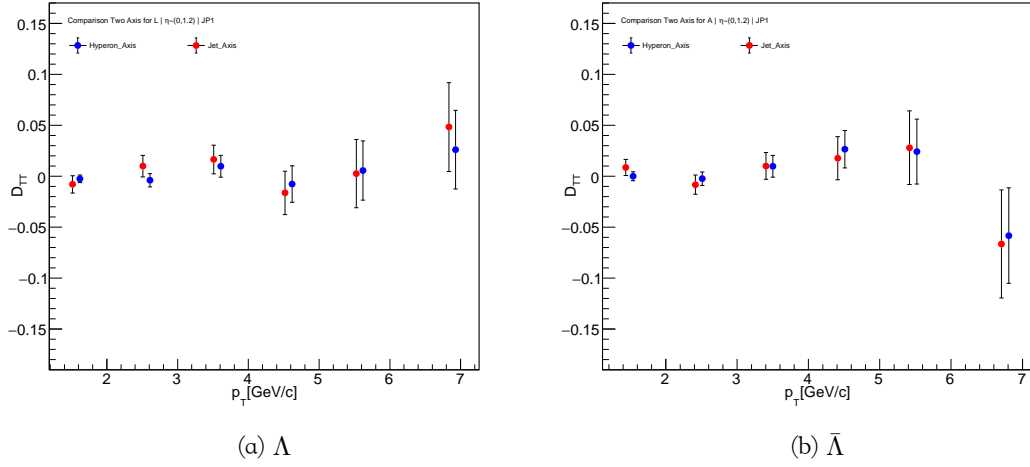


图 3.35: JP1 样本中以超子和喷注轴代替部分子碎裂方向所抽取的 D_{TT} 随 p_T 分布对比

3.3.5 相对亮度方法抽取 D_{TT}

相对亮度方法曾用于纵向极化不对称 D_{LL} 的测量中，利用高精度的相对亮度对双束流极化的事例组合得到单束流极化的样本。以 BLUE 束流为极化束流构造单极化事例样本的组合方式由式 (3.32) 给出

$$N^\uparrow = \frac{N^{\uparrow\uparrow}}{R_4} + \frac{N^{\uparrow\downarrow}}{R_6}, \quad N^\downarrow = N^{\downarrow\downarrow} + \frac{N^{\downarrow\uparrow}}{R_5}, \quad (3.32)$$

其中 R_4 , R_5 , R_6 , 是对应不同双极化状态束团的的相对亮度，在 3.1.5 节中已有介绍。抽取所用到的公式为

$$D_{TT} = \frac{1}{\alpha P_{\text{beam}} \langle \cos \theta^* \rangle} \frac{\left(\frac{N^{\uparrow\uparrow}}{R_4} + \frac{N^{\uparrow\downarrow}}{R_6} \right) - \left(N^{\downarrow\downarrow} + \frac{N^{\downarrow\uparrow}}{R_5} \right)}{\left(\frac{N^{\uparrow\uparrow}}{R_4} + \frac{N^{\uparrow\downarrow}}{R_6} \right) + \left(N^{\downarrow\downarrow} + \frac{N^{\downarrow\uparrow}}{R_5} \right)}, \quad (3.33)$$

抽取的流程与 Cross-Ratio 方法类似，首先我们得到的是在一个横动量区间（这里以 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ 和 $3 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ 为例）中抽取 D_{TT}^{raw} 随 $\cos \theta^*$ 的分布，如图 3.36 所示。接着在每个横动量区间中对所有 $\cos \theta^*$ 的测量值求平均，再减除背景并修正统计误差，就可以得到 D_{TT} 随超子 p_T 的分布。合并的触发样本结果由图 3.37 给出，同时也给出了 Cross-Ratio 与相对亮度两种方法抽取的 D_{TT} 的比较。从图中可以看到，两种方法得到的测量结果是一致的，也很好地检验了相对亮度估计的稳定性和测量方法的稳定性。

使用相对亮度方法抽取 D_{TT} 时，相对亮度估计的误差会作为系统误差传递到最终结果。通常，STAR 实验利用高统计量的 BBC 等探测器的数据来估计相对亮度，在超子极化转移中带来的系统误差（以 2009 年 Λ 超子纵向极化转移测量

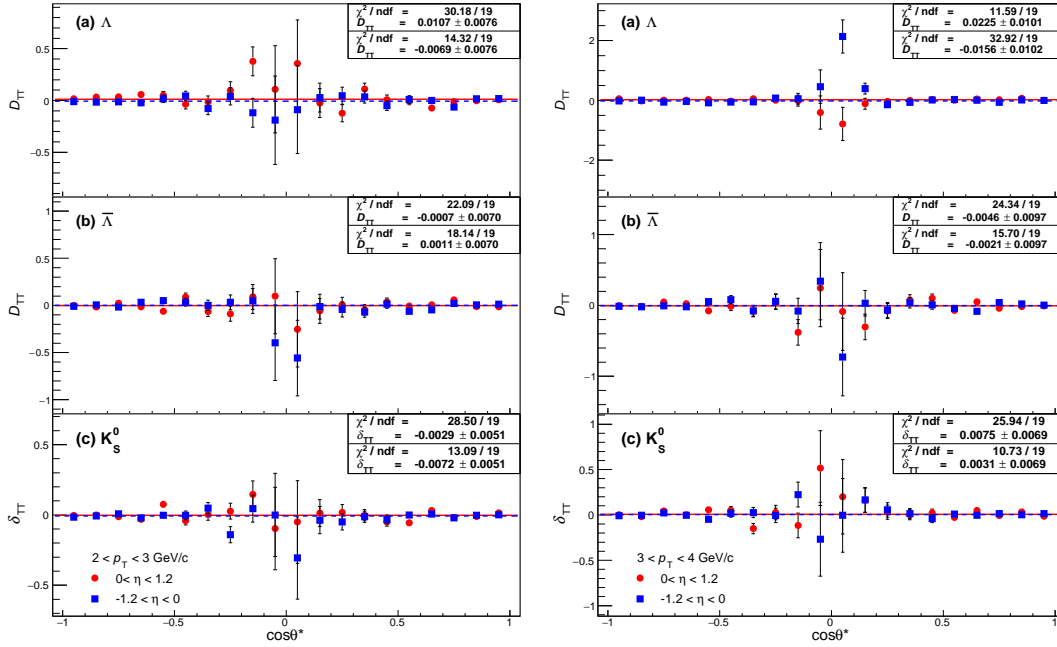


图 3.36: 相对亮度方法抽取的 D_{TT} 随 $\cos\theta^*$ 的分布

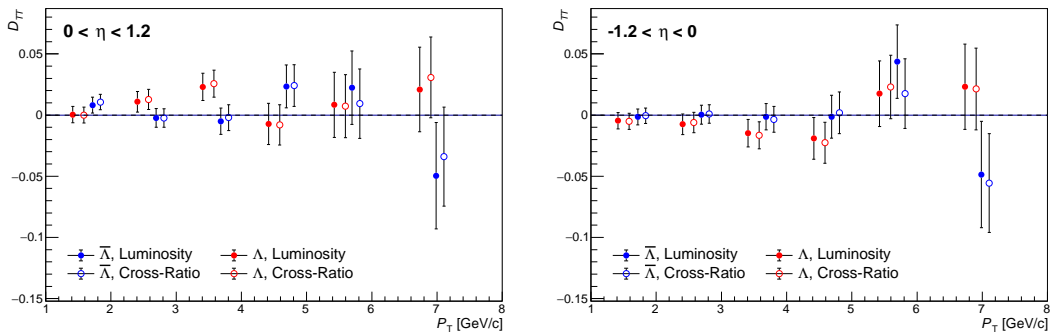


图 3.37: 相对亮度方法和 Cross-Ratio 方法抽取的 D_{TT} 对比。

为例) 约为 $5 * 10^{-3}$ 。但在 2012 年横向极化的质子对撞数据采集中, 并没有完整地记录通常用来进行相对亮度估计的数据样本, 我们只能利用 JP 数据样本去估计相对亮度。因此, 相对亮度引入的系统误差远大于我们的需求, 约为 0.012, 主导了 D_{TT} 测量结果的。估计的具体方法在附录A介绍。在 Cross-Ratio 方法中, 可以避免使用相对亮度, 从而减少了由其引入的系统误差。这正是 Cross-Ratio 方法在横向极化质子对撞的相关分析中的优势所在。

3.4 小结

本章中详细叙述了 D_{TT} 测量中的数据处理部分。我们首先介绍了数据样本的选取和质量检验, 之后叙述了 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的重建、喷注的重建过程以及两者的关联, 获得了用于抽取 D_{TT} 的超子样本。接着, 我们叙述了首次应用 Cross-Ratio 方法抽取横向极化转移的过程, 对测量方法和取得的结果进行了讨论。另外, 我们使用多种方法对测量 D_{TT} 方法进行检验, 获得很好的一致性, 对测量方法的可靠性和稳定性给与了很好的支持。

我们的测量使用了目前为止横向极化质子质子对撞中统计量最大的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 样本, 得到了 $\pm\eta$ 区间中 D_{TT} 随 p_T 的分布。以目前的测量精度, 抽取的 D_{TT} 在误差范围内与零一致, 但也可以看到随着 p_T 有增大的趋势, 这也是符合我们的理论预期的。

第四章 Monte Carlo 模拟数据和 D_{TT} 理论模型计算

高能物理实验利用已有的理论知识构建理论模型, 使用 Monte Carlo (MC) 方法产生模拟事例。在本章, 我们产生了模拟的数据样本, 用来和实验数据进行对比, 帮助我们理解探测器和检验数据。同时, 基于已有理论模型, 我们借助 PYTHIA 事例产生器得到了 D_{TT} 的模型计算值。

4.1 Monte Carlo 模拟数据的产生

4.1.1 事例产生器和参数设置

PYTHIA 是在高能物理对撞实验中普遍使用的一种事例产生器, 可以模拟高能质子质子对撞事例。PYTHIA 模拟对撞事例的主要流程如下:

1. 初始的两束粒子从相反的方向进入。每个粒子都由一套部分子分布函数进行描述, 用味道组份和能量分配表征了粒子的部分子次级结构。
2. 每个束流初始化一个部分子簇射, 并开启一系列级联簇射, 形成了一个初态簇射。
3. 两个簇射中各有一个入射部分子进入硬散射过程, 产生若干出射部分子。这通常是一个 $2 \rightarrow 2$ 过程, 即通常会有 2 个出射部分子。不同硬过程的性质决定了对撞事例的主要性质。
4. 硬散射过程可以产生一系列的短寿命共振态, 例如 Z^+/W^\pm 规范玻色子, 这些短寿命共振态进而迅速衰变形成一般的末态粒子。
5. 与入射时相同, 出射的部分子也会劈裂生成末态的簇射粒子。
6. 除了以上提到的硬散射过程, 来自于两束束流的其他部分子之间也会发生一系列相互作用。
7. QCD 的色禁闭机制致使出射的夸克和胶子无法被观测到, 而是只能观测到由其碎裂产生的色中性的强子。
8. 碎裂产生的许多强子并不稳定会进一步衰变。

PYTHIA 在事例产生的每个环节都提供了丰富的自由度。对于本文的分析我们需要挑选是发生大横动量转移的 QCD 散射过程, 这里我们只挑选了下列 Hard QCD 子过程:

- $f_i f_j \rightarrow f_i f_j$
- $f_i \bar{f}_i \rightarrow f_k \bar{f}_k$
- $f_i \bar{f}_i \rightarrow gg$
- $f_i g \rightarrow f_i g$
- $gg \rightarrow f_k \bar{f}_k$
- $gg \rightarrow gg$

其中 f, g 表示夸克和胶子，下标 i, j 表示夸克的味道。为了更好的模拟 RHIC 能区的物理，我们将描述多重相互作用的参数之一 PARP(90) 设置为 0.213，并使用 Perugia 2012 [111] 调制参数。本分析中使用的事例产生器的具体版本为 PYTHIA 6.4.28 [112]。

为了节约计算时间和储存空间，PYTHIA 产生物理事例之后，我们将事例进行筛选 (Λ filter)，只有通过筛选的事例才会进入到探测器模拟阶段并最终储存下来。我们的筛选程序，记作 Λ filter，要求一个质子质子对撞事例中至少含有一个 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 超子。程序基于 STAR 实验软件框架的 StMcFilter 类编写，通过遍历 PYTHIA 事例粒子列表实现。在模拟数据产生的过程中，探测器响应模拟实际上是最消耗计算时间的环节，通过运用 Λ filter，不含 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 的对撞事例不会进入到探测器模拟的环节，这使得，模拟样本的产生过程节约了数十倍的计算时间和数十 TB 的存储空间。

在深度非弹性碰撞过程中， hard_{p_T} 是一个关键的参数，表示两个入射部分子发生对撞时的横动量转移。模拟数据的产生中，我们首先按 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的横动量分组，在每一个分组中再按照 hard_{p_T} 进行分组产生数据。图 4.1.4.2 显示的是每一个 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的横动量区间内的 hard_{p_T} 分布，左侧为原始的 hard_{p_T} 分布，右侧为经过亮度加权后的分布。在右侧的图中，ZeroBias 对应加权后事例的自然分布，没有经过触发条件筛选，叫做无偏差样本，其余分别对应了通过不同喷注触发条件的事例的分布情况。理想条件下，ZeroBias 事例的分布应当遵从指数分布，在对数坐标下应当呈一条直线，但由于在产生是我们只保存了通过 Λ filter 的对撞事例，ZeroBias 有少许偏移指数分布。

4.1.2 探测器响应模拟

物理对撞事例中产生的大量粒子与探测器中各敏感物质发生多种相互作用，并最终转变成电磁信号收集起来。该环节在模拟数据产生的过程中由 GEANT 3 [113] 实现。探测器模拟过程中可以对粒子进行追踪，从而记录某一粒子在探测器中

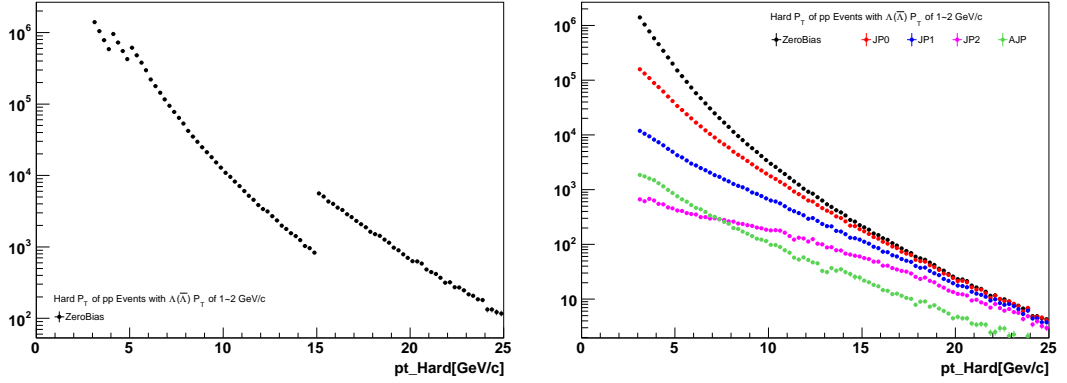
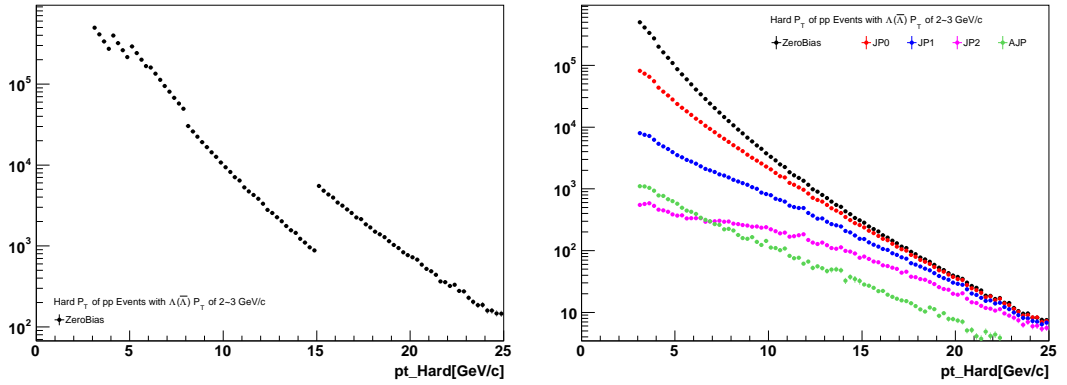
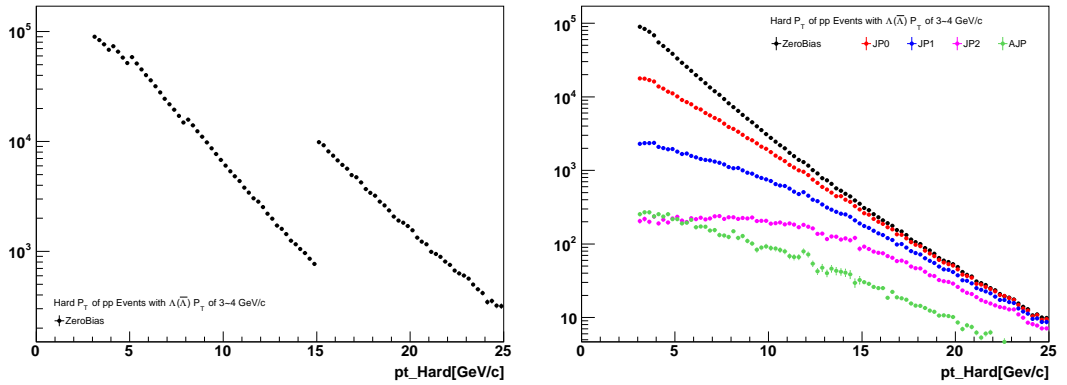

 (a) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量区间 $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$

 (b) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量区间 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$

 (c) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量区间 $3 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$

图 4.1: 模拟样本各个超子横动量区间中, 质子质子对撞事例的 $\text{hard } p_T$ 分布, 左侧为产生的 MC 事例的原始分布, 右侧为按照最小的 $\text{hard } p_T$ 区间的亮度归一之后的模拟数据分布, 其中 ZeroBias 为无偏差事例分布, 其余各散点分别对应归一后的数据应用不同触发条件后的事例分布。

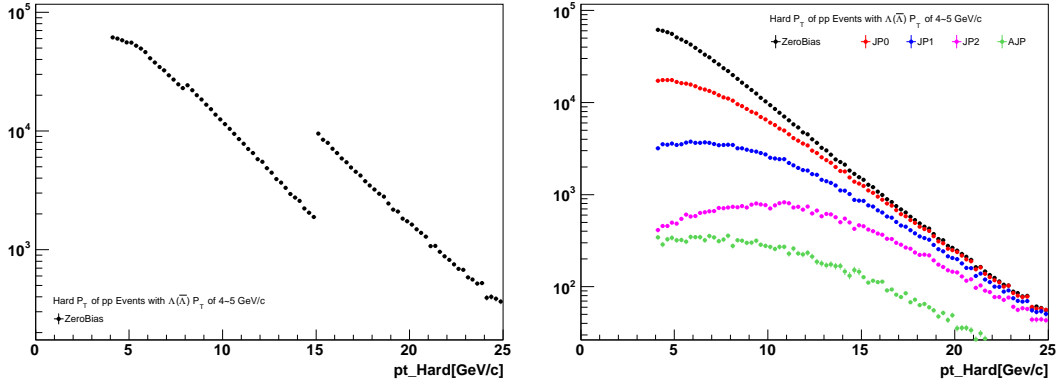
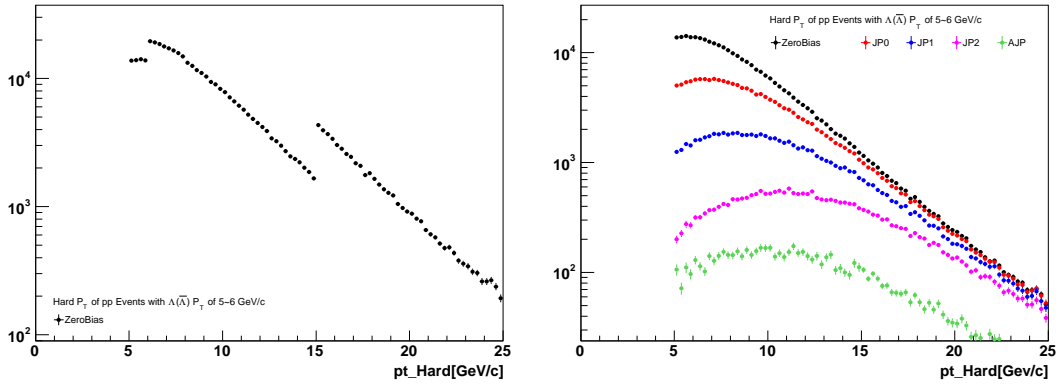
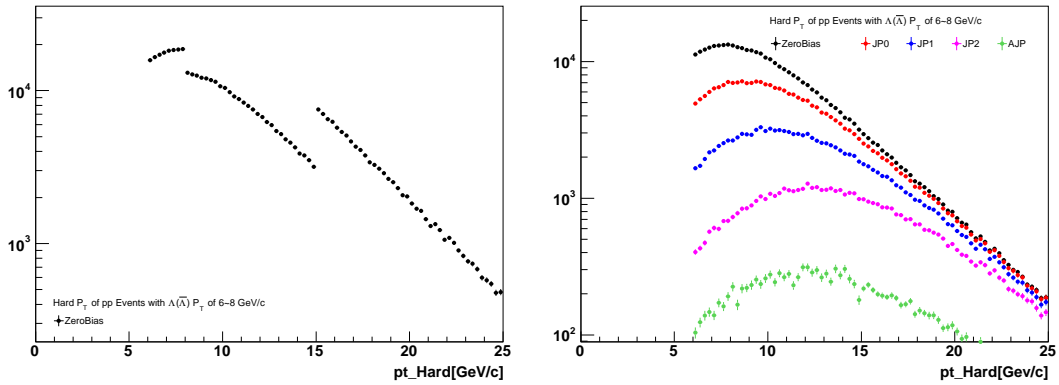

 (a) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量区间 $4 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$

 (b) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量区间 $5 < p_T < 6 \text{ GeV}/c$

 (c) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 横动量区间 $6 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$

图 4.2: 模拟样本各个超子横动量区间中, 质子质子对撞事例的 $hard_p_T$ 分布, 左侧为产生的 MC 事例的原始分布, 右侧为按照最小的 $hard_p_T$ 区间的亮度归一之后的模拟数据分布, 其中 ZeroBias 为无偏差事例分布, 其余各散点分别对应归一后的数据应用不同触发条件后的事例分布。

引起的所有相互作用，相应的我们也可以从响应信号出发反推得到其来源。对于本文的分析，模拟数据中对 (TPC) 和电磁量能器 (BEMC, EEMC) 响应是最为重要的。

4.2 模拟数据与实验数据的一致性检验

在按 hard_{p_T} 加权之后，我们使用和数据相同的挑选判据在模拟样本中重建 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例，然后对若干变量进行模拟数据和实验数据的对比，用来检查和理解实验中的超子重建过程。

4.2.1 模拟样本中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例的筛选

在模拟样本中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 事例同样根据其衰变道

$$\Lambda \rightarrow p\pi^-, \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+,$$

重建。但由于在模拟样本中对粒子在 TPC 中的电磁能损不能很好的模拟，我们使用 `StAssociationMaker` 将径迹做关联来实现粒子种类的鉴别。在模拟探测器响应的过程中，物理事例中的粒子穿过 TPC 形成径迹，进而在 TPC 端盖上留下 hit，这样每个 hit 和物理事例中粒子的对应关系就是已知的。相应的，在利用 hit 重建径迹时，hit 和重建径迹的对应关系也可以得到。利用径迹关联来实现粒子种类鉴别，就是利用 hit 作为中间层来将物理事例中粒子产生的径迹和探测器重建出的径迹关联。若有 5 个以上的 hit 相同，则认为该条重建径迹就是由响应的粒子产生，从而实现了粒子种类的鉴别。鉴别出 $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) 粒子后回推其母粒子，若来源于同一个 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 粒子，则通过筛选。考虑到径迹关联的效率，单条径迹的关联效率约为 70%，一对径迹的关联效率约为 50%，这样在关联过程中我们会损失约一半的信号。也正是因为使用这样的信号筛选方法，模拟样本中是基本不存在粒子种类误判和随机组合的，最终背景是非常低的，可以忽略。通过所有的重建过程后，模拟样本中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额分别汇总在表 4.1，其背景事例比例约为实验数据样本中的 1/10。

4.2.2 物理量分布对比

本节中将模拟数据样本和实验数据样本中的一些运动学和动力学观测量进行比较，帮助我们检验数据及重建算法。我们对比了在喷注的近端的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的部分观测量，在这里以触发样本中占最大比例的 JP1 数据样本为例，其它触发条件中数据样本和模拟样本的一致性是一致的。

表 4.1: 模拟样本中各个触发条件下重建出的 Λ (上) 和 $\bar{\Lambda}$ (下) 事例信息汇总。

Λ	ZB			JP0			JP1			JP2			AJP	
	N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction
(1,2)	45769	0.0057		23062	0.0054		4656	0.0049		634	0.0057		785	0.0075
(2,3)	79977	0.0046		39556	0.0048		8697	0.0045		1475	0.0054		1363	0.0064
(3,4)	56149	0.0044		26416	0.0045		6945	0.0045		1469	0.006		1044	0.0047
(4,5)	97858	0.0046		51819	0.0045		17618	0.0037		5110	0.0046		2243	0.0025
(5,6)	34183	0.005		20723	0.0056		8666	0.0054		3158	0.0053		1085	0.0088
(6,8)	43431	0.008		30204	0.0083		15815	0.0093		6821	0.0096		1964	0.0126
<hr/>														
$\bar{\Lambda}$	ZB			JP0			JP1			JP2			AJP	
	N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction		N_candidate	bkg fraction
(1,2)	56540	0.0051		32631	0.0049		6836	0.0046		925	0.0057		1045	0.005
(2,3)	86954	0.0044		50477	0.0042		12236	0.0042		1848	0.0032		1510	0.0043
(3,4)	53627	0.0044		30141	0.0044		8791	0.0046		1787	0.0054		932	0.0058
(4,5)	82740	0.0051		48380	0.0053		18739	0.0049		5335	0.0045		1792	0.0063
(5,6)	25928	0.0059		16424	0.0056		7684	0.0053		2801	0.0051		756	0.0018
(6,8)	30211	0.0095		21242	0.0088		11860	0.009		5301	0.0108		1249	0.0061

图 4.3 至图 4.6 分别显示了 JP1 触发条件下 Λ 不变质量 m 、横动量 p_T 、赝快度 η 和方位角 ϕ 的实验数据和模拟数据对比。在不变质量分布的对比中，因为模拟信号不含本底，所以数据和模拟之间还是存在一定的相对偏差，但其使用高斯函数对信号区间的拟合结果还是吻合的。 p_T 、 η 和 ϕ 各个运动学变量都是基本符合的。在 p_T 分布的对比图中，可以观察到在接近分界处的模拟数据会稍有下降。这是由于在模拟样本产生时，使用超子的横动量分组的边界效应造成的。

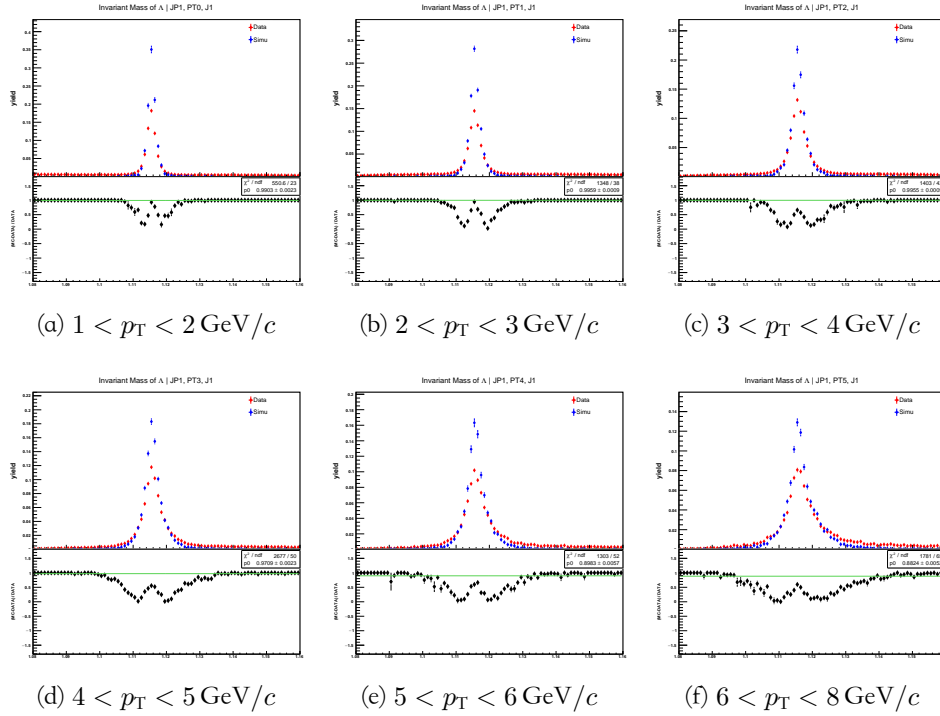


图 4.3: JP1 触发条件下，实验数据和模拟样本中 Λ 不变质量分布的对比。

图 4.7 至图 4.9 分别显示了 JP1 触发条件下由 Λ 衰变而来的 p 的横动量 p_T 、赝快度 η 和方位角 ϕ 的实验数据和模拟数据对比。图 4.10 至图 4.12 分别显示了 JP1 触发条件下由 Λ 衰变而来的 π^- 的横动量 p_T 、赝快度 η 和方位角 ϕ 的实验数据和模拟数据对比。这些观测量在实验数据和模拟样本中的表现也是一致的。

以上对实验数据和模拟数据中 Λ 的相关观测量进行了对比，整体上吻合的比较好。相应的 $\bar{\Lambda}$ 各观测量的对比与 Λ 是类似的，这里就不再赘述。

4.2.3 实验数据和模拟数据中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额

在质子质子对撞中，正物质总量大于反物质，因此理想条件下 Λ 多于 $\bar{\Lambda}$ 是合理的预期。然而在我们收集的样本中，无论是单举的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额，还是在喷注锥角内的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额，总体上都表现出 $\bar{\Lambda}$ 比 Λ 要多，只有在横动量很大的区间其两者的产额才趋于相近。这是因为我们使用了喷注触发条件而造成的。

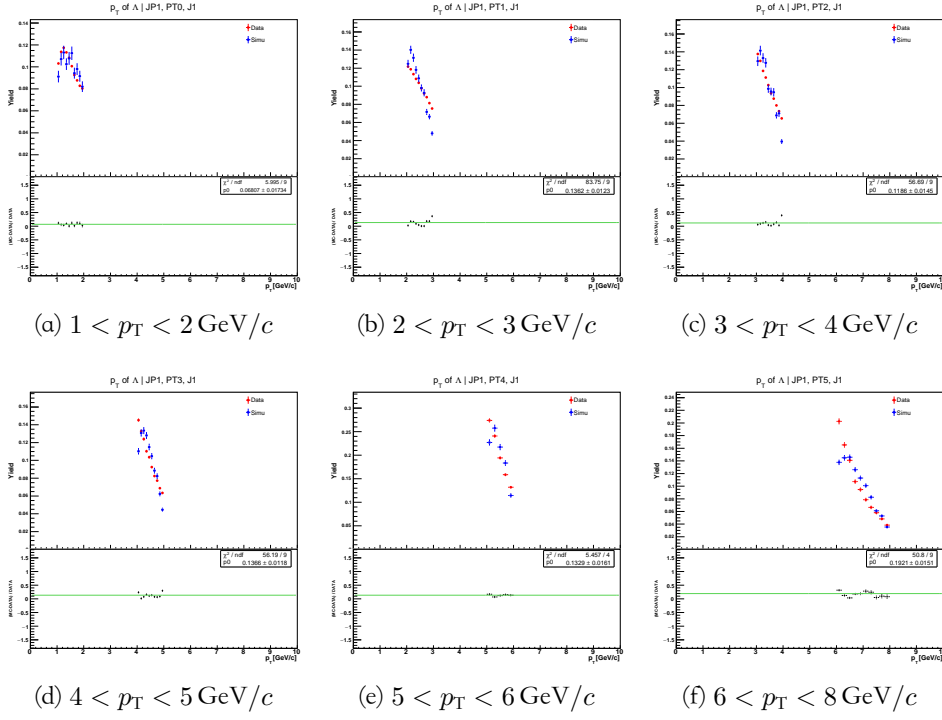


图 4.4: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 的 p_T 分布的对比。

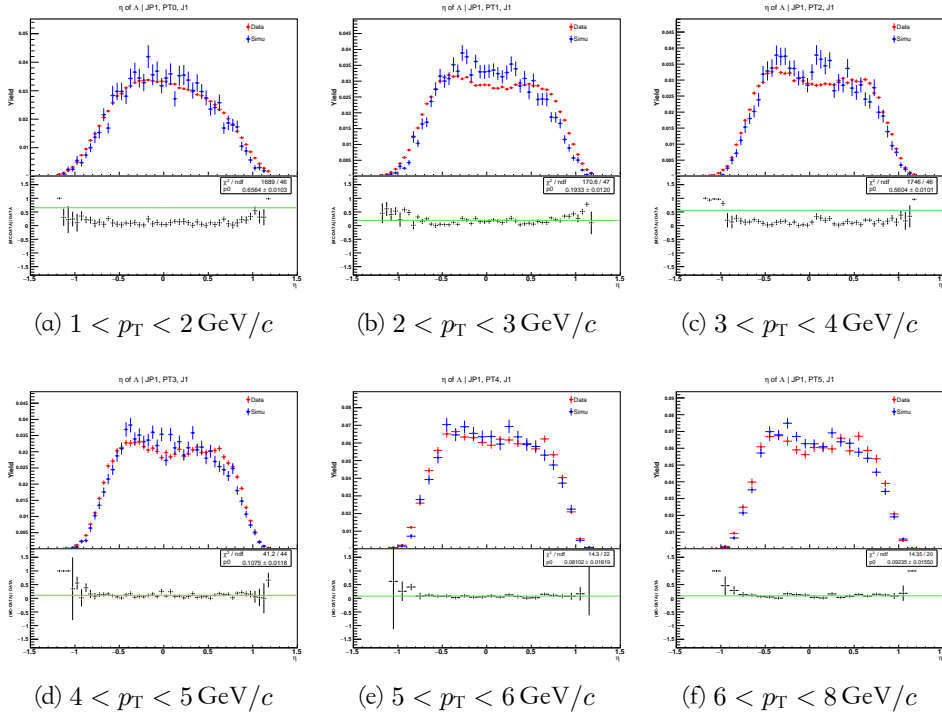
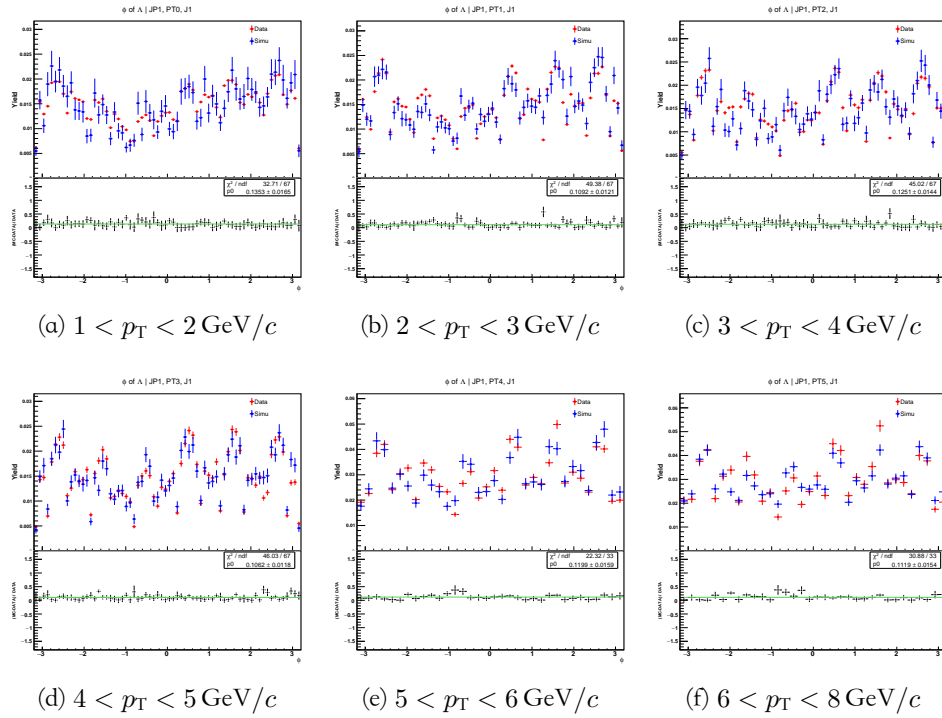
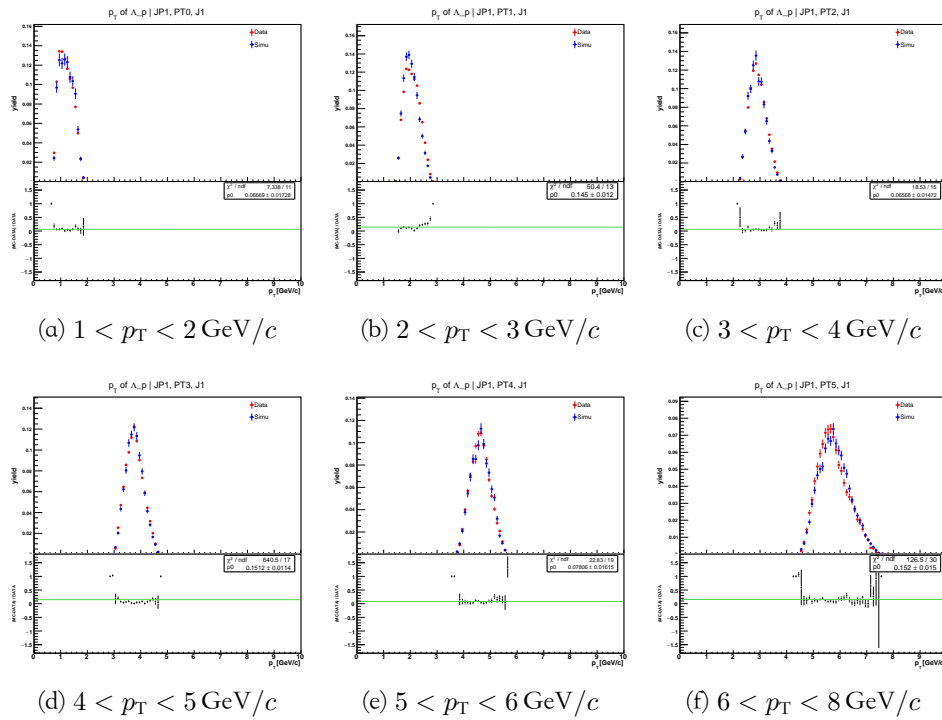


图 4.5: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 的 η 分布的对比。


 图 4.6: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 方位角 ϕ 分布的对比。

 图 4.7: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 衰变产生的质子的 p_T 分布的对比。

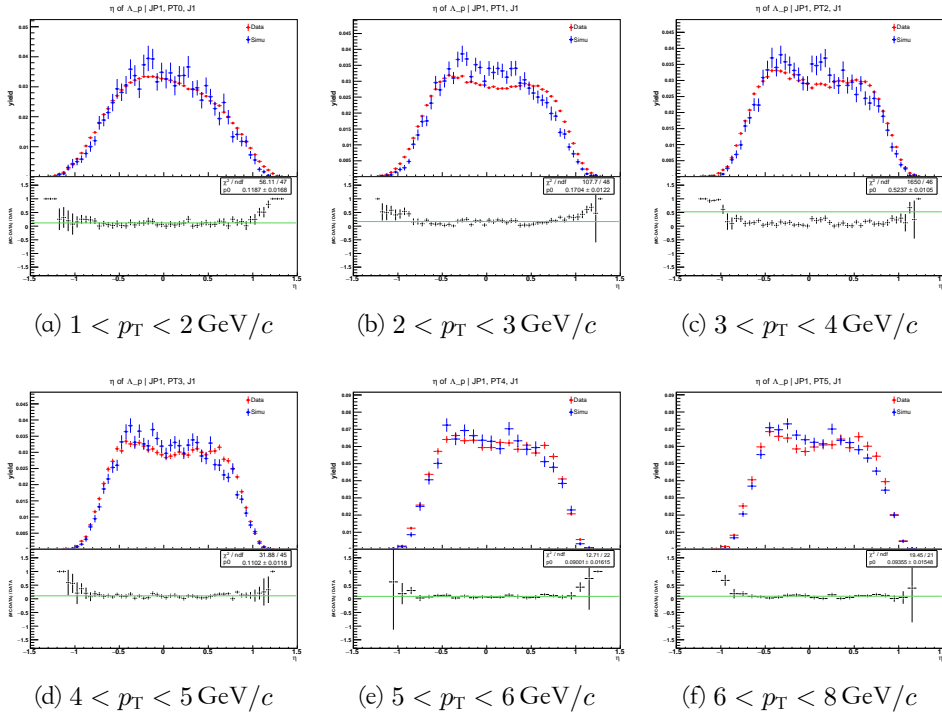


图 4.8: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 衰变产生的质子的 η 分布的对比。

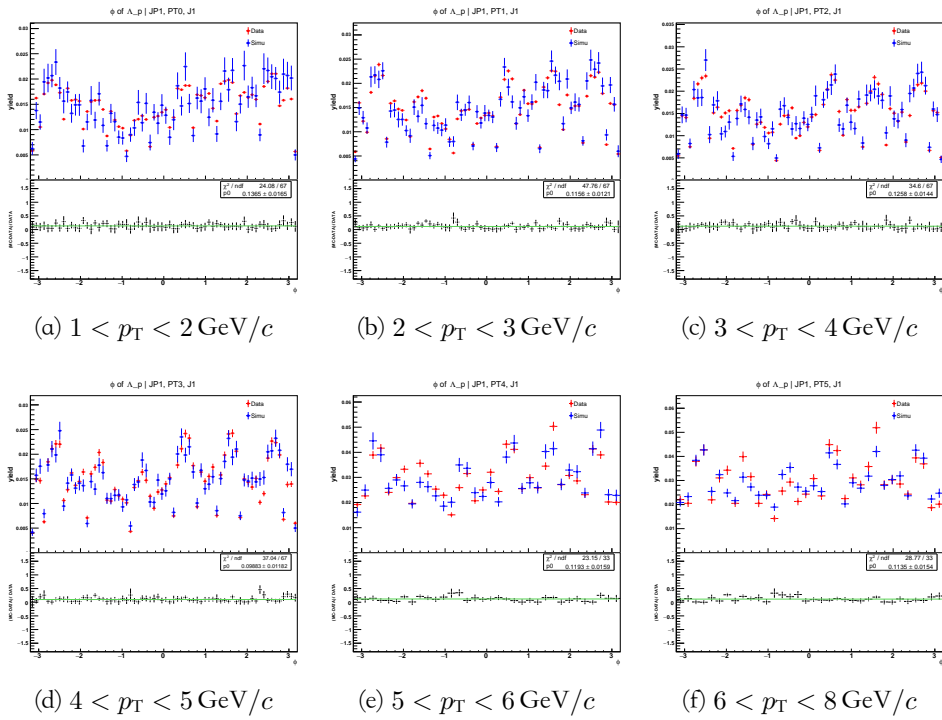


图 4.9: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟样本中 Λ 衰变产生的质子的 ϕ 分布的对比。

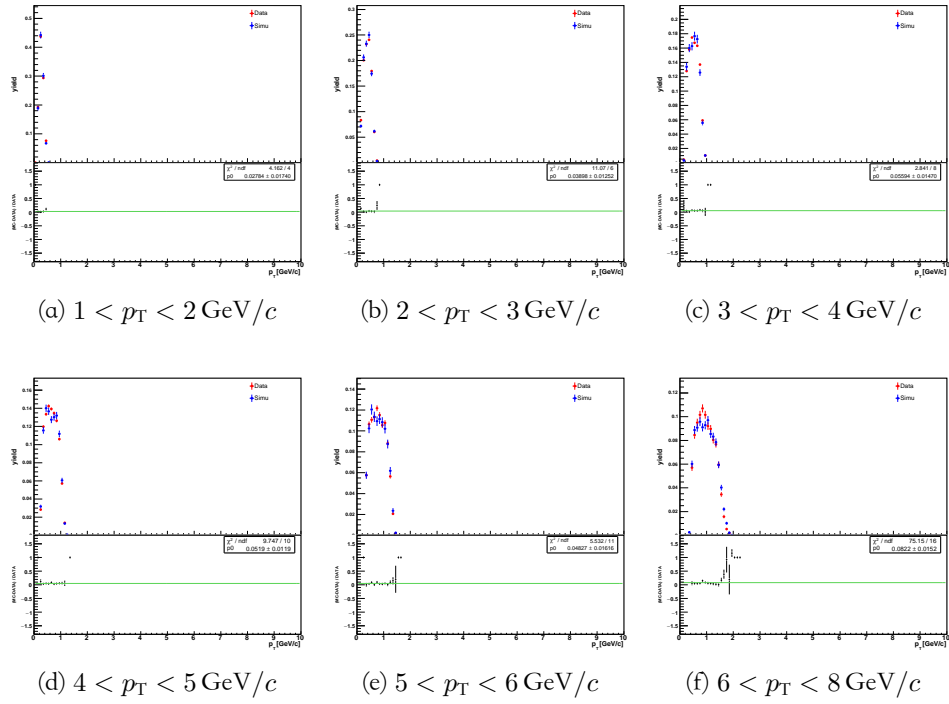


图 4.10: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟数据中 Λ 衰变产生的 π^- 的 p_T 分布对比。

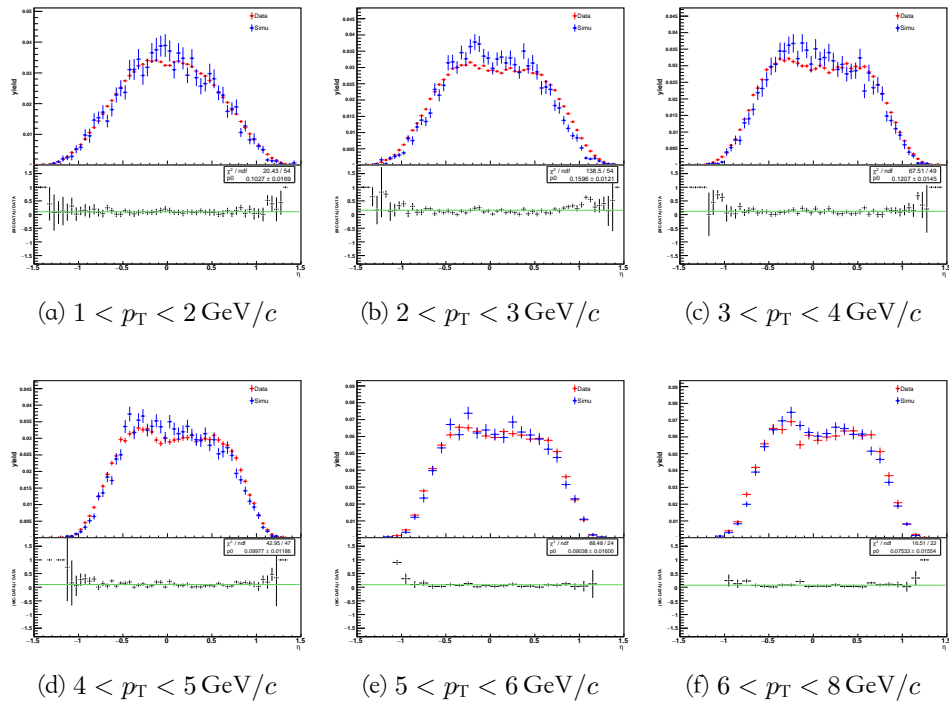


图 4.11: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟数据中 Λ 衰变产生的 π^- 的 η 分布对比。

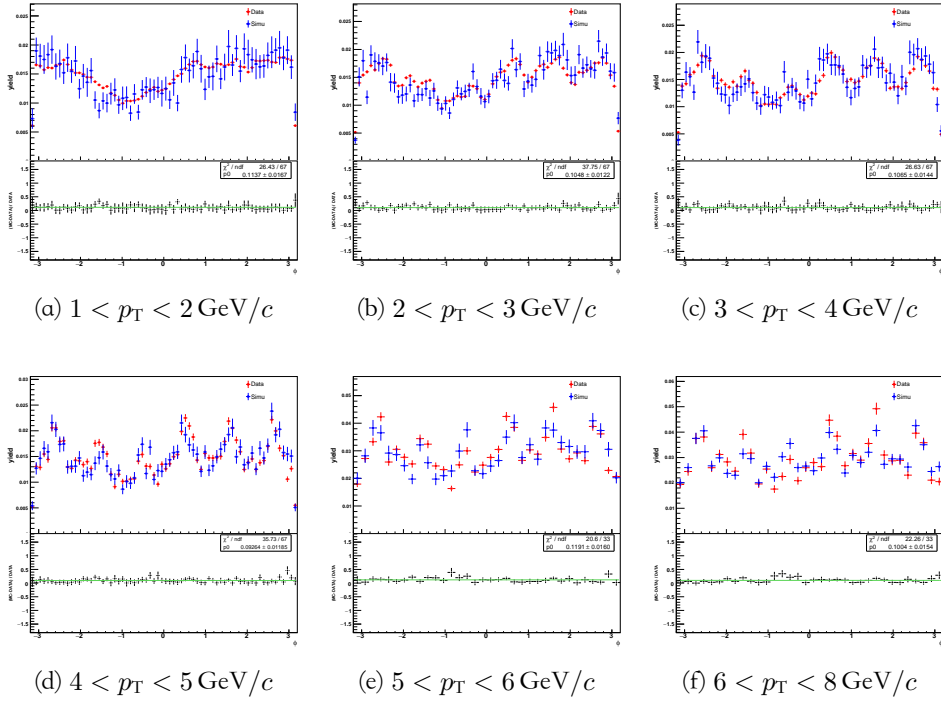


图 4.12: JP1 触发条件下, 实验数据和模拟数据中 Λ 衰变产生的 π^- 的 ϕ 分布对比。

正反物质的湮灭效应使得反质子在量能器上的湮灭, 进而提供相比质子更多的能量沉积, 使得含有 $\bar{\Lambda}$ 更容易满足喷注触发条件的阈值。随着 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 横动量增大, 粒子动能提供的能量沉积在触发条件阈值中所占比例逐渐变高。与此同时反质子湮灭产生的额外能量所占比重降低, 不再对能否达到触发阈值具有决定性作用。因此, 在高 p_T 区间, Λ 的产额会逐渐接近 $\bar{\Lambda}$ 并最终超过。

在 STAR 实验的模拟数据产生过程中, 也模拟了量能器上反物质的湮灭效应, 所以在模拟样本中我们也看到了相似的趋势。这里, 我们分别在实验数据样本和模拟数据样本中计算了产额相对值, 即 $N_{\bar{\Lambda}}$ 和 N_{Λ} 。图 4.13(a) 为单举的 $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 产额的相对值对 p_T 和触发条件的依赖, 其中菱形图例代表模拟样本, 圆形图例代表实验数据样本。图 4.13(b) 为在喷注近端的 $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 产额的相对值分布。

观察两图中各点, 我们可以了解到, $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 产额的比值受到触发条件阈值和超子 p_T 的双方面影响。最接近理想条件的单举无触发条件样本 (图 4.13(a) 中的空心黑色菱形所示) 其比值范围约为 $0.7 \sim 0.9$, 与文献 [114] 所述是一致的。对比喷注关联前后的产额比例, 可以看到在喷注关联后的样本中, $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 产额的比值进一步变大, 造成这种变化的原因也是来源于 \bar{p} 在量能器上湮灭提供了额外能量, 为重建出喷注提供了有利条件。

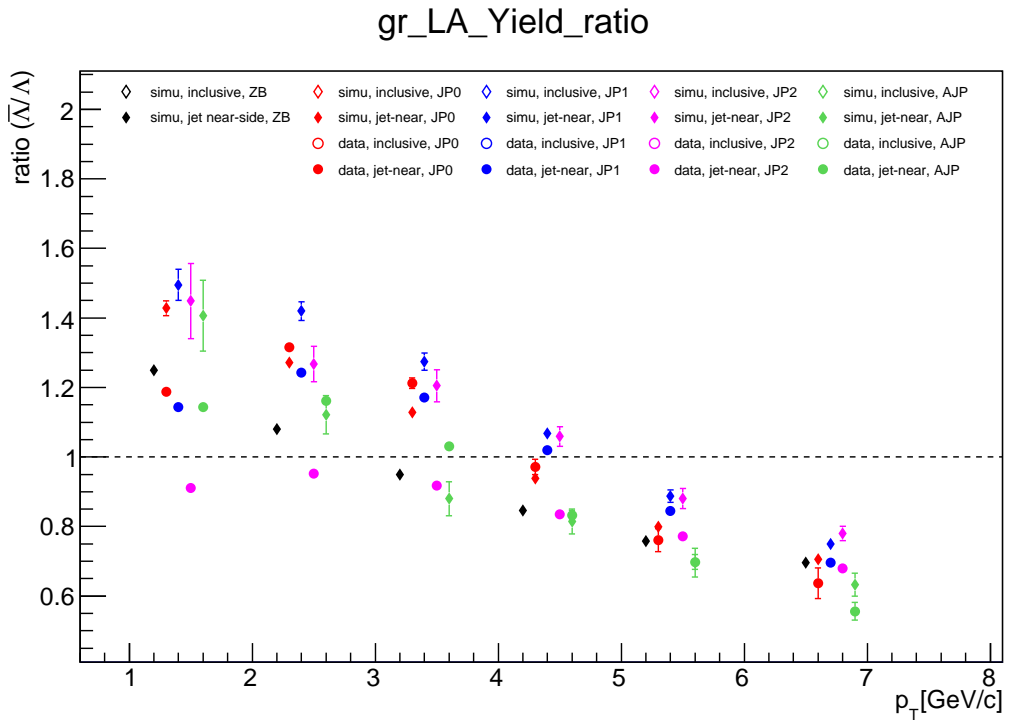
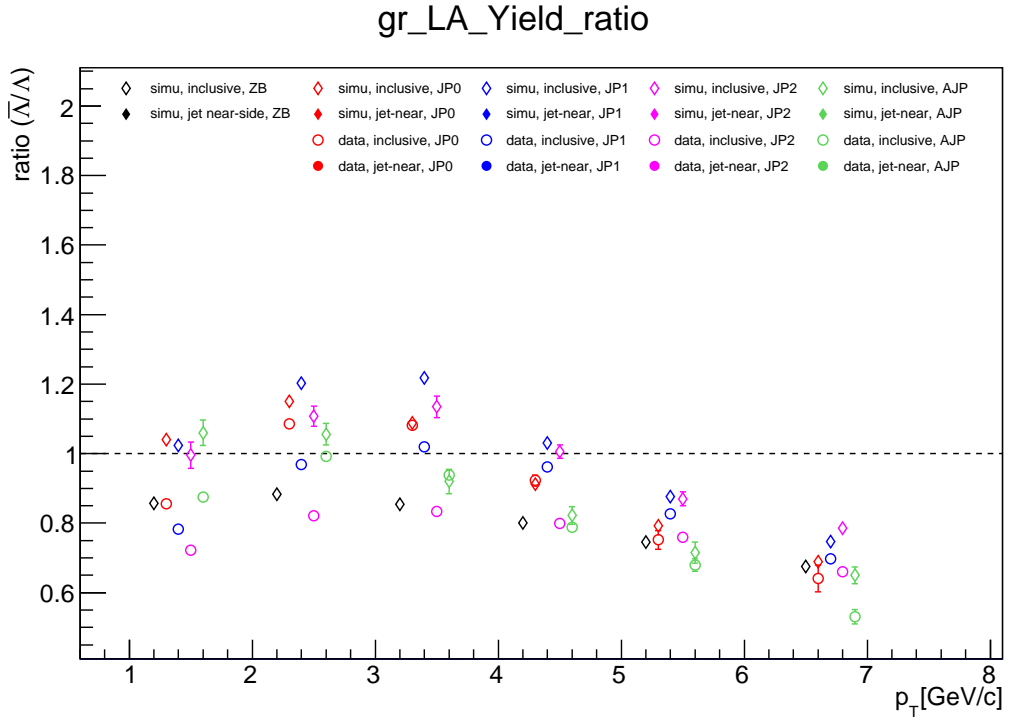


图 4.13: 数据和模拟样本中不同情况下 $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 的产额比。

4.3 D_{TT} 理论模型计算

D_{TT} 的理论计算需要三部分输入，分别为入射质子的横向极化部分子分布函数 (transversity)、横向极化下硬散射子过程的散射截面以及横向极化的碎裂函数 $\delta D_c^H(z_c)$ 。其中子过程的散射截面可以通过 pQCD 计算获得，而其余两项不能利用 pQCD 计算的出，目前只能使用参数化模型来研究。我们利用文献 [85] 中对横向极化质子质子对撞中极化部分子碎裂成超子的参数化模型，结合部分子分布函数的参数化模型对 D_{TT} 进行了预测。

目前利用实验数据抽取的横向极化部分子分布函数主要是 u 、 d 夸克的结果，对 s 夸克的横向极化部分子分布函数尚不能给出有效的限制 [64, 65, 68]，所以还不能应用在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子横向极化极化相关的测量中。Soffer bounds [69] 是对横向极化部分子分布函数上限的限制，但其数值过于宽松，势必带来过大的极化效应。所以综合考虑我们选用了纵向极化部分子分布函数全局分析的参数化结果作为替代，这里假设了纵向和横向部分子分布函数的数值是相近的。具体的，在本文的分析中我们使用 DSSV2008 [31, 32] 给出的结果作为输入。

对于横向极化的碎裂函数部分，我们应用文献 [115, 116, 117] 中描述的模型来计算。在碎裂函数的模型中，超子 H_i 的平均极化度 P_{H_i} 写作：

$$P_{H_i} = \sum_f t_{H_i,f}^F P_f R_{H_i,f} + \sum_j t_{H_i,H_j}^D P_{H_j} R_{H_i,H_j}, \quad (4.1)$$

式中，第一部分表示由味道为 f 的部分子碎裂直接产生的超子 H_i 的极化，其中 $t_{H_i,f}$ 是部分子 f 向 H_i 极化转移的系数，由模型计算给出，如表 4.2 所示， P_f 是

表 4.2: SU(6) 图像下，不同味道夸克对八重态超子自旋的贡献 ΔU 、 ΔD 和 ΔS 分别对应 u 、 d 和 s 夸克。

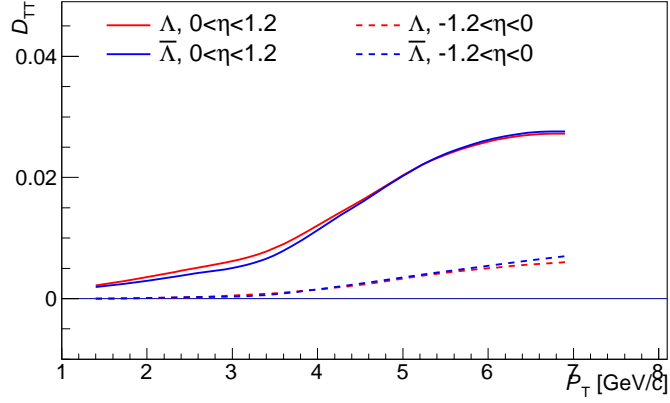
$t_{H_i,f}^F$	Λ	Σ^0	Σ^+	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-
ΔU	0	2/3	4/3	0	-1/3	0
ΔD	0	2/3	0	4/3	0	-1/3
ΔS	1	-1/3	-1/3	-1/3	4/3	4/3

部分子 f 的极化度，由极化的部分子分布函数给出， $R_{H_i,f}$ 是由部分子 f 直接碎裂产生的超子 H_i 占其总数目的比例；第二部分表示由超子 H_j 衰变产生的超子 H_i 所贡献的极化，其中 t_{H_i,H_j}^D 是极化由超子 H_j 向超子 H_i 的转移系数，由模型计算的出，参见文献 [118, 119, 120, 121] 中的分析，数值如表 4.3 所示，

基于以上模型，我们使用 PYTHIA 事例产生器，模拟计算 200 GeV 横向极化质子质子对撞过程中的 D_{TT} 。图 4.14 显示了模型计算得到的 D_{TT} 随超子横动量

表 4.3: 其他超子衰变产生 Λ 时极化转移的系数。

Decay Channel	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Sigma^* \rightarrow \Lambda\pi$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$
t_{H_i, H_j}^D	-1/3	1	0.913	1
Decay Ratio	100%	88%	99%	100%


 图 4.14: SU(6) 图像下, 模型计算所得 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的 D_{TT} 数值随横动量的分布。

的分布。从图中可知, 在我们的模型计算中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 差别很小。在极化束流的前向赝快度区的 D_{TT} 十分明显, 而在背向赝快度区很小。这也是符合预期的, 因为在 $-\eta$ 区间, 超子大部分来源于非极化的质子束流。

4.4 小结

本章叙述了 MC 模拟样本产生过程。之后对比了实验数据与模拟数据中相关观测量, 检验了 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子的重建方法, 并对数据样本中, $\bar{\Lambda}$ 和 Λ 产额的比值进行了简单讨论。最后基于理论模型, 我们借助 PYTHIA 事例产生器进行了 D_{TT} 的数值计算, 得到了符合预期的结果。

第五章 系统误差分析

本章来对 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子横向极化转移测量的系统误差估计部分进行详细叙述。

5.1 弱衰变常数引入的系统误差

用于 D_{TT} 抽取的公式中的弱衰变常数 $\alpha_{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 引用自 PDG 手册，其数值为 $\alpha_{\Lambda} = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = 0.642 \pm 0.013$ [12]，相对误差为 2%。该误差将转移到最终的 D_{TT} 测量结果，以同等数值的相对误差出现。

5.2 束流极化度引入的系统误差

本测量中使用到的束流极化度是由 RHIC polarimetry 组测量给出，测量的方法和原理已经在第 2.1.3 节中有所介绍。对 2012 年 200 GeV 质子质子横向极化数据样本，其束流极化度的相对误差为 3.4% [122]。与弱衰变常数相同，该相对误差也直接传递到最终的 D_{TT} 测量结果。

5.3 相对亮度估计引入的系统误差

在使用相对亮度方法抽取 D_{TT} （见式 (3.33)）时，相对亮度估计的误差会传递到最终结果之中。这项系统误差在使用 Cross-Ratio 方法抽取时是没有的。其估计方法和数值请参见附录 A。

5.4 事例堆积效应引入的系统误差

由于探测器响应速度的限制，我们并不能完美的将每一个对撞事例的所有信息分开记录，从而引起事例堆积 pileup。在 STAR 实验中，事例堆积主要由 TPC 造成。当一个满足触发条件的对撞事例发生后，TPC 开始记录探测到的信息。漂移电子在 TPC 中漂移的速率为 $5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$ [100]。在漂移时间内，对撞仍在不断发生，这些对撞事例中产生的部分带电粒子信息也会被 TPC 记录在触发事例中。这样就形成了事例堆积。事例堆积普遍发生在能量高、束流亮度大的对撞实验中，严重程度依赖于对撞束流性质和探测器性能。人们利用其它响应速度很快的子探测器和算法结合，尽可能降低事例堆积对测量的影响 [123]，但是以目前的能力而言是无法彻底解决的，所以我们将事例堆积对测量的影响估计在系统误差中。

在 D_{TT} 测量中, 重建的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 可能来自于 pileup 事例, 而 pileup 事例对应的初态极化组合状态可能与触发事例不同。这样, 在按照束团极化组合分类, 进而组合成单束流极化样本时就可能发生误判。这就是 pileup 会在本文的测量中引入系统误差的具体原因。这里, 我们使用如下的方法对引入的系统误差进行估计。

在每个对撞事例中包含有其采集时段的 BBC coincidence rate, BBCrate (参见 2.2.4 节)。这样, 我们可以分别得到碰撞事例数随 BBCrate 的分布, 以及重建出的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 数目随 BBCrate 的分布。将重建出的超子数目随 BBCrate 的分布除以碰撞事例数随 BBCrate 的分布, 可以得到平均每个碰撞事例中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的产额随 BBCrate 的分布。合并的喷注触发数据样本中, 按照对撞事例极化组合状态分类的平均每个触发事例中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额随 BBCrate 的分布显示在图 5.1 和图 5.2 中, 该分布包含了用到的全部横动量区间 $1 < p_T^{\Lambda(\bar{\Lambda})} < 8 \text{ GeV}/c$ 。对于一定能量下的对撞, 物理上 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的产额是稳定的, 所以图中当 BBCrate 升高时, 超子产额的增高就是 pileup 的体现。

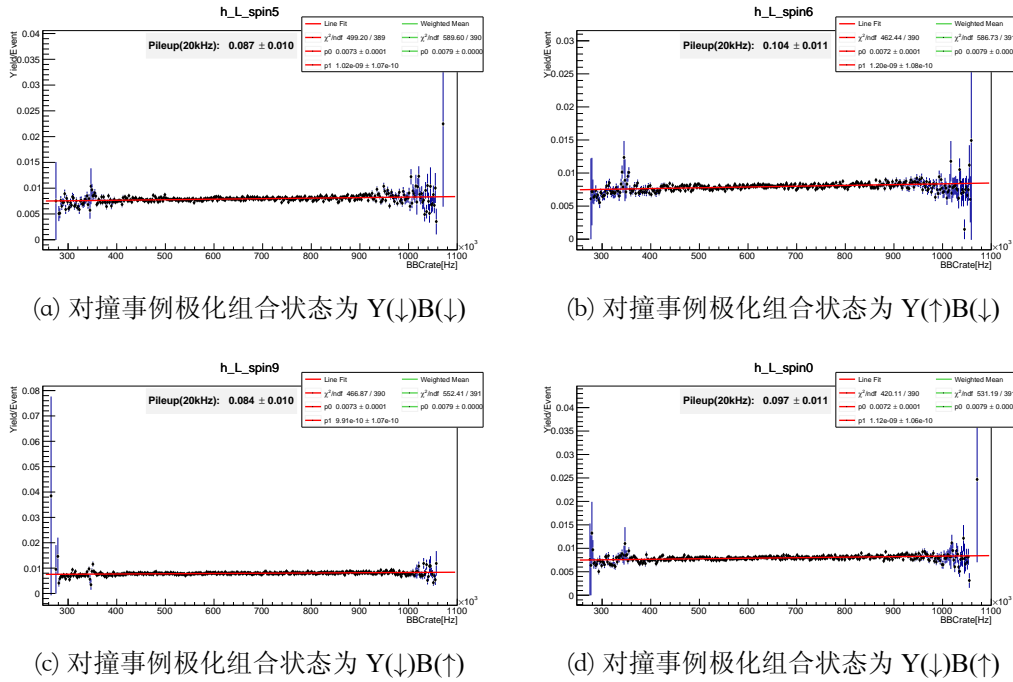


图 5.1: 合并的触发样本中, 以对撞事例极化状态分类的平均每个对撞事例中 Λ 超子产额随 BBCrate 的分布。Y (B) 表示束团来自 YELLOW (BLUE) 束流, 箭头方向代表束团的极化方向。图中红线为线性函数的拟合结果, 绿色为常数拟合结果即平均值, 绿线并没有显示在图中。

当束流强度足够低的时候, 对撞事例发生的频率下降至足够低, 低到每个事例发生的间隔足够上一个事例在探测器中所有的响应都消失。在本文的分析中,

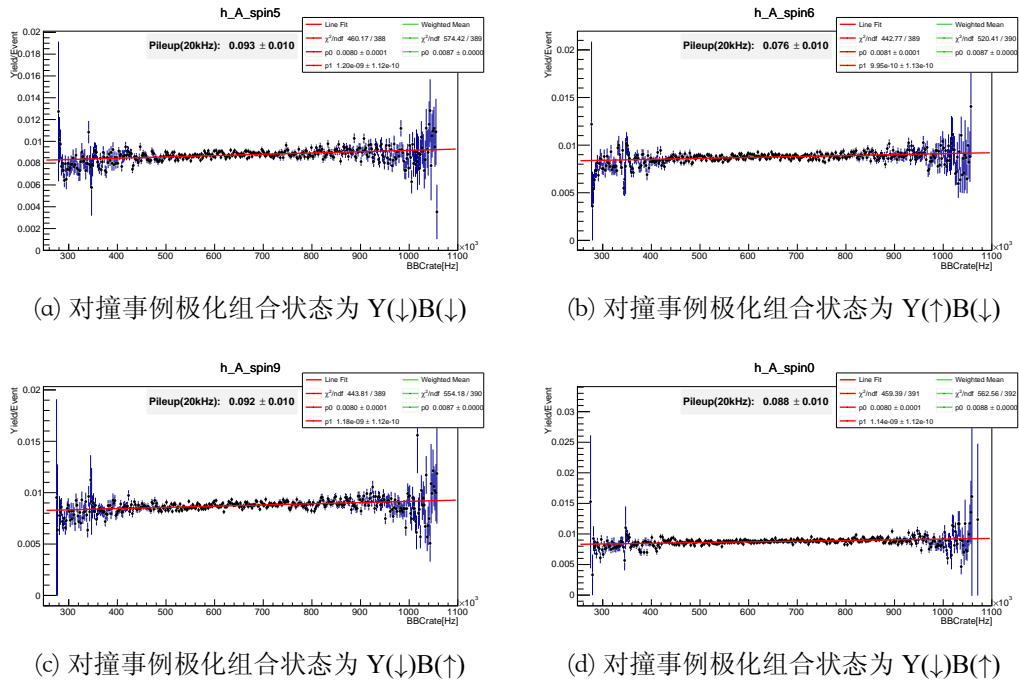


图 5.2: 合并的触发样本中, 以对撞事例极化状态分类的平均每个对撞事例中 $\bar{\Lambda}$ 超子产额随 BBCrate 的分布。Y (B) 表示束团来自 YELLOW (BLUE) 束流, 箭头方向代表束团的极化方向。图中红线为线性函数的拟合结果, 绿色为常数拟合结果即平均值, 绿线并没有显示在图中。

我们将事例重叠效应开始消失的对撞频率设定为 $\text{BBCrate} = 20\text{kHz}$ 。

可以看到,数据样本中对撞事例对应的 BBCrate 的范围大致为 $200 \sim 1100\text{kHz}$ 。首先,我们线性拟合图 5.1和图 5.2中的分布。然后将拟合结果外推至 $\text{BBCrate} = 20\text{kHz}$, 得到无 pileup 时超子的平均产额。同时,使用常数拟合图中分布,得到数据样本中超子平均产额的平均值,该平均值表征了样本中实际的超子平均产额水平。两者的相对变化可以用来表征 pileup 的程度,记为事例堆积效应系数 u^k , k 为不同的束流极化组合,如式 (5.1) 所示,

$$u^k = \frac{N_{\text{const}}^k - N_{\text{linear}}^k}{N_{\text{const}}^k}, \quad (5.1)$$

式中 N_{const}^k 为常数拟合得到的样本中超子平均产额的平均值, N_{linear}^k 为拟合的线性函数在 $\text{BBCrate}=20\text{kHz}$ 时的函数值。表 5.1是得到的 u^k 数值,对应合并的喷注触发样本,将应用到测量中所有的 p_T 区间。

表 5.1: 各个束团极化状态中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 样本对应的事例堆积效应系数 μ^k 。

spin bit	5	6	9	10
Λ	0.087 ± 0.010	0.104 ± 0.011	0.084 ± 0.010	0.097 ± 0.011
$\bar{\Lambda}$	0.093 ± 0.010	0.076 ± 0.010	0.092 ± 0.010	0.088 ± 0.010

得到 u^k 之后,结合实验数据中重建的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 数目,就可以计算得出 pileup 修正后,各个极化状态对应的超子产额。这样我们就可以按照 D_{TT} 的计算式,得到将某一种极化状态下的产额修正后的横向极化转移数值,该数值与测量值之间会存在一定差值。四种极化状态的差值的平方根将作为由事例堆积效应引入的系统误差,如式 (5.2) 所示。

$$(\delta D_{\text{TT}}^{\text{sys.pileup}})^2 = \sum_{k=++,+,-,--} [D_{\text{TT}}(n^k) - D_{\text{TT}}((1 - u^k)n^k)]^2, \quad (5.2)$$

在各个 p_T 和 η 区间应用式 (5.2), 则可以得到对应的系统误差估计值。表 5.2列出了合并的喷注触发样本中的估计值。 u^k 只依赖于事例对应的极化状态和粒子种类,不同 p_T 和 η 区间误差数值的区别来源于对应的超子事例数的差别。

5.5 背景事例比例估计方法引入的系统误差

从不变质量分布中可以看到, Λ ($\bar{\Lambda}$) 质量峰下仍旧有一定的背景残留。背景的贡献会从 D_{TT} 的测量值中减除,减除的方法与过程在第3.3.2节中已有介绍,公

表 5.2: Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 测量中, 事例堆积效应引起的系统误差。

$p_{\text{T}} [\text{GeV}/c]$	$0 < \eta < 1.2$		$-1.2 < \eta < 0$	
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
(1,2)	0.0005	0.0001	0.0006	0.0003
(2,3)	0.0002	0.0005	0.0007	0.0003
(3,4)	0.0002	0.0007	0.0002	0.0011
(4,5)	0.0017	0.0012	0.0014	0.0007
(5,6)	0.0013	0.0016	0.0013	0.0012
(6,8)	0.0009	0.0022	0.0017	0.0031

式如下所示

$$D_{\text{TT}} = \frac{D_{\text{TT}}^{\text{raw}} - rD_{\text{TT}}^{\text{bkg}}}{1 - r}, \quad (5.3)$$

其中, $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$ 为由信号区间的事例计算所得的横向极化转移结果, $D_{\text{TT}}^{\text{bkg}}$ 是使用 side-band 事例计算的横向极化转移结果, r 是估算的信号质量区间中背景所占比例。

我们的测量结果中, 在背景修正时使用的 r 是使用 side-band 方法进行估计的。单一的估计方法可能带来偏差, 所以我们使用曲线拟合的方法 (fitting) 独立地对信号质量区间的背景比例再次估计。并使用 fitting 方法估算出的背景比例以同样的方式对 $D_{\text{TT}}^{\text{raw}}$ 进行修正。用两种估计方法得到的背景比例来对 D_{TT} 测量结果进行修正, 修正结果之间的差值将作为由背景比例估计方法所引入的系统误差, 如式 (5.4) 所示,

$$\delta D_{\text{TT}}^{\text{bkgfrac}} = |D_{\text{TT}}^{\text{cor.fit}} - D_{\text{TT}}^{\text{cor.sideband}}| \quad (5.4)$$

合并的喷注触发数据样本中得到的该项误差值列于表 5.3 中。可以看到该项误差的值非常小, 几乎可以忽略。

5.6 触发条件引入的系统误差

在这节中我们对由触发条件引起的误差进行分析和估计。之前介绍过本分析中的数据样本为喷注触发的数据样本而不是由 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 超子直接进行触发的数据样本。目前 STAR 的数据采集和在线计算能力还不能即时地实现中性衰变粒子的重建。这样的触发条件有可能使得我们收集到的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的事例样本相对没有特定触发条件时的数据样本在某些方面产生一定的偏差。我们把触发条件带来

表 5.3: 合并的喷注触发样本中, 由背景事例比例估计引入的系统误差。

p_T [GeV/c]	$0 < \eta < 1.2$		$-1.2 < \eta < 0$	
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
(1,2)	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
(2,3)	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
(3,4)	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
(4,5)	0.0000	0.0001	0.0002	0.0004
(5,6)	0.0009	0.0001	0.0005	0.0003
(6,8)	0.0028	0.0002	0.0002	0.0007

的偏差通过分析定量化, 使其反映在测量的系统误差中。这里我们考虑触发条件使数据样本在三个方面产生的偏移, 分别是:

- Λ ($\bar{\Lambda}$) 横动量占喷注横动量的横动量分数 z ,
- 不同的硬散射子过程和碎裂的部分子的味道在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 来源中的相对比例,
- 由部分子碎裂直生和由其他粒子衰变而来的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 相对比例。

我们结合模拟样本 (4.1节) 和理论模型 (4.3节) 量化估计了上述三方面对最终测量结果带来的影响。基本方法是将从模拟样本中得到的不同触发条件下的参数输入到第4.3节中所述的理论模型中进行计算, 得到不同触发条件下的 D_{TT} 数值, 再与无偏差 (ZeroBias) 的 D_{TT} 比较。

5.6.1 Λ ($\bar{\Lambda}$) 横动量分数 z 改变引起的系统误差

Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子占其所在喷注的横动量分数记作 z , 如式 (5.5) 所示,

$$z = \frac{p_T^{\Lambda/\bar{\Lambda}}}{p_T^{\text{jet, associated}}} \quad (5.5)$$

利用模拟样本, 抽取应用触发条件前后的 z 分布, 如图 5.3 和图 5.4 所示。

图中不同颜色表示不同触发条件, 其中黑色的数据点对应无偏差模拟样本, 图例后的数值是各个样本 z 分布的平均值。喷注触发样本中, z 分布普遍小于无偏差样本, 这是因为喷注触发条件设置了沉积能量的下限, 会去除一部分只含有较小横动量的喷注的事例, 这样会使喷注触发样本中重建的喷注的能量比没有喷注触发条件时要大。随着触发条件阈值的增大, 样本中重建喷注的横动量总体也会变大, 导致 z 分布变小左移。在横动量为 $5 \sim 6 \sim 8$ GeV/c 的 z 分布中, 可以发现少量 $z > 1.0$ 的事例, 这主要是因为我们并未对重建的喷注

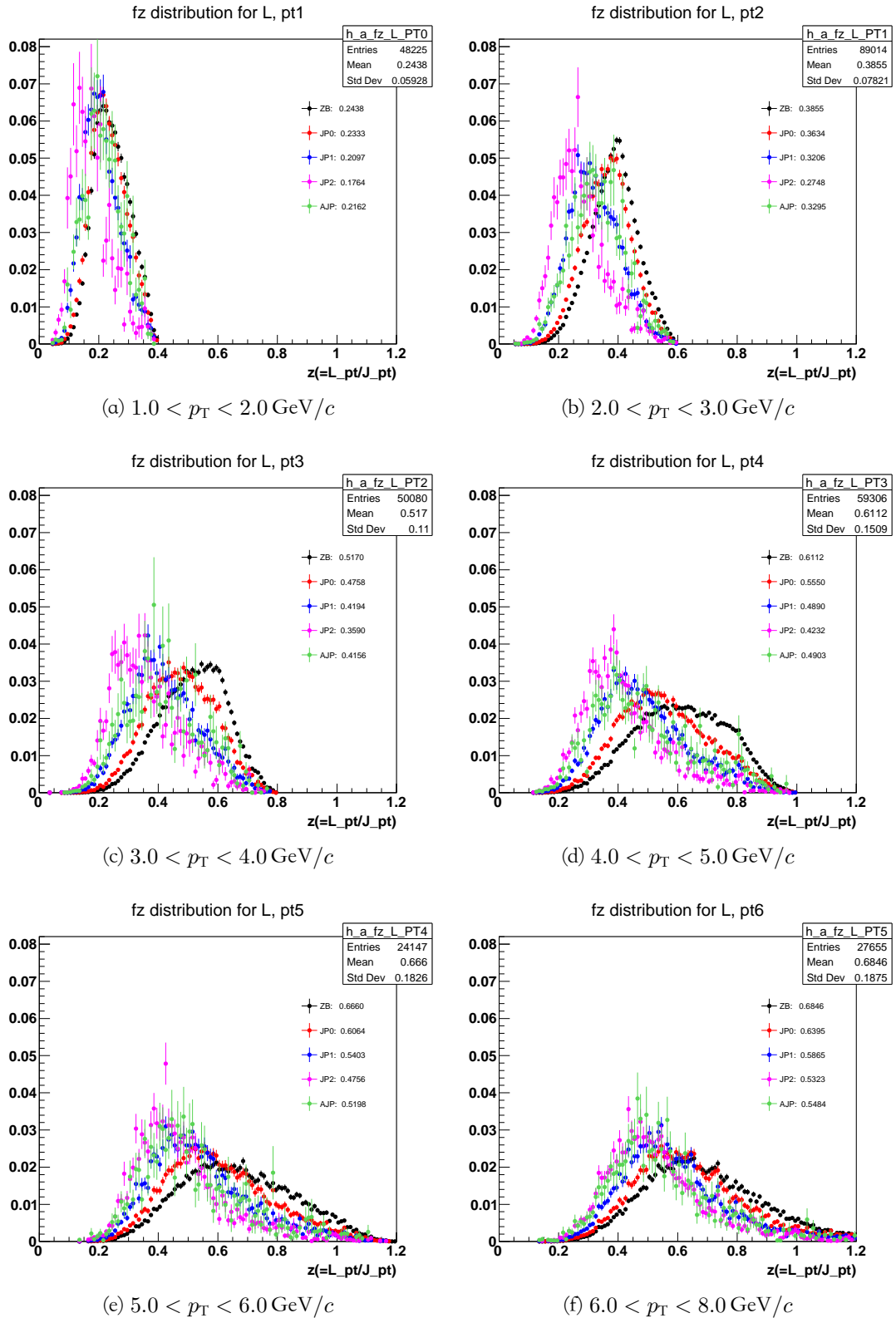


图 5.3: 不同横动量区间内 Λ 的动量分数 z 分布, 不同颜色代表应用不同的触发条件, 图例后的数值为对应分布的平均值。

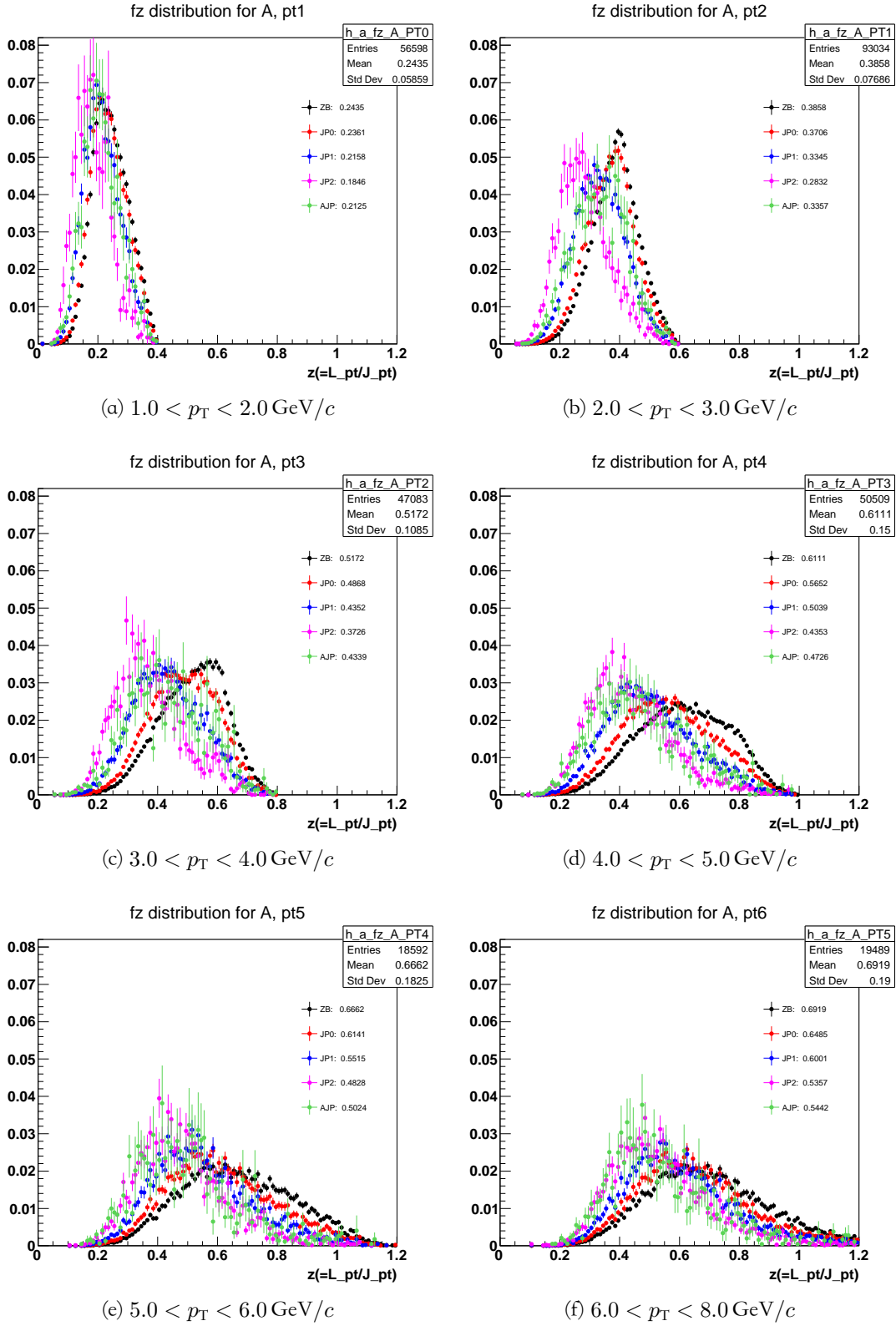


图 5.4: 不同横动量区间内 $\bar{\Lambda}$ 的动量分数 z 分布, 不同颜色代表应用不同的触发条件, 图例后的数值为对应分布的平均值。

事例进行动量修正。在喷注的重建中，使用的径迹是 **primary track**，在超子重建中，使用的是 **global track**，这意味着未经修正的喷注中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子的横动量有可能未被全部计算在内。这便造成了 $z > 1.0$ 事例的出现。考虑到 $z > 1.0$ 的事例所占比例很低，同时模型计算中大 z 区域的统计量也过低，我们在系统误差估计时去除了这部分事例。另外，我们将 $z = 0.85$ 的横向极化转移数值赋给 $0.85 < z < 1.0$ 的事例，来降低模型计算中大 z 区域的统计量过低造成的影响。

图 5.5 和图 5.6 分别为超子在 $0 < \eta < 1.2$ 和 $-1.2 < \eta < 0$ 区间内 D_{TT} 模型计算值随 z 的分布。每个 p_{T} 区间的 D_{TT} 按照式 (5.6) 对 z 分布加权计算得出。式中， D_{TT}^i 和 n^i 分别代表 z 分布中第 i 小区间的横向极化转移值和产额。

$$D_{\text{TT}} = \frac{\sum_i D_{\text{TT}}^i n^i}{\sum_i n^i}, \quad (5.6)$$

图 5.5 和图 5.6 中， $\delta D_{\text{TT}}^{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 是应用触发条件与无偏差样本的计算值差值的绝对值。我们使用该绝对值作为由 z 分布偏移引入的系统误差。各个喷注触发样本的数值汇总在表 5.4 中。

表 5.4: 由喷注触发条件造成的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 动量分数 z 偏移引入的系统误差。

$0 < \eta < 1.2$										
	JP0		JP1		JP2		AJP		Combined	
p_{T}	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
1 ~ 2	0.0001	0.0001	0.0004	0.0002	0.0009	0.0005	0.0004	0.0003	0.0005	0.0003
2 ~ 3	0.0001	0.0001	0.0005	0.0003	0.0013	0.0009	0.0005	0.0004	0.0007	0.0004
3 ~ 4	0.0007	0.0006	0.0018	0.0015	0.0031	0.0026	0.0019	0.0015	0.0021	0.0017
4 ~ 5	0.0018	0.0016	0.0039	0.0038	0.0061	0.0061	0.0040	0.0048	0.0045	0.0004
5 ~ 6	0.0021	0.0024	0.0048	0.0055	0.0077	0.0088	0.0059	0.0080	0.0058	0.0067
6 ~ 8	0.0021	0.0028	0.0049	0.0060	0.0078	0.0099	0.0070	0.0097	0.0061	0.0077
$-1.2 < \eta < 0$										
	JP0		JP1		JP2		AJP		Combined	
p_{T}	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
1 ~ 2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2 ~ 3	0.0001	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
3 ~ 4	0.0001	0.0001	0.0002	0.0001	0.0002	0.0002	0.0002	0.0001	0.0002	0.0001
4 ~ 5	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002	0.0002	0.0002	0.0001	0.0002	0.0001	0.0002
5 ~ 6	0.0002	0.0002	0.0004	0.0006	0.0008	0.0008	0.0006	0.0010	0.0005	0.0008
6 ~ 8	0.0002	0.0004	0.0006	0.0009	0.0010	0.0010	0.0009	0.0016	0.0007	0.0012

表中，合并的触发样本 (combined) 的系统误差数值为以实验数据样本中各个

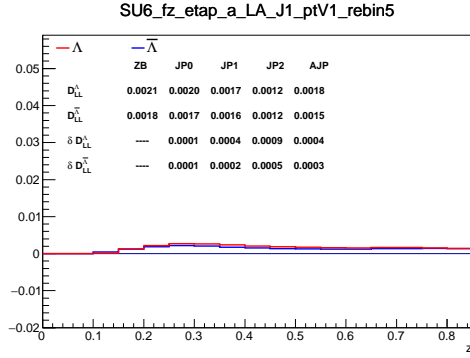
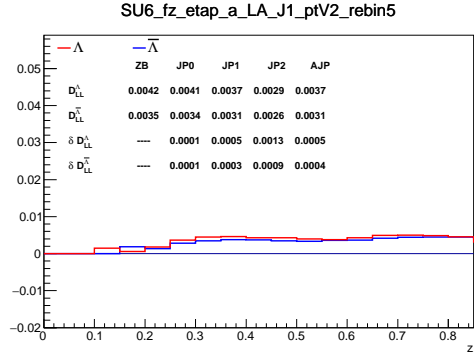
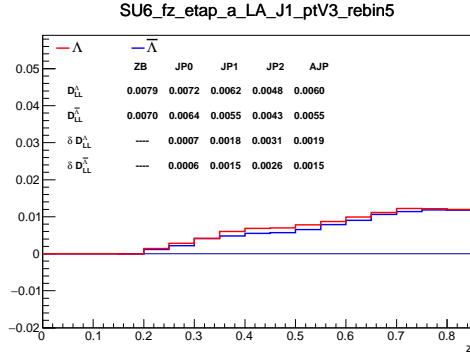
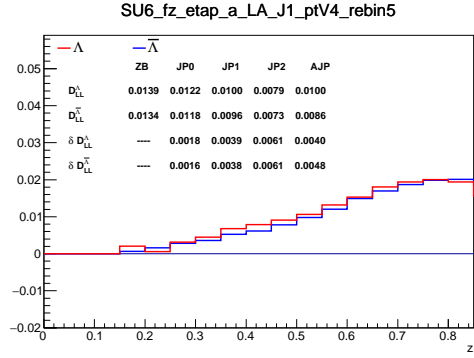
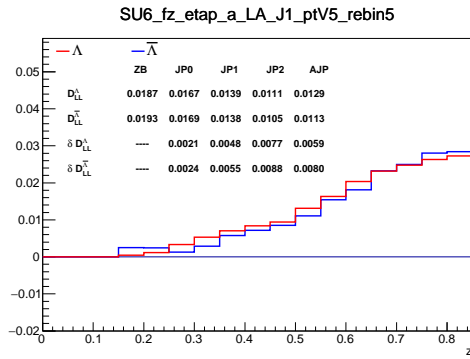
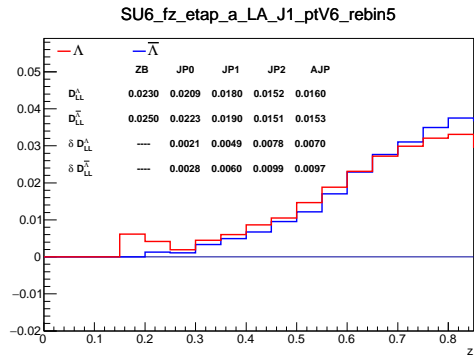
(a) $1.0 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ (b) $2.0 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ (c) $3.0 < p_T < 4.0 \text{ GeV}/c$ (d) $4.0 < p_T < 5.0 \text{ GeV}/c$ (e) $5.0 < p_T < 6.0 \text{ GeV}/c$ (f) $2.0 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$

图 5.5: $0 < \eta < 1.2$ 区间中, 各个横动量区间的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 模型计算所得 D_{TT} 数值随 z 分布。

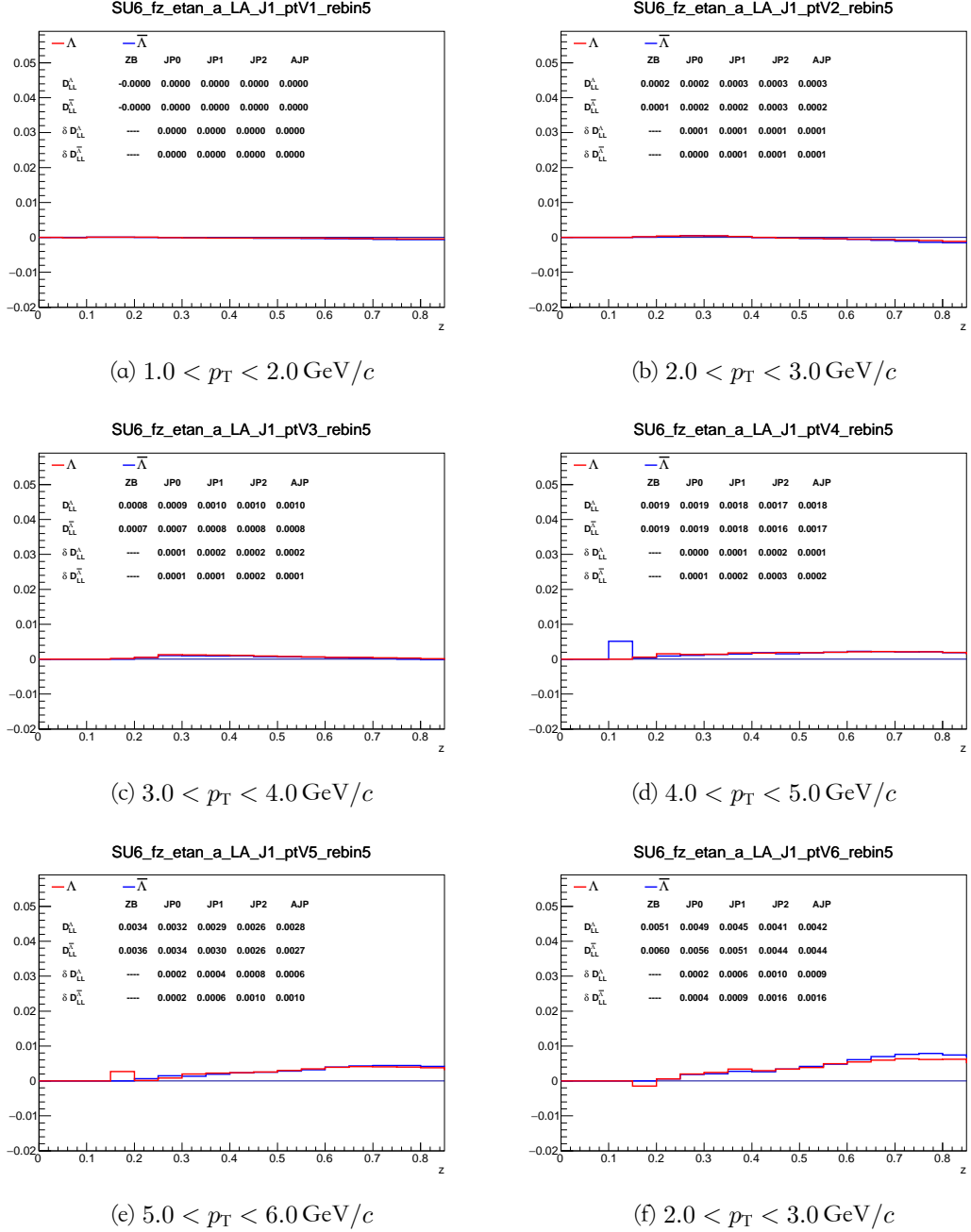


图 5.6: $-1.2 < \eta < 0$ 区间中, 各个横动量区间的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 模型计算所得 D_{TT} 数值随 z 分布。

触发样本的统计量为权重，加权求平均获得。

5.6.2 Λ ($\bar{\Lambda}$) 来源中硬散射子过程以及碎裂部分子味道的相对比例变化引入的系统误差

极化从入射部分子向出射发生碎裂的部分子转移的过程可以表达成式 (5.7):

$$P_c = \frac{\delta f}{f} D_T^{a\uparrow b \rightarrow c\uparrow d}, \quad (5.7)$$

式中, P_c 是出射部分子 c 的极化度, δf 是入射横向极化的部分子分布函数, f 是非极化的部分子分布函数, $D_T^{a\uparrow b \rightarrow c\uparrow d}$ 是子过程 $a\uparrow b \rightarrow c\uparrow d$ 中的部分子极化转移系数。喷注触发条件可能改变子不同过程的相对比例, 随之碎裂部分子的味道的相对比例也会发生改变。我们从模拟样本中抽取这两个比例。

图 5.7 和图 5.8 分别显示了喷注锥角内的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的来源中不同硬散射子过程的相对比例。图中 q 、 g 分别代表夸克、胶子, a 、 b 代表夸克的味道。可以看到, 在 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的来源中, 主要为 $qg \rightarrow qg$, $gg \rightarrow gg$ 和 $qq \rightarrow qq$ 。随着超子横动量的增大, 夸克参与的过程比例增多, 纯胶子参与的过程比例降低, 这符合我们的预期。对于不同触发样本, 随着触发条件的阈值增高, 来源于夸克参与的子过程的超子增多, $gg \rightarrow gg$ 子过程产生的超子有所减少。这是因为有较大横动量转移的碰撞事例, 更倾向于是有夸克碰撞所产生的。并且, 随着喷注触发条件阈值的提升, 硬散射子过程的相对比例的变化趋势对 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 是基本一致的。不同触发样本和横动量区间的硬散射子过程比例汇总在图 5.9 中。

为了确定 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子来源于何种味道的部分子碎裂, 我们需要关联 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子与碎裂部分子。关联方法与实验数据中超子与喷注的关联方式类似。关联之后我们可以得到不同味道碎裂部分子在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 产额中所占比例, 如图 5.10 和图 5.11 所示, 分别对应 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 。

在分布中可以发现, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子主要来源于轻味夸克和胶子的碎裂, 重味夸克的贡献可以忽略不计, 这是在 RHIC 200 GeV 质子对撞中的正常表现。我们将轻味夸克和胶子碎裂对 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 产额的贡献汇总在图 5.12 中, 左侧分布为 Λ , 右侧分布为 $\bar{\Lambda}$ 。随着触发条件阈值升高, 胶子的贡献逐步降低, 夸克总体上的贡献提升, 但 s (\bar{s}) 的贡献是在降低的。

硬散射子过程和碎裂部分子味道是关联在一起的。在模型中, 可以通过改变 Λ ($\bar{\Lambda}$) 来源中不同味道碎裂部分子的比例, 来表征硬散射子过程和碎裂部分子味道两者变化对测量的影响。各个喷注触发样本的 D_{TT} 与无偏差样本的 D_{TT} 之间的差值, 将作为传递给最终结果的系统误差, 其数值如表 5.5 所示。

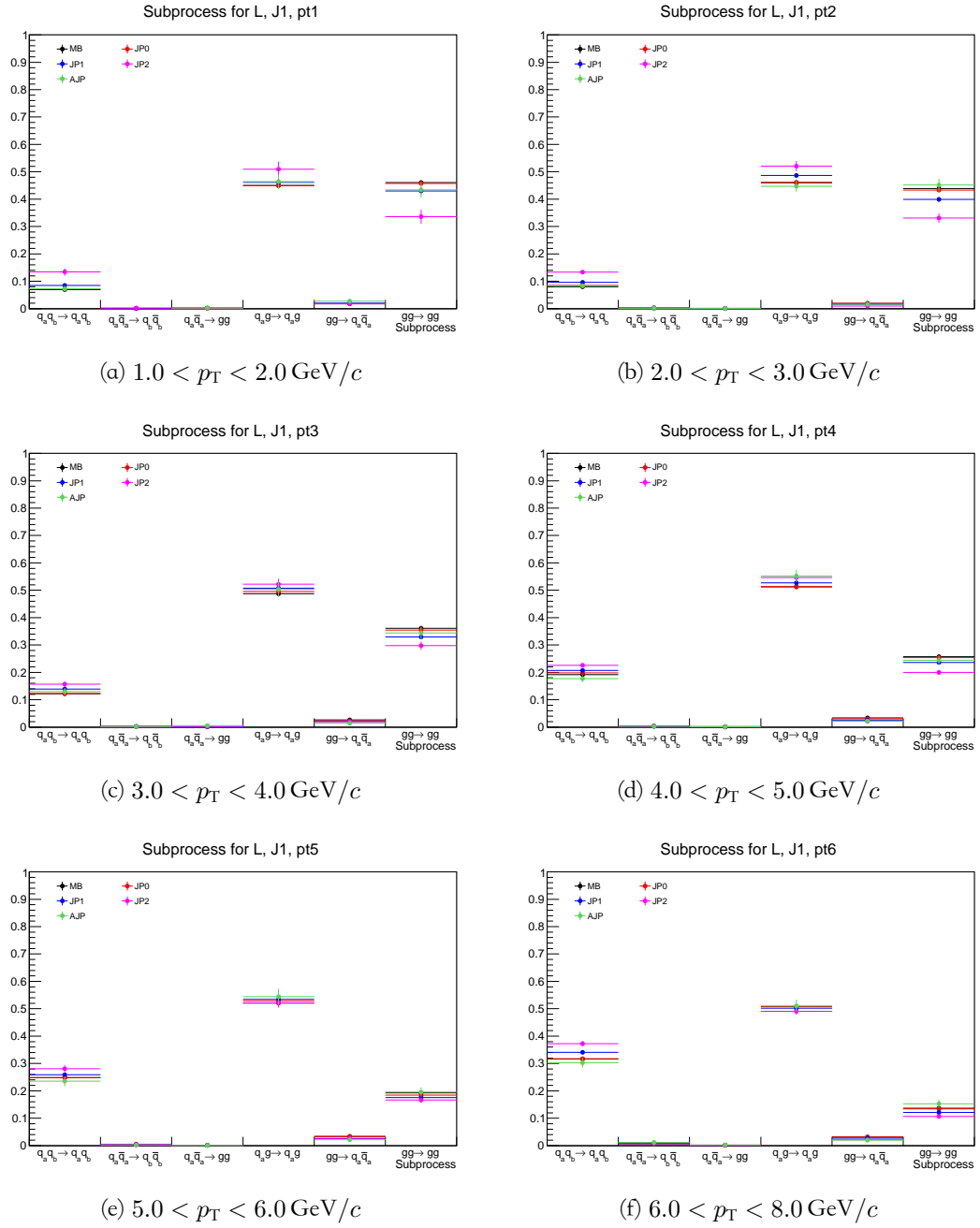


图 5.7: Λ 超子来源中不同硬散射子过程的比例。

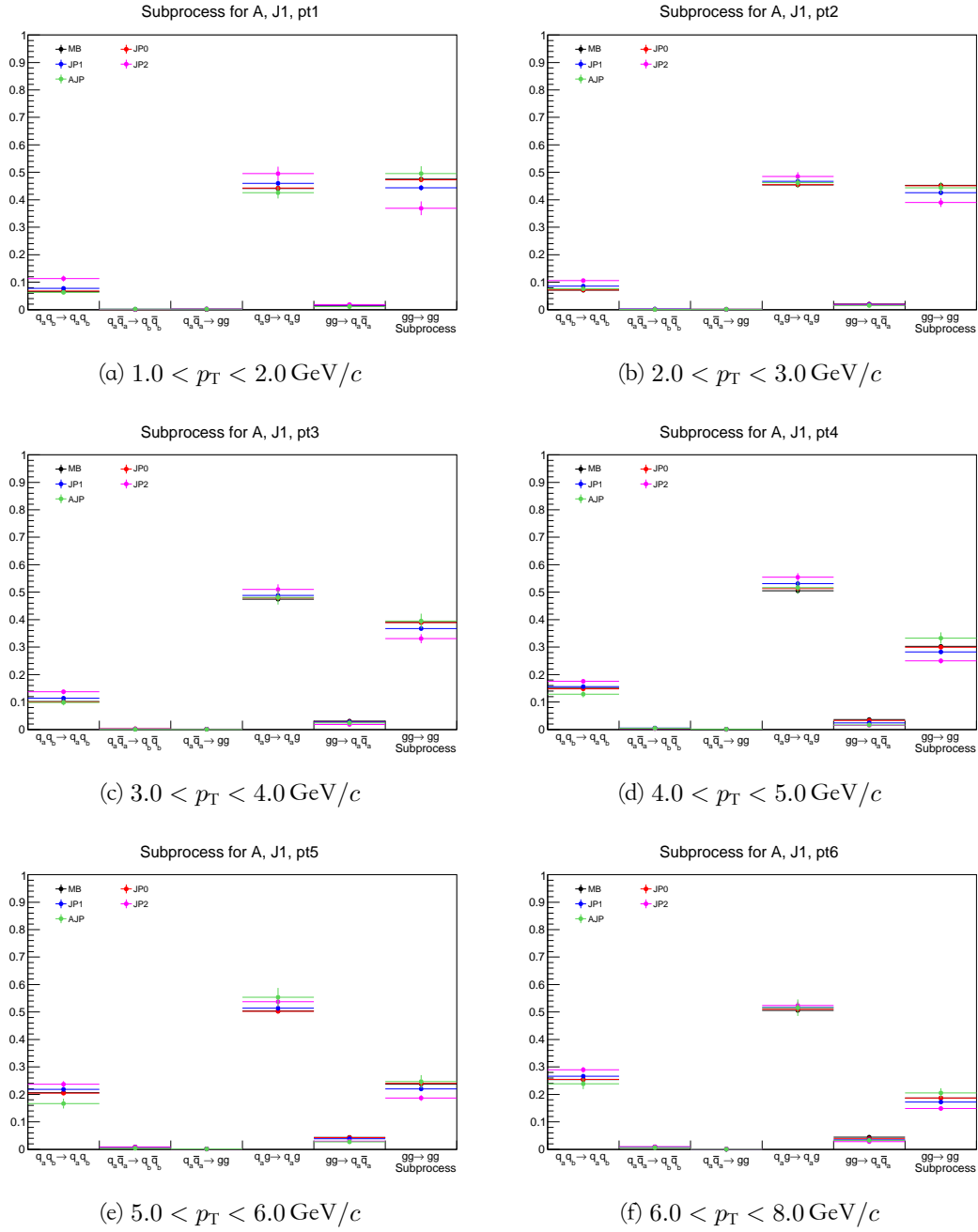


图 5.8: $\bar{\Lambda}$ 超子来源中不同硬散射子过程的比例。

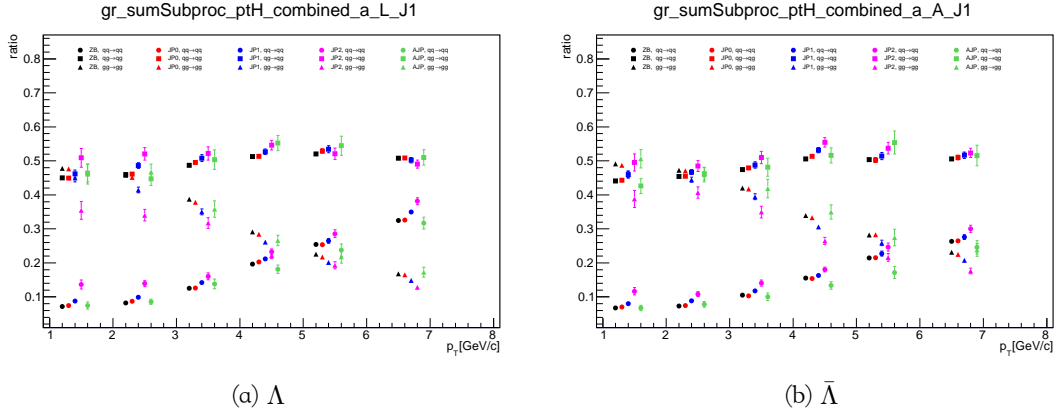


图 5.9: MC 样本中, 不同硬散射子过程对超子产额的贡献随触发条件和超子横动量的变化。

表 5.5: 由硬散射子过程和碎裂部分子味道组合比例变化引起的 D_{TT} 测量的系统误差。

$0 < \eta < 1.2$										
	JP0		JP1		JP2		AJP		Combined	
p_T	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
1 ~ 2	0.0000	0.0001	0.0002	0.0001	0.0003	0.0004	0.0003	0.0004	0.0002	0.0002
2 ~ 3	0.0001	0.0001	0.0005	0.0003	0.0011	0.0007	0.0009	0.0001	0.0007	0.0004
3 ~ 4	0.0005	0.0002	0.0013	0.0006	0.0023	0.0017	0.0014	0.0005	0.0015	0.0009
4 ~ 5	0.0011	0.0003	0.0024	0.0009	0.0043	0.0021	0.0041	0.0007	0.0031	0.0012
5 ~ 6	0.0011	0.0005	0.0029	0.0013	0.0048	0.0019	0.0046	0.0023	0.0037	0.0016
6 ~ 8	0.0011	0.0006	0.0026	0.0013	0.0048	0.0022	0.0041	0.0019	0.0036	0.0017

$-1.2 < \eta < 0$										
	JP0		JP1		JP2		AJP		Combined	
p_T	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
1 ~ 2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0004	0.0000	0.0000
2 ~ 3	0.0000	0.0001	0.0000	0.0001	0.0000	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001
3 ~ 4	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0001	0.0000
4 ~ 5	0.0001	0.0001	0.0003	0.0002	0.0005	0.0003	0.0005	0.0001	0.0004	0.0002
5 ~ 6	0.0002	0.0001	0.0006	0.0003	0.0009	0.0004	0.0009	0.0005	0.0007	0.0003
6 ~ 8	0.0003	0.0002	0.0007	0.0004	0.0012	0.0006	0.0011	0.0006	0.0009	0.0005

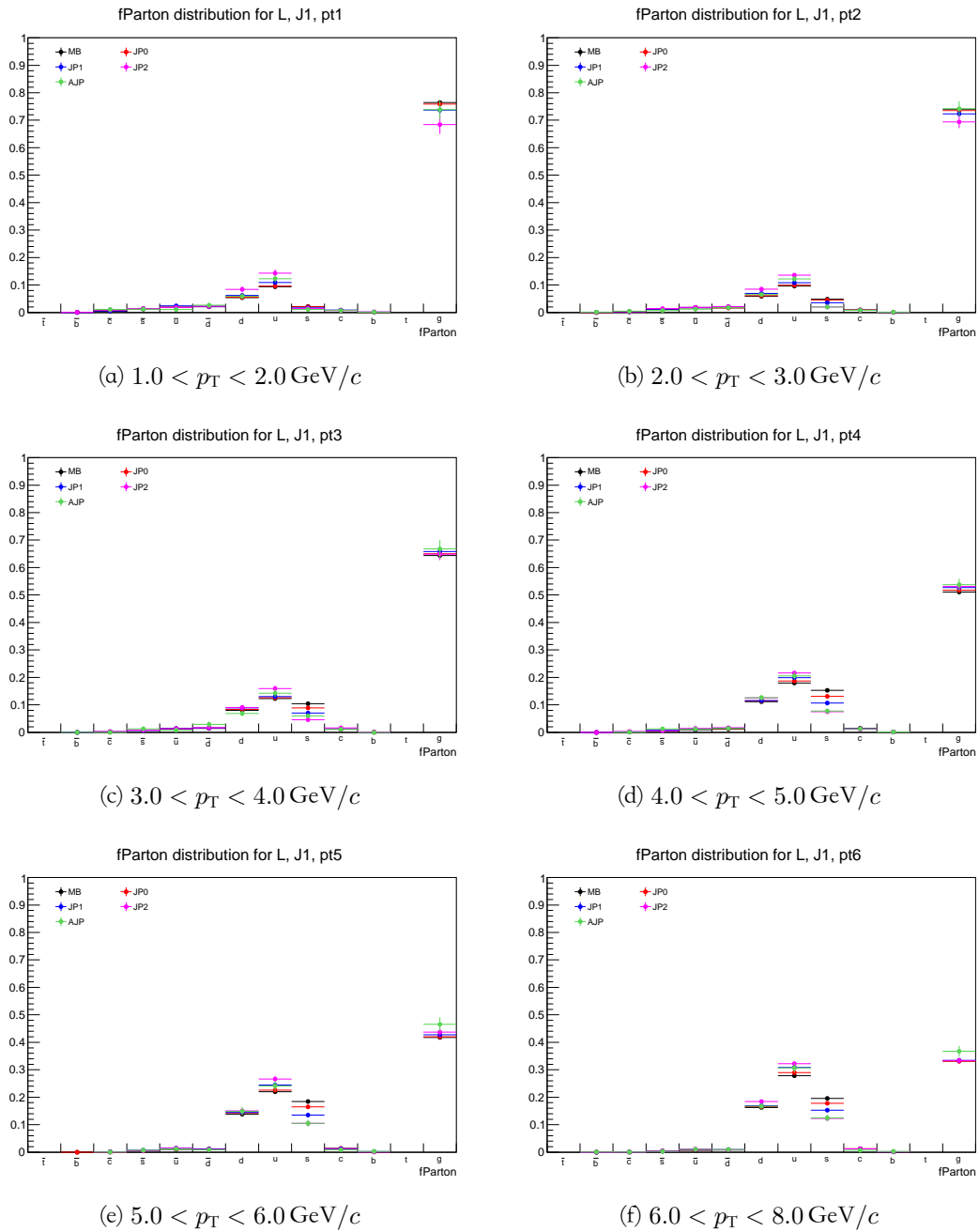


图 5.10: Λ 超子来源中, 不同味道碎裂部分子所占比例。

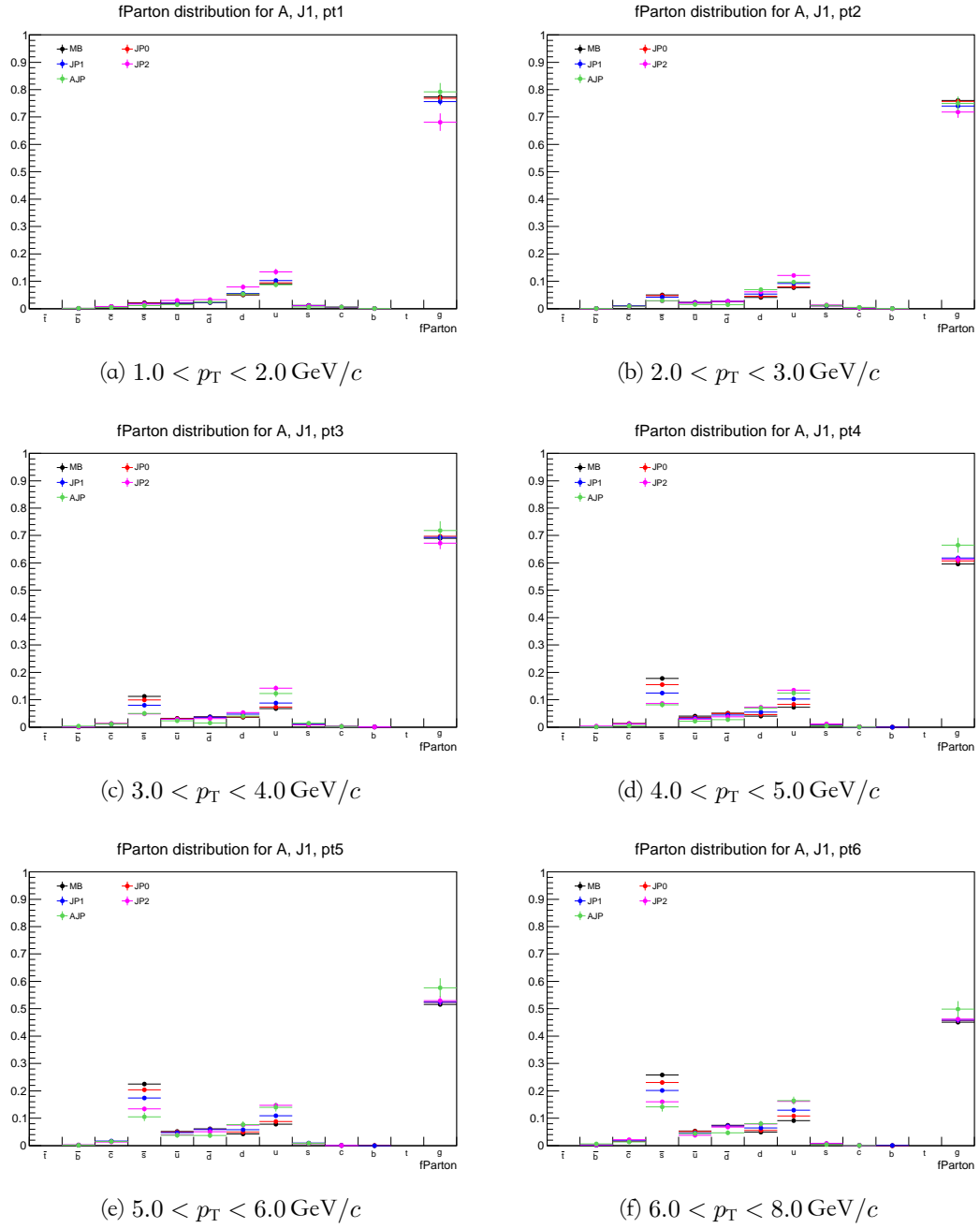


图 5.11: $\bar{\Lambda}$ 超子来源中, 不同味道碎裂部分子所占比例。

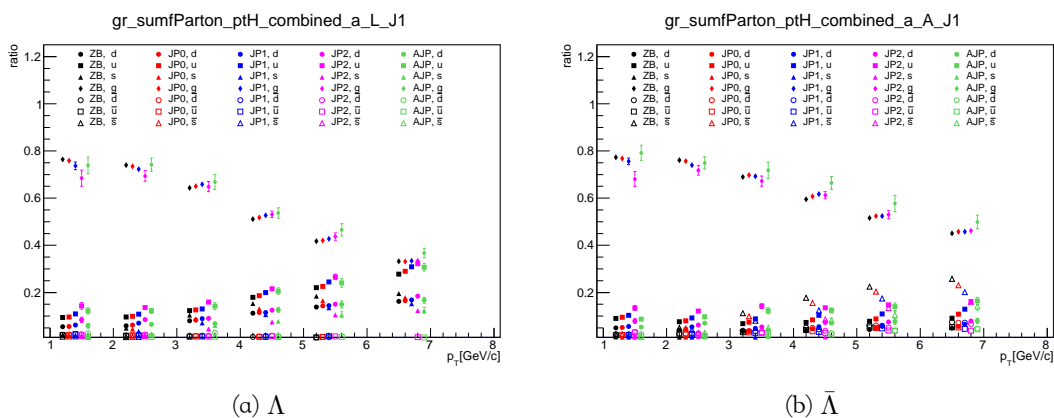


图 5.12: MC 样本中, 不同味道碎裂部分子在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子产额中所占比例随触发条件和超子横动量的变化。

5.6.3 Λ ($\bar{\Lambda}$) 产生来源相对比例变化引入的系统误差

在重建和挑选过程中, 虽然已经加入了一些判选条件来去除由其他粒子衰变产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$), 同时尽量保留由部分子碎裂直接产生的部分, 但实际上并不能很好的实现。这主要是因为诸如 Σ 、 Ξ 等超子的固有寿命都很短, 其衰变位置距离主碰撞顶点很近。它们衰变产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子的表现与部分子碎裂直接产生的表现差别很小。而触发条件可能改变 Λ ($\bar{\Lambda}$) 产生来源的比例, 从而对 D_{TT} 带来偏差。在本文的分析中, 并未对由其他粒子衰变产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 所提供的极化转移进行修正, 只是将由触发条件引入的系统误差进行了分析和估计。

我们使用模拟样本来抽取不同触发条件下, Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子各种产生来源的相对比例, 包括部分子碎裂直接产生和其他粒子衰变产生。如图 5.13 所示, 左侧为 Λ , 右侧为 $\bar{\Lambda}$ 。

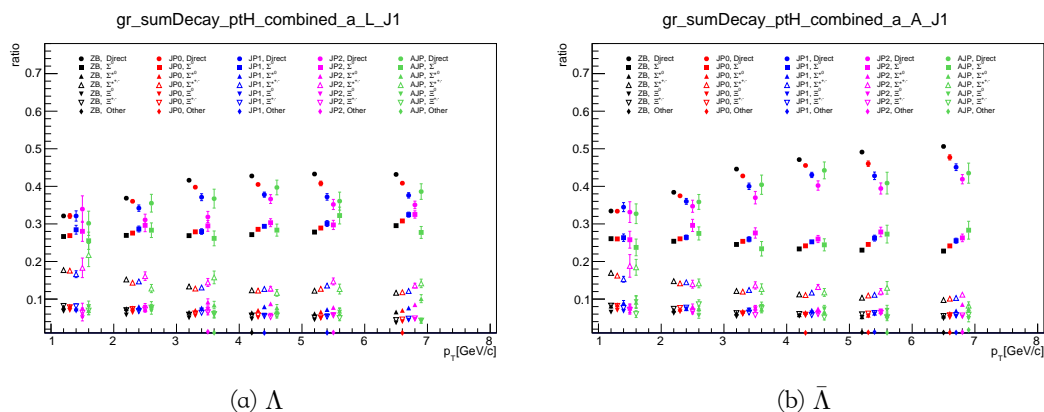


图 5.13: MC 样本中, 喷注锥角内 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子各种产生来源的相对比例。

图中不同颜色代表不同触发条件，不同形状代表不同的产生方式。其中实心圆代表的是由出射部分子碎裂直接产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子，这部分在每个超子横动量区间和每个触发条件样本中的产比都是最高的，并随着末态 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子横动量增高而有所上升，这是因为衰变产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子横动量比直生的要小些。同时我们也可以看到，随着触发阈值的升高，直生所占份额是有所降低的。这是因为当 Σ^0 、 Σ^{*0} 和 Ξ^0 衰变产生 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 时伴随产生的 π^0 或 γ 会在电磁量能器上沉积能量，使得含有这样过程的硬散射事例更容易达到触发条件的阈值。

在模型中，讨论了 Λ ($\bar{\Lambda}$) 由不同粒子衰变产生时，极化由母粒子向 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子转移时不同的比例。该比例对不同的母粒子是不同的。这就使得当 Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子来源中衰变组份变化时，可能会对测量结果造成影响。我们使用在模拟样本中抽取的比例作为权重将不同来源产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 求和。可以得到对应不同触发条件的 D_{TT} 。喷注触发样本与无偏差样本的理论计算值之差，被定义为传递给最终测量结果的系统误差，如表 5.6 所示。

表 5.6: 由触发条件引起的， Λ ($\bar{\Lambda}$) 超子各种产生来源的相对比例变化造成的系统误差。

$0 < \eta < 1.2$										
	JP0		JP1		JP2		AJP		Combined	
p_{T}	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
1 ~ 2	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0001	0.0003	0.0001	0.0001	0.0001
2 ~ 3	0.0002	0.0000	0.0004	0.0001	0.0004	0.0003	0.0001	0.0000	0.0004	0.0001
3 ~ 4	0.0004	0.0002	0.0003	0.0003	0.0014	0.0008	0.0002	0.0004	0.0007	0.0004
4 ~ 5	0.0007	0.0003	0.0013	0.0007	0.0020	0.0013	0.0016	0.0005	0.0015	0.0008
5 ~ 6	0.0007	0.0008	0.0013	0.0014	0.0009	0.0024	0.0013	0.0030	0.0012	0.0019
6 ~ 8	0.0006	0.0010	0.0019	0.0019	0.0024	0.0028	0.0008	0.0020	0.0020	0.0022

$-1.2 < \eta < 0$										
	JP0		JP1		JP2		AJP		Combined	
p_{T}	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
1 ~ 2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
2 ~ 3	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
3 ~ 4	0.0001	0.0000	0.0001	0.0000	0.0001	0.0000	0.0002	0.0000	0.0001	0.0000
4 ~ 5	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001
5 ~ 6	0.0001	0.0001	0.0003	0.0003	0.0004	0.0004	0.0006	0.0002	0.0004	0.0003
6 ~ 8	0.0003	0.0002	0.0006	0.0003	0.0006	0.0005	0.0002	0.0006	0.0006	0.0004

5.6.4 触发条件引入的系统误差对测量结果的影响

在对触发条件引起的每项系统误差的估计过程中，首先得到了是对应单个喷注触发样本的估计值。在 MC 样本中，满足不同触发条件的事例比例与实验数据是不同的，所以实验数据中合并触发样本对应的三项中每一项的估计值，是以实验数据中各个触发条件样本的统计量为权重求和获得。在估计某项引起的系统误差的过程中，我们只改变这一项涉及到的参数，所以它们之间是相对独立的。在得到合并触发样本的每一项系统误差后，我们将这三项正交求和，获得由触发条件引起的系统误差总值。

合并的喷注触发样本中，由触发条件引起的三项系统误差如图 5.14 至图 5.16 所示。在这三项中， z 的偏移所引入的误差总体来讲是最主要的，其次是硬散射子过程和碎裂部分子味道分布的相对比例变化，直生和由其他粒子衰变产生在 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 产生来源中相对比例的变化造成的误差是最小的。

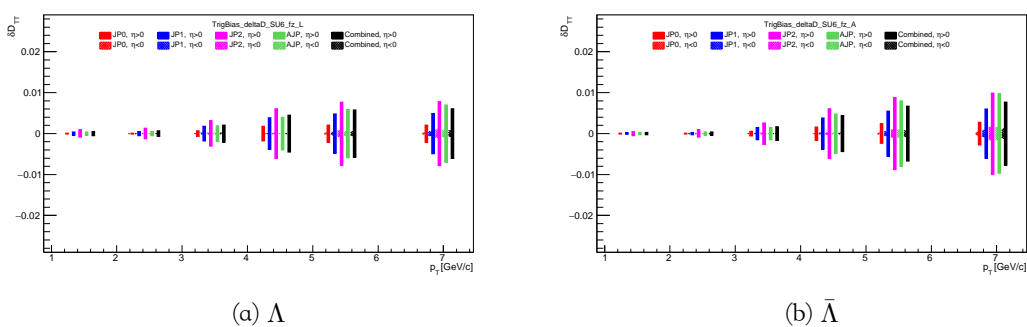


图 5.14: 由于 z 偏移带来的系统误差。

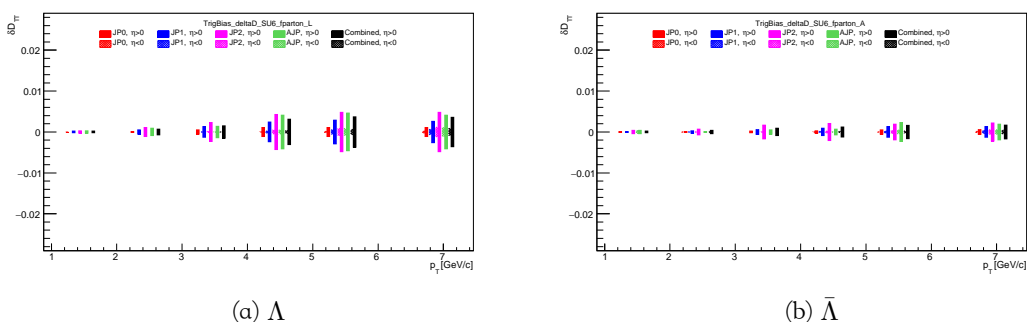


图 5.15: 由于硬散射子过程组份和碎裂部分子味道分布变化带来的系统误差。

从对触发条件引入的系统误差的分析中，我们的到了系统误差的估计值，这是重要的。同时更重要的是也让我们看到了喷注触发条件对于我们测量目标的影响。

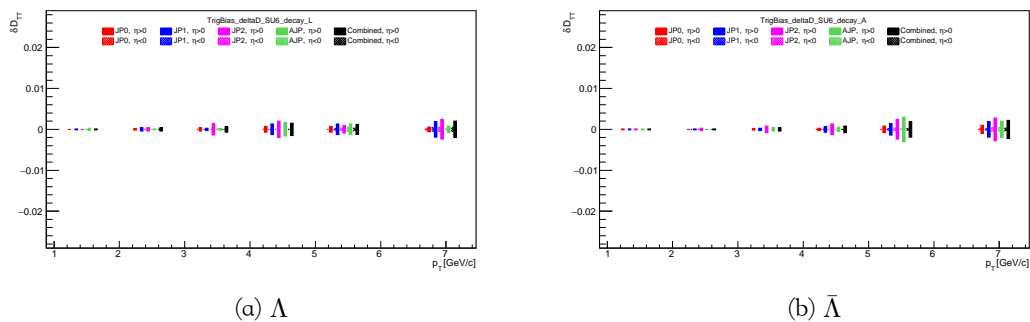


图 5.16: 直生和其他粒子衰变产生在 Λ ($\bar{\Lambda}$) 来源中相对比例变化带来的系统误差。

首先，我们在使用的模型计算时使用的极化分布函数是纵向极化的分布函数，这是目前已知的知识下的近似方案，但也使得我们的理论计算数值不是非常精确。因此，触发条件引起的系统误差采用了绝对值。然而，实际上在喷注触发条件下计算的 D_{TT} 数值总体是小于无偏差样本计算出的数值的，即喷注触发条件一定程度上冲淡了横向极化转移，使得我们更难以得到非零的结果。然后，随着喷注触发条件阈值增大，由出射部分子碎裂产生的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 比例有所下降，这使得测量结果更难以反映由入射质子到末态超子的极化转移这一过程。再者， Λ ($\bar{\Lambda}$) 的自旋应该是由 s (\bar{s}) 提供的，对 Λ ($\bar{\Lambda}$) 的自旋的研究对探究核子中海夸克的自旋信息是有很大帮助的，但喷注触发条件使得由 s (\bar{s}) 碎裂产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 所占比例降低了。

综上，喷注触发条件虽然能够更加有效的收集由大横动量转移的质子质子对撞事例，进而提高大横动量的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 的重建效率，有利于提高采样效率。但根据我们对触发条件引起的系统误差的分析，喷注触发条件同时也系统性地冲淡了 D_{TT} 。

5.7 系统误差总和

在本节中，将各项系统误差合并。触发条件引起的系统误差是依赖模拟样本和模型进行计算的。由于模拟样本中对应各个触发条件的事例存在包含关系，而且相对比例也与实验数据中不同，故对每一项触发条件偏向引起的误差，我们首先使用模拟样本计算，再按照数据样本中各个触发条件的相对比例加权求和，得到合并样本结果对应的误差值。接着，再将三项平方求和再开方，得到触发条件引起的系统误差的总值。其余各项系统误差也是相互独立的，所以计算系统误差总和时将其平方和开平方求得。给出对应使用 Cross-Ratio 方法抽取的最终 D_{TT} 结果的系统误差。合并的触发样本中，各个横动量区间的系统误差总值列在表 5.7 中。

表 5.7: D_{TT} 测量结果的系统误差总和。

$p_{\text{T}} [\text{GeV}/c]$	$0 < \eta < 1.2$		$-1.2 < \eta < 0$	
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
(1,2)	0.0008	0.0006	0.0000	0.0003
(2,3)	0.0012	0.0008	0.0001	0.0003
(3,4)	0.0029	0.0021	0.0003	0.0011
(4,5)	0.0059	0.0049	0.0004	0.0009
(5,6)	0.0071	0.0073	0.0010	0.0017
(6,8)	0.0080	0.0086	0.0013	0.0041

5.8 小结

本章对 D_{TT} 测量中引入的各项系统误差进行了分析。束流极化度测量引入的系统误差取值与 RHIC 束流极化测量的报告。衰变常数引入的系统误差从 PDG 获得。在估计背景事例比例引入的系统误差时，我们比较了使用两种方法抽取了背景事例比例，比较了它们在背景减除中对造成 D_{TT} 修正值的影响。接着，借助 BBCrate，我们估计了事例堆积效应引入的系统误差。最后，我们利用 MC 样本和理论模型，估计了由触发条件引入的系统误差。

第六章 测量结果与展望

6.1 测量结果

本文介绍了 200 GeV 横向极化质子质子对撞中，末态 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子沿碎裂部分子的自旋方向的横向极化转移 D_{TT} 的测量。这是在横向极化质子质子对撞中末态 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子横向极化转移 D_{TT} 的首次测量。

我们选取 RHIC-STAR 探测器在 2012 年采集的喷注触发事例样本分析，通过弱衰变道 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 和 $\bar{\Lambda}$ 重建 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子。我们发展了 Cross-Ratio 方法，来抽取 D_{TT} ，成功地消除了探测器接收度和相对亮度带来的系统误差。我们将行为一致的不同触发条件样本合并，在减除背景的贡献后得到了最后的测量中心值。

我们使用多种方法对测量方法进行了检验：（1）我们使用 Cross-Ratio 方法，按照与 Λ 超子相同的流程，抽取了自旋为 0 的 K_S^0 介子的“ δ_{TT} ”，在高精度内得到了与预期一致的结果；（2）同样使用 Cross-Ratio 方法，但以超子的动量方向作为碎裂部分子的动量方向来确定超子极化方向，去抽取 D_{TT} ，得到的结果与使用喷注方向代替时一致；（3）使用相对亮度方法抽取 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} ，结果与 Cross-Ratio 方法也是吻合的。以上的检验都很好地证明了我们抽取方法的正确性和稳定性。

为了理解和检验实验数据，我们利用 PYTHIA 和 GEANT 产生了模拟数据。模拟样本和实验数据中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的主要观测物理量分布基本一致，很好地验证了超子重建过程的正确性。同样利用 PYTHIA 事例产生器，我们按照理论模型计算了实验数据样本所对应能区的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的横向极化转移。

我们可以在理论模型中调整部分参数，去计算在不同的实验触发条件下的 D_{TT} 数值，这些参数可以从经过触发条件的模拟样本中抽取。我们充分利用这种便利，分析研究了由触发条件引入的系统误差。在我们的测量中，触发条件引起的偏差主要包括：超子所占碎裂部分子动量分数 z 的偏移；硬散射子过程和碎裂部分子味道相对比例的变化；以及从碎裂部分子直生或者其它超子衰变而来的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 之间的相对比例变化。这些参数可以从模拟样本中获得，并在理论模型中调整以分析和研究由触发条件引入的系统误差。同时我们也分析了其他原因引入的系统误差，主要包括事例堆积效应、束流极化度和 Λ 超子弱衰变常数等带来的系统误差。

在经过数据样本选取，超子事例重建， D_{TT} 抽取，背景减除和统计误差修正，数据和模拟样本比较，以及系统误差分析后，我们获得了 200 GeV 横向极化质子质子对撞中，中心赭快度区 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子，沿碎裂部分子极化方向的横向极化

转移 D_{TT} 。最终 D_{TT} 随 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子横动量 p_{T} 的分布如图6.1所示，各点的中心值及误差列在表 6.1 中。图中黑色竖线为统计误差，空心方框为系统误差，虚线为理论模型的预言。

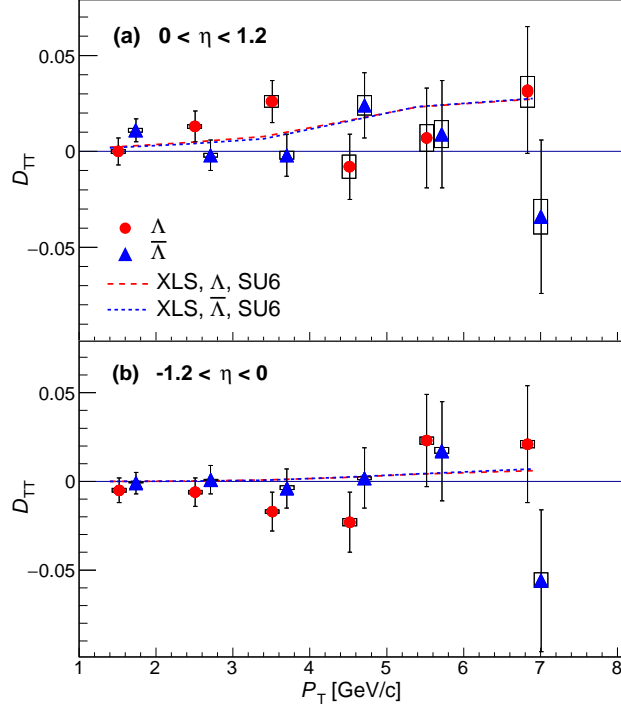


图 6.1: 合并的触发数据样本中, D_{TT} 抽取结果随 Λ ($\bar{\Lambda}$) 横动量 p_{T} 的变化。

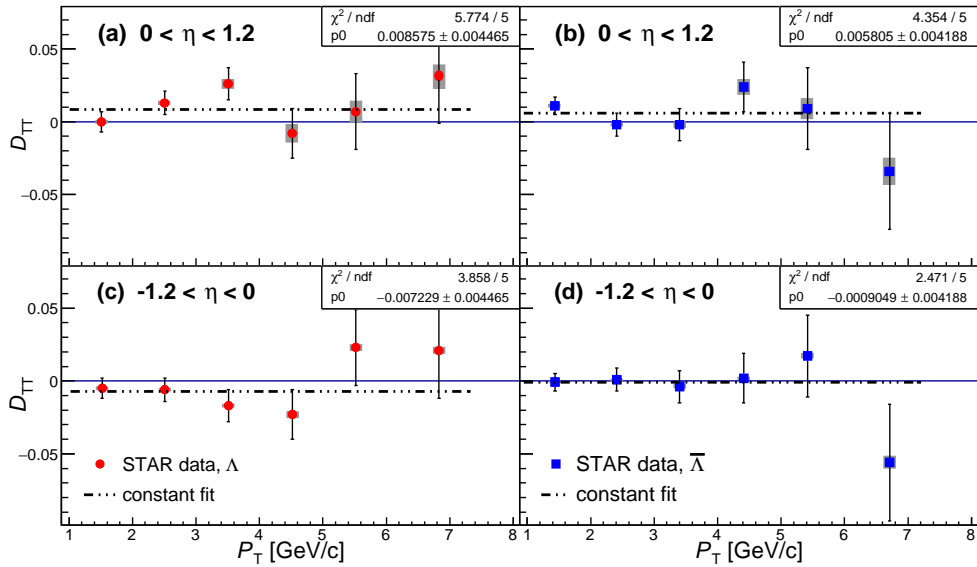
我们的测量结果覆盖的赝快度区间为 $-1.2 < \eta < 1.2$ ，横动量范围为 $1 < p_{\text{T}} < 8 \text{ GeV}/c$ ，最高横动量区间的横动量平均值达 $\langle p_{\text{T}} \rangle = 6.7 \text{ GeV}/c$ 。我们的测量结果在最高横动量 $\langle p_{\text{T}} \rangle = 6.7 \text{ GeV}/c$ ，赝快度平均值 $\langle \eta \rangle = 0.5$ 时， Λ 超子的横向极化转移 $D_{\text{TT}}^{\Lambda} = 0.031 \pm 0.033 \text{ (stat.)} \pm 0.008 \text{ (syst.)}$ ，相应的 $\bar{\Lambda}$ 超子的横向极化转移 $D_{\text{TT}}^{\bar{\Lambda}} = -0.034 \pm 0.040 \text{ (stat.)} \pm 0.009 \text{ (syst.)}$ 。其测量精度已经很高，系统误差的控制也是比较好的。 $+\eta$ 区间 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 与 0 相比的 $\chi^2/\text{ndf} = 8.6/6$ 和 $\chi^2/\text{ndf} = 5.6/6$ 。在我们的结果中， D_{TT} 在误差范围内没有观察到非零的结果，但可以看到随 p_{T} 有逐渐增大的趋势，并也可以观察到在 $-\eta$ 区间， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 D_{TT} 整体上相比 $+\eta$ 区间更趋近于零。这都是与理论预期符合的。图中虚线是我们使用理论模型 [85] 计算得出的理论预期，在 $+\eta$ 区间内， D_{TT}^{Λ} 和 $D_{\text{TT}}^{\bar{\Lambda}}$ 实验测量和理论计算之间在置信区间为 95% 时的 P-value 分别为 0.458 和 0.429，说明了测量结果与理论研究是一致的。另外， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的测量结果也是没有显著的不同，两者之间的 χ^2/ndf 在 $+\eta$ 和 $-\eta$ 区间分别为 9.5/6 和 4.6/6。

图6.2所示的是用常数拟合的 D_{TT} 分布，可以看到 D_{TT} 偏离零约 $1\sigma \sim 2\sigma$ 。以该结果估计，为了在 200 GeV 能区获得非零的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的横向极化转移，我们需

表 6.1: D_{TT} 测量结果。

$0 < \eta < 1.2$						
$p_{\text{T}} [\text{GeV}/c]$	Λ			$\bar{\Lambda}$		
	D_{TT}	stat.	sys.	D_{TT}	stat.	sys.
1 ~ 2	0.000	0.007	0.001	0.011	0.006	0.001
2 ~ 3	0.013	0.008	0.001	-0.002	0.008	0.001
3 ~ 4	0.026	0.011	0.003	-0.002	0.011	0.002
4 ~ 5	-0.008	0.017	0.006	0.024	0.017	0.005
5 ~ 6	0.007	0.026	0.007	0.009	0.028	0.007
6 ~ 8	0.031	0.033	0.008	-0.034	0.040	0.009

$-1.2 < \eta < 0$						
$p_{\text{T}} [\text{GeV}/c]$	Λ			$\bar{\Lambda}$		
	D_{TT}	stat.	sys.	D_{TT}	stat.	sys.
1 ~ 2	-0.005	0.007	0.001	-0.001	0.006	0.000
2 ~ 3	-0.006	0.008	0.001	0.001	0.008	0.000
3 ~ 4	-0.017	0.011	0.001	-0.004	0.011	0.001
4 ~ 5	-0.023	0.017	0.002	0.002	0.017	0.001
5 ~ 6	0.023	0.026	0.002	0.017	0.028	0.002
6 ~ 8	0.021	0.033	0.002	-0.056	0.040	0.004


 图 6.2: 合并喷注触发样本所得 D_{TT}^{Λ} 和 $D_{\text{TT}}^{\bar{\Lambda}}$ 的常数拟合结果。

要更高统计量的数据样本，约为现在使用样本的 5 倍。结合表 6.1 中最高 p_T 区间的结果估计，为了在正向赝快度区中 $\langle p_T \rangle = 6.7 \text{ GeV}/c$ 附近测得非零的 D_{TT} 结果，我们需要 9 倍于当前统计量的数据。

6.2 讨论与展望

近几十年来，人们对高能反应中的质子横向极化进行了研究。目前，只对质子中 u 、 d 夸克的横向极化分布函数有了初步认识，对 s 夸克的横向极化分布函数还没有任何的限制。通过我们对横向极化的质子质子对撞中， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子横向极化转移的首次测量，可以给出质子中 s 和 \bar{s} 夸克横向极化分布函数 $\Delta_T f$ 的有效信息，对进一步认识核子的横向极化结构具有重要意义。同时，横向极化 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的产生过程，也可以提供奇异夸克的横向极化碎裂函数 $\Delta_T D$ 的重要信息，有助于我们去理解横向极化的强子化机制。

文献 [85] 中利用模型化的碎裂函数，计算了横向极化的质子质子对撞中， $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ 的 $\bar{\Lambda}$ 超子的横向极化，其随赝快度的变化如图 6.3 所示。图 6.4 所示的

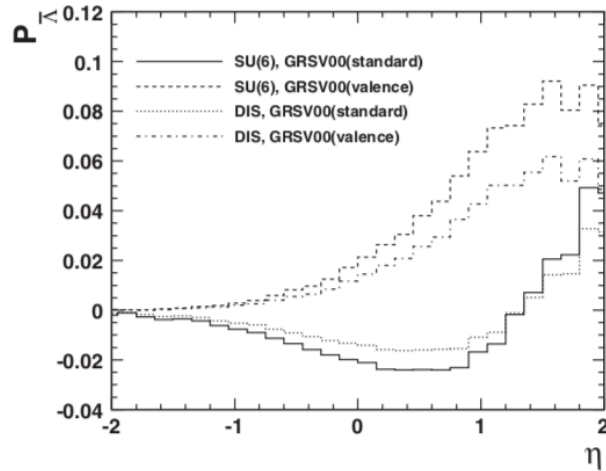


图 6.3: 横向极化质子质子对撞中，横动量 $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ 的 $\bar{\Lambda}$ 极化度 $P_{\bar{\Lambda}}$ 的 η 的依赖 [85]。

是文献 [54] 中基于模型对 RHIC 能区上的 Λ 超子 D_{NN} 做出的预言，显示了 D_{NN} 的赝快度依赖。图中不同的“scenario”使用了不同的横向极化分布函数和碎裂函数假设，并显示了不同的能标 $u = p_T, 2p_T, p_T/2$ 下结果。这两个理论预言中的赝快度均是以极化的质子束流方向为正。

不同的理论模型均预示了在更高 p_T 和更前向的 η 区间内， Λ ($\bar{\Lambda}$) 的横向极化会更为显著。STAR 实验在 2015 年和 2017 年采集了更大统计量的横向极化的质子质子对撞数据样本，可以用于更高精度地测量，并有望对上述理论预言的能

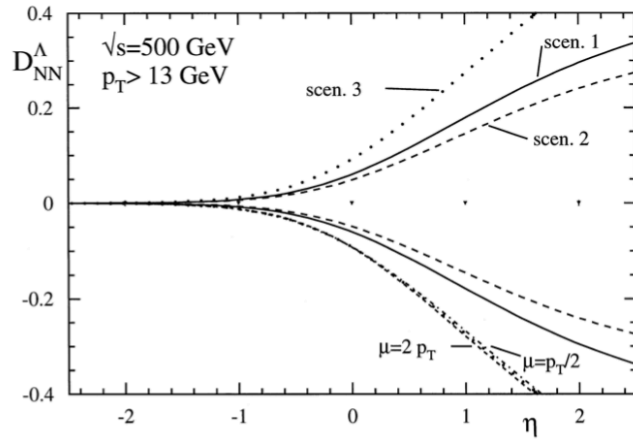


图 6.4: $\sqrt{s} = 500$ GeV 横向极化质子质子对撞中, 横动量 $p_T > 13$ GeV/ c 的 Λ 横向极化转移 D_{NN}^Λ 的 η 依赖 [54]。

区进行测量。另外, STAR 探测器即将完成 inner TPC 升级项目, 届时能够将径迹探测的赝快度覆盖范围向前扩展至 $|\eta| < 1.7$, 帮助我们实现前向 η 区域超子横向极化转移的测量。在测量 D_{NN} 的过程中, 我们也可以利用不同的不对称组合方式, 来对产生面法向上与初态极化无关的超子极化 P_0 进行测量, 这也是认识强子化机制不可缺少的一环。

附录 A 相对亮度估计引入的系统误差

在使用相对亮度方法抽取 D_{TT} (见式 (3.33)) 时, 相对亮度估计的误差会传递到最终结果之中。在横向极化束流样本的测量中, 我们使用同触发条件的数据样本中不含 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 候选者的对撞事例估计相对亮度。相对亮度的统计误差被传递到最终测量量的系统误差中。对比不同 run 中相对亮度的统计误差, 它们的分布是十分集中的。图 A.1 中显示每个 run 相对亮度的统计误差随 run 的分布, 其中红线代表使用不含 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 候选者的喷注触发样本估计的相对误差。蓝色和黑色为使用 BBC 和 VPD (STAR 上的一个顶点位置探测器) 探测器触发条件的样本得到的相对亮度误差分布。鉴于不同触发条件的设置会有不同, 我们选取使用 JP 触发样本的出的相对亮度。在图 A.1 中, 可以发现相对亮度估计的误差是十分集中的。基于这样的情况, 我们在每个相对亮度误差的平均值被代入算式计算传递给最终结果的误差。三个相对亮度的误差分别得到为: $\delta R_4 = 6.81 \times 10^{-3}$, $\delta R_5 = 6.73 \times 10^{-3}$ 和 $\delta R_6 = 6.73 \times 10^{-3}$ 。

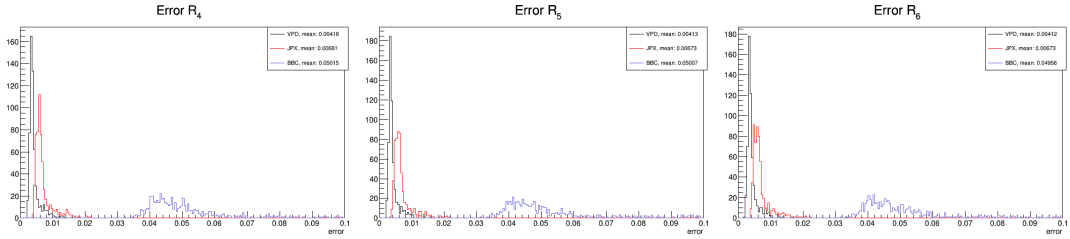


图 A.1: 各个 run 中, 相对亮度估计值的统计误差分布。

按照式 (3.33), 求得 D_{TT} 关于 R_4 的偏导数如式 (A.1) 所示, 对于 $R_{5,6}$ 的偏导数也有相同的形式。

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_{\text{TT}}}{\partial R_4} &= \frac{-1}{\alpha P_{\text{beam}} \langle \cos \theta^* \rangle} \frac{2 \left(\frac{N_6}{R_6} + N_7 \right) \frac{N_4}{R_4}}{\left(\frac{N_4}{R_4} + \frac{N_5}{R_5} + \frac{N_6}{R_6} + N_7 \right)^2} \frac{1}{R_4} \\ &\sim \frac{-1}{\alpha P_{\text{beam}} \langle \cos \theta^* \rangle} \frac{1}{4} \frac{1}{R_4}. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

将三项误差合并, 得到传递关系如式 (A.2) 所示,

$$(\delta D_{\text{TT}}^{\text{rev.lum}})^2 = \sum_{i=4,5,6} \left(\frac{\partial D_{\text{TT}}}{\partial R_i} \right)^2 (\delta R_i)^2 + 2 \sum_{i < j} \frac{\partial D_{\text{TT}}}{\partial R_i} \frac{\partial D_{\text{TT}}}{\partial R_j} \text{Cov}(R_i, R_j), \quad (\text{A.2})$$

其中 $\text{Cov}(R_i, R_j) = \rho(R_i, R_j) \delta R_i \delta R_j$, $\text{Cov}(R_i, R_j)$ 是相对亮度 R_i 和 R_j 的协方差, ρ_{R_i, R_j} 是关联系数。关联系数列在表 A.1 中。利用公式 (A.2) 和表 A.1 中的关

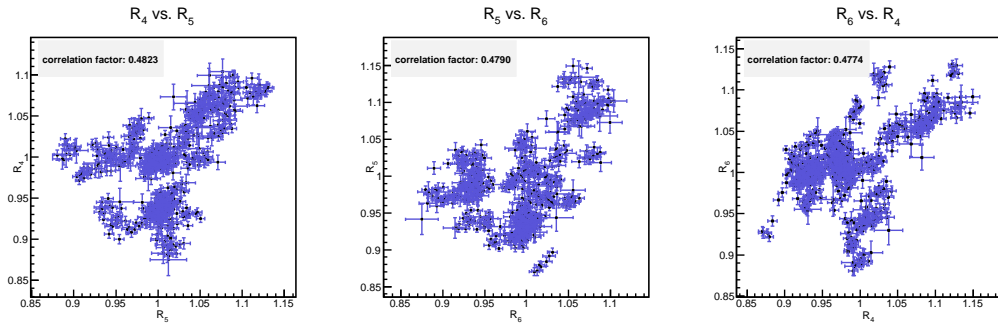


图 A.2: 相对亮度的关联性

表 A.1: Correlation factor for relative luminosities

	R_4, R_5	R_5, R_6	R_6, R_4
关联系数	0.482	0.479	0.477

联系系数数值，以及相对亮度统计误差的平均值计算可得由相对亮度估计带来的系统误差为 0.012。此误差将被应用到所有样本和横动量区间的测量结果中。

综合相对亮度每一项的误差和关联系数，可以到的使用相对亮度方法抽取 D_{TT} 时，由相对亮度估计传递到最终结果的系统误差为 0.012，该项在所有横动量以及赝快度区间的数值均相同。

参考文献

- [1] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214–215.
- [2] G. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, in *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978* (D. Lichtenberg and S. P. Rosen, eds.), pp. 22–101. 1964.
- [3] 章乃森, 粒子物理学 (下册) . 科学出版社, 1993.
- [4] F. Halzen and A. D. Martin, *QUARKS AND LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*. 1984.
- [5] J. D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547–1553.
- [6] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. C. DeStaebler et al., *Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935–939.
- [7] E. D. Bloom et al., *High-Energy Inelastic $e p$ Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees*, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930–934.
- [8] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon*, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975–1982.
- [9] R. P. Feynman, *Photon-hadron interactions*, .
- [10] J. Kuti and V. F. Weisskopf, *Inelastic lepton - nucleon scattering and lepton pair production in the relativistic quark parton model*, *Phys. Rev.* **D4** (1971) 3418–3439.
- [11] C. G. Callan, Jr. and D. J. Gross, *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 156–159.
- [12] Particle Data Group collaboration, C. Patrignani et al., *Review of Particle Physics*, *Chin. Phys.* **C40** (2016) 100001.

- [13] R. L. Jaffe and A. Manohar, *The $G(1)$ Problem: Fact and Fantasy on the Spin of the Proton*, *Nucl. Phys.* **B337** (1990) 509–546.
- [14] K. Suzuki and W. Weise, *Chiral constituent quarks and their role in quark distribution functions of nucleon and pion*, *Nucl. Phys.* **A634** (1998) 141–165, [hep-ph/9711368].
- [15] European Muon collaboration, J. Ashman et al., *A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function $g(1)$ in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering*, *Phys. Lett.* **B206** (1988) 364.
- [16] European Muon collaboration, J. Ashman et al., *An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarized Muons on Polarized Protons*, *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.
- [17] B. W. Filippone and X.-D. Ji, *The Spin structure of the nucleon*, *Adv. Nucl. Phys.* **26** (2001) 1, [hep-ph/0101224].
- [18] G. Bunce, N. Saito, J. Soffer and W. Vogelsang, *Prospects for spin physics at RHIC*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50** (2000) 525–575, [hep-ph/0007218].
- [19] F. Bradamante, *The gluon contribution to the nucleon spin and the COMPASS experiment at CERN*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **44** (2000) 339–359.
- [20] C. A. Aidala, S. D. Bass, D. Hasch and G. K. Mallot, *The Spin Structure of the Nucleon*, *Rev. Mod. Phys.* **85** (2013) 655–691, [1209.2803].
- [21] S. Dulat, T.-J. Hou, J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, P. Nadolsky et al., *New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics*, *Phys. Rev.* **D93** (2016) 033006, [1506.07443].
- [22] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, *Eur. Phys. J.* **C63** (2009) 189–285, [0901.0002].
- [23] NNPDF collaboration, R. D. Ball et al., *Parton distributions for the LHC Run II*, *JHEP* **04** (2015) 040, [1410.8849].
- [24] HERMES collaboration, K. Ackerstaff et al., *The HERMES spectrometer*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A417** (1998) 230–265, [hep-ex/9806008].
- [25] COMPASS collaboration, P. Abbon et al., *The COMPASS experiment at CERN*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A577** (2007) 455–518, [hep-ex/0703049].

- [26] STAR collaboration, K. H. Ackermann et al., *STAR detector overview*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 624–632.
- [27] PHENIX collaboration, K. Adcox et al., *PHENIX detector overview*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 469–479.
- [28] NNPDF collaboration, R. D. Ball, S. Forte, A. Guffanti, E. R. Nocera, G. Ridolfi and J. Rojo, *Unbiased determination of polarized parton distributions and their uncertainties*, *Nucl. Phys.* **B874** (2013) 36–84, [1303.7236].
- [29] NNPDF collaboration, E. R. Nocera, R. D. Ball, S. Forte, G. Ridolfi and J. Rojo, *A first unbiased global determination of polarized PDFs and their uncertainties*, *Nucl. Phys.* **B887** (2014) 276–308, [1406.5539].
- [30] Asymmetry Analysis collaboration, M. Hirai and S. Kumano, *Determination of gluon polarization from deep inelastic scattering and collider data*, *Nucl. Phys.* **B813** (2009) 106–122, [0808.0413].
- [31] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, *Global Analysis of Helicity Parton Densities and Their Uncertainties*, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 072001, [0804.0422].
- [32] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, *Extraction of Spin-Dependent Parton Densities and Their Uncertainties*, *Phys. Rev.* **D80** (2009) 034030, [0904.3821].
- [33] E. Leader, A. V. Sidorov and D. B. Stamenov, *Determination of Polarized PDFs from a QCD Analysis of Inclusive and Semi-inclusive Deep Inelastic Scattering Data*, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 114018, [1010.0574].
- [34] HERMES collaboration, A. Airapetian et al., *Flavor decomposition of the sea quark helicity distributions in the nucleon from semiinclusive deep inelastic scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 012005, [hep-ex/0307064].
- [35] HERMES collaboration, A. Airapetian et al., *Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering*, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 012003, [hep-ex/0407032].

- [36] Spin Muon collaboration, B. Adeva et al., *Polarized quark distributions in the nucleon from semiinclusive spin asymmetries*, *Phys. Lett.* **B420** (1998) 180–190, [hep-ex/9711008].
- [37] COMPASS collaboration, M. Alekseev et al., *Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering*, *Phys. Lett.* **B680** (2009) 217–224, [0905.2828].
- [38] COMPASS collaboration, M. G. Alekseev et al., *Quark helicity distributions from longitudinal spin asymmetries in muon-proton and muon-deuteron scattering*, *Phys. Lett.* **B693** (2010) 227–235, [1007.4061].
- [39] D. Stump, J. Pumplin, R. Brock, D. Casey, J. Huston, J. Kalk et al., *Uncertainties of predictions from parton distribution functions. 1. The Lagrange multiplier method*, *Phys. Rev.* **D65** (2001) 014012, [hep-ph/0101051].
- [40] J. Pumplin, D. Stump, R. Brock, D. Casey, J. Huston, J. Kalk et al., *Uncertainties of predictions from parton distribution functions. 2. The Hessian method*, *Phys. Rev.* **D65** (2001) 014013, [hep-ph/0101032].
- [41] STAR Collaboration collaboration, L. Adamczyk, J. K. Adkins, G. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed et al., *Precision measurement of the longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet production in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, *Phys. Rev. Lett.* **115** (Aug, 2015) 092002.
- [42] V. Barone, A. Drago and P. G. Ratcliffe, *Transverse polarisation of quarks in hadrons*, *Phys. Rept.* **359** (2002) 1–168, [hep-ph/0104283].
- [43] G. Bunce et al., *Lambda0 Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300-GeV Protons on Beryllium.*, *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1113–1116.
- [44] S. D. Drell and T.-M. Yan, *Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies*, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 316–320.
- [45] J. P. Ralston and D. E. Soper, *Production of Dimuons from High-Energy Polarized Proton Proton Collisions*, *Nucl. Phys.* **B152** (1979) 109.
- [46] X. Artru and M. Mekhfi, *Transversely Polarized Parton Densities, their Evolution and their Measurement*, *Z. Phys.* **C45** (1990) 669.

- [47] R. L. Jaffe and X.-D. Ji, *Chiral odd parton distributions and polarized Drell-Yan*, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 552–555.
- [48] R. L. Jaffe and X.-D. Ji, *Chiral odd parton distributions and Drell-Yan processes*, *Nucl. Phys.* **B375** (1992) 527–560.
- [49] R. L. Jaffe, *The Spin structure of the nucleon: Theoretical overview*, *AIP Conf. Proc.* **588** (2001) 54–74, [hep-ph/0102281].
- [50] R. L. Jaffe, *Open questions in high-energy spin physics*, *Int. J. Mod. Phys.* **A18** (2003) 1141–1152, [hep-ph/0201068].
- [51] J. C. Collins, S. F. Heppelmann and G. A. Ladinsky, *Measuring transversity densities in singly polarized hadron hadron and lepton - hadron collisions*, *Nucl. Phys.* **B420** (1994) 565–582, [hep-ph/9305309].
- [52] J. C. Collins, *Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions*, *Nucl. Phys.* **B396** (1993) 161–182, [hep-ph/9208213].
- [53] A. Bacchetta and M. Radici, *Dihadron interference fragmentation functions in proton-proton collisions*, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 094032, [hep-ph/0409174].
- [54] D. de Florian, J. Soffer, M. Stratmann and W. Vogelsang, *Bounds on transverse spin asymmetries for Lambda baryon production in p p collisions at BNL RHIC*, *Phys. Lett.* **B439** (1998) 176–182, [hep-ph/9806513].
- [55] HERMES collaboration, A. Airapetian et al., *Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons*, *Phys. Lett.* **B693** (2010) 11–16, [1006.4221].
- [56] COMPASS collaboration, C. Adolph et al., *Transverse spin effects in hadron-pair production from semi-inclusive deep inelastic scattering*, *Phys. Lett.* **B713** (2012) 10–16, [1202.6150].
- [57] COMPASS collaboration, C. Adolph et al., *A high-statistics measurement of transverse spin effects in dihadron production from muon-proton semi-inclusive deep-inelastic scattering*, *Phys. Lett.* **B736** (2014) 124–131, [1401.7873].

- [58] Jefferson Lab Hall A collaboration, X. Qian et al., *Single Spin Asymmetries in Charged Pion Production from Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering on a Transversely Polarized ^3He Target*, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 072003, [1106.0363].
- [59] BaBar collaboration, J. P. Lees et al., *Measurement of Collins asymmetries in inclusive production of charged pion pairs in e^+e^- annihilation at BABAR*, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 052003, [1309.5278].
- [60] Belle collaboration, R. Seidl et al., *Measurement of Azimuthal Asymmetries in Inclusive Production of Hadron Pairs in e^+e^- Annihilation at $s^{**}(1/2) = 10.58\text{-GeV}$* , *Phys. Rev.* **D78** (2008) 032011, [0805.2975].
- [61] Belle collaboration, A. Vossen et al., *Observation of transverse polarization asymmetries of charged pion pairs in e^+e^- annihilation near $\sqrt{s} = 10.58\text{ GeV}$* , *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 072004, [1104.2425].
- [62] Y. Guan, *Measurement of Collins Asymmetries in Inclusive Production of Charged Pion Pairs at BESIII*, *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **40** (2016) 1660033.
- [63] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, F. Murgia, A. Prokudin et al., *Update on transversity and Collins functions from SIDIS and e^+e^- data*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **191** (2009) 98–107, [0812.4366].
- [64] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, S. Melis, F. Murgia and A. Prokudin, *Simultaneous extraction of transversity and Collins functions from new SIDIS and e^+e^- data*, *Phys. Rev.* **D87** (2013) 094019, [1303.3822].
- [65] Z.-B. Kang, A. Prokudin, P. Sun and F. Yuan, *Extraction of Quark Transversity Distribution and Collins Fragmentation Functions with QCD Evolution*, *Phys. Rev.* **D93** (2016) 014009, [1505.05589].
- [66] HERMES collaboration, A. Airapetian et al., *Evidence for a Transverse Single-Spin Asymmetry in Leptoproduction of $\pi^+\pi^-$ Pairs*, *JHEP* **06** (2008) 017, [0803.2367].
- [67] STAR collaboration, L. Adamczyk et al., *Observation of Transverse Spin-Dependent Azimuthal Correlations of Charged Pion Pairs in $p^\uparrow + p$ at $\sqrt{s} = 200\text{ GeV}$* , *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 242501, [1504.00415].

- [68] M. Radici and A. Bacchetta, *First Extraction of Transversity from a Global Analysis of Electron-Proton and Proton-Proton Data*, *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018) 192001, [1802.05212].
- [69] J. Soffer, *Positivity constraints for spin dependent parton distributions*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 1292–1294, [hep-ph/9409254].
- [70] T. D. Lee and C.-N. Yang, *General Partial Wave Analysis of the Decay of a Hyperon of Spin 1/2*, *Phys. Rev.* **108** (1957) 1645–1647.
- [71] ALEPH collaboration, D. Buskulic et al., *Measurement of Lambda polarization from Z decays*, *Phys. Lett.* **B374** (1996) 319–330.
- [72] OPAL collaboration, K. Ackerstaff et al., *Polarization and forward - backward asymmetry of Lambda baryons in hadronic Z0 decays*, *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 49–59, [hep-ex/9708027].
- [73] E665 collaboration, M. R. Adams et al., *Lambda and anti-lambda polarization from deep inelastic muon scattering*, *Eur. Phys. J.* **C17** (2000) 263–267, [hep-ex/9911004].
- [74] HERMES collaboration, A. Airapetian et al., *Longitudinal Spin Transfer to the Lambda Hyperon in Semi-Inclusive Deep-Inelastic Scattering*, *Phys. Rev.* **D74** (2006) 072004, [hep-ex/0607004].
- [75] COMPASS collaboration, M. Alekseev et al., *Measurement of the Longitudinal Spin Transfer to Lambda and Anti-Lambda Hyperons in Polarised Muon DIS*, *Eur. Phys. J.* **C64** (2009) 171–179, [0907.0388].
- [76] STAR collaboration, B. I. Abelev et al., *Longitudinal Spin Transfer to Lambda and anti-Lambda Hyperons in Polarized Proton-Proton Collisions at $s^{*1/2} = 200\text{-GeV}$* , *Phys. Rev.* **D80** (2009) 111102, [0910.1428].
- [77] E704 collaboration, A. Bravar et al., *Spin transfer in inclusive Lambda0 production by transversely polarized protons at 200-GeV/c*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 4003–4006.
- [78] STAR collaboration, L. Adamczyk et al., *Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid*, *Nature* **548** (2017) 62–65, [1701.06657].

- [79] Z.-T. Liang and X.-N. Wang, *Globally polarized quark-gluon plasma in non-central A+A collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 102301, [nucl-th/0410079].
- [80] J. Babcock, E. Monsay and D. W. Sivers, *Quantum Chromodynamic Predictions for Inclusive Spin Spin Asymmetries at Large Transverse Momentum*, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 1483.
- [81] N. S. Craigie, K. Hidaka, M. Jacob and F. M. Renard, *Spin Physics at Short Distances*, *Phys. Rept.* **99** (1983) 69–236.
- [82] DISTO collaboration, F. Balestra et al., *Spin transfer in exclusive Lambda production from polarized-p p collisions at 3.67-GeV/c*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1534–1537, [nucl-ex/9906011].
- [83] COSY-TOF collaboration, F. Hauenstein et al., *Measurement of polarization observables of the associated strangeness production in proton proton interactions*, *Eur. Phys. J.* **A52** (2016) 337, [1607.06305].
- [84] M. Stratmann and W. Vogelsang, *Determining the polarized parton distributions of the proton via jet handedness*, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 277–282.
- [85] Q.-h. Xu, Z.-t. Liang and E. Sichtermann, *Anti-lambda polarization in high energy pp collisions with polarized beam*, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 077503, [hep-ph/0511061].
- [86] T. Roser, *RHIC spin—The first polarized proton collider*, *AIP Conf. Proc.* **338** (1995) 407–411.
- [87] Y. I. Makdisi, *The BNL relativistic heavy ion collider (A new frontier in nuclear physics)*, *AIP Conf. Proc.* **276** (1993) 708–717.
- [88] D. Underwood et al., *Polarized protons at RHIC*, *Part. World* **3** (1992) 1–12.
- [89] A. Zelensky et al., *Optically pumped polarized H- ion source for RHIC spin physics*, *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002) 888–891.
- [90] V. Bargmann, L. Michel and V. L. Telegdi, *Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field*, *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959) 435–436.

- [91] Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, S. I. Serednyakov, A. N. Skrinsky, G. M. Tumaikin and Yu. M. Shatunov, *RADIATIVE POLARIZATION: OBTAINING, CONTROL, USING, Part. Accel.* **8** (1978) 115–126.
- [92] H. Huang et al., *Commissioning of RHIC p-carbon CNI polarimeter*, *AIP Conf. Proc.* **570** (2001) 795.
- [93] I. Nakagawa et al., *Polarization measurements of RHIC-pp RUN05 using CNI pC-polarimeter*, *AIP Conf. Proc.* **915** (2007) 912–915.
- [94] I. G. Alekseev et al., *Measurements of single and double spin asymmetry in pp elastic scattering in the CNI region with a polarized atomic hydrogen gas jet target*, *Phys. Rev.* **D79** (2009) 094014.
- [95] K. O. Eyser et al., *Absolute polarization measurements at RHIC in the Coulomb nuclear interference region*, *AIP Conf. Proc.* **915** (2007) 916–919, [nucl-ex/0612020].
- [96] STAR collaboration, J. Wu and M. Xu, *A barrel TOF for STAR at RHIC*, *J. Phys.* **G34** (2007) S729–S732.
- [97] STAR collaboration, W. J. Llope, *The large-area time-of-flight (TOF) upgrade for the STAR detector*, *AIP Conf. Proc.* **1099** (2009) 778–781.
- [98] L. Ruan et al., *Perspectives of a Midrapidity Dimuon Program at RHIC: A Novel and Compact Muon Telescope Detector*, *J. Phys.* **G36** (2009) 095001, [0904.3774].
- [99] STAR collaboration, S. Margetis, *Heavy Flavor Tracker (HFT): The new silicon vertex detector for the STAR experiment at RHIC*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **210-211** (2011) 227–230.
- [100] M. Anderson et al., *The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 659–678, [nucl-ex/0301015].
- [101] STAR collaboration, B. I. Abelev et al., *Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d⁺ Au and Au+Au Collisions from STAR*, *Phys. Rev.* **C79** (2009) 034909, [0808.2041].

- [102] F. Shen, S. Wang, F. Kong, S. Bai, C. Li, F. Videbæk et al., *MWPC prototyping and performance test for the STAR inner TPC upgrade*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A896** (2018) 90–95, [1805.03938].
- [103] STAR collaboration, J. Abele et al., *The laser system for the STAR time projection chamber*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 692–702.
- [104] STAR collaboration, M. Beddo et al., *The STAR barrel electromagnetic calorimeter*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 725–739.
- [105] STAR collaboration, C. E. Allgower et al., *The STAR endcap electromagnetic calorimeter*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 740–750.
- [106] STAR collaboration, J. Kiryluk, *Local polarimetry for proton beams with the STAR beam beam counters*, in *Spin physics. Polarized electron sources and polarimeters. Proceedings, 16th International Symposium, SPIN 2004, Trieste, Italy, October 10-16, 2004, and Workshop, PESP 2004, Mainz, Germany, October 7-9, 2004*, pp. 718–721, 2005, hep-ex/0501072, DOI.
- [107] O. Jinnouchi et al., *Measurement of the analyzing power of proton-carbon elastic scattering in the CNI region at RHIC*, in *Spin physics. Polarized electron sources and polarimeters. Proceedings, 16th International Symposium, SPIN 2004, Trieste, Italy, October 10-16, 2004, and Workshop, PESP 2004, Mainz, Germany, October 7-9, 2004*, pp. 515–518, 2004, nucl-ex/0412053.
- [108] H. Okada et al., *Measurement of the analyzing power $A(N)$ in pp elastic scattering in the CNI region with a polarized atomic hydrogen gas jet target*, hep-ex/0601001.
- [109] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) 063, [0802.1189].
- [110] 周伟, *200GeV 极化 pp 碰撞中 Λ 和 $\text{anti-}\Lambda$ 超子纵向极化转移*, Ph.D. thesis, 山东大学, 2010.
- [111] P. Z. Skands, *Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes*, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 074018.
- [112] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, *JHEP* **05** (2006) 026.

- [113] GEANT 3.21 *CERN Program Library* .
- [114] STAR collaboration, B. I. Abelev et al., *Strange particle production in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 200\text{-GeV}$* , *Phys. Rev.* **C75** (2007) 064901, [nucl-ex/0607033].
- [115] Q.-h. Xu and Z.-t. Liang, *Probing gluon helicity distribution and quark transversity through hyperon polarization in singly polarized pp collisions*, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 034015, [hep-ph/0406119].
- [116] 徐庆华, 高能反应强子化过程中自旋效应的研究, Ph.D. thesis, 山东大学, 2003.
- [117] Q.-h. Xu, C.-x. Liu and Z.-t. Liang, *Longitudinal polarization of hyperons in high $p(T)$ jets in singly polarized pp collisions at high-energies*, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 114008, [hep-ph/0204318].
- [118] R. Gatto, *Relations between the Hyperon Polarizations in Associated Production*, *Phys. Rev.* **109** (1958) 610–611.
- [119] C. Boros, J. T. Londergan and A. W. Thomas, *Lambda polarization in polarized proton proton collisions at RHIC*, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 014021, [hep-ph/0002081].
- [120] G. Gustafson and J. Hakkinen, *Lambda polarization in $e^+ e^-$ annihilation at the Z^0 pole*, *Phys. Lett.* **B303** (1993) 350–354.
- [121] C. Boros and Z.-t. Liang, *Spin content of Lambda and its longitudinal polarization in $e^+ e^-$ annihilation at high-energies*, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 4491–4494, [hep-ph/9803225].
- [122] S. B., *Rhic polarization for runs 9-12*, .
- [123] D. Smirnov, J. Lauret, V. Perevoztchikov, G. V. Buren and J. Webb, *Vertex reconstruction at star: Overview and performance evaluation*, *Journal of Physics: Conference Series* **898** (2017) 042058.

攻读博士期间发表论文

- Measurement of the cross section and longitudinal double-spin asymmetry for dijet production in polarized pp collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$, Phys. Rev. D 95, 071103(R) (2017)
- Measurement of Transverse Spin Transfer of Λ and $\bar{\Lambda}$ Hyperons in Polarized Proton+Proton Collisions at STAR, PoS(DIS2017)225 (2018)

致 谢