

超级陶粲装置上的 Collins 效应^{*}

王滨龙, 吕晓睿[†], 郑阳恒

(中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)
(2020 年 5 月 6 日收稿; 2020 年 5 月 25 日收修改稿)

Wang B L, Lü X R, Zheng Y H. Collins effect at super tau-charm facility[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2021, 38(4): 433-441.

摘 要 超级陶粲装置(STCF)是未来计划的高亮度正负电子对撞机,将是目前正在运行的北京正负电子对撞机对撞亮度的 100 倍。利用亮度为 2.5 fb^{-1} 质心能量在 7 GeV 的 $e^+e^-\rightarrow q\bar{q}$ 模拟样本,研究 STCF 实验上电子湮灭产生单举带电 π 介子对或带电 K 介子对的 Collins 不对称度测量的精度。在预期积分亮度为 1 ab^{-1} (预期在 STCF 上采集一年的数据量)的情况下,预计 $\pi\pi X$ 过程的 Collins 不对称度测量精度为 10^{-4} 量级, KKX 的测量精度为 10^{-3} 量级。研究发现测量的不对称度的系统误差受本底水平与 $K-\pi$ 误鉴别影响很大,因此在未来的 STCF 实验上采用契伦科夫探测器提高高动量的 $K-\pi$ 鉴别能力对提高 Collins 碎裂函数测量精度极为重要。

关键词 正负电子对撞机;超级陶粲装置;碎裂函数;Collins 不对称度

中图分类号: Q572.214 **文献标志码:** A **doi:** 10.7523/j.issn.2095-6134.2021.04.001

Collins effect at super tau-charm facility

WANG Binlong, LÜ Xiaorui, ZHENG Yangheng

(University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract The super tau-charm facility is a future project of high luminosity electron-positron collider, which will achieve the luminosity of 100 times of the current running facility BEPC II in Beijing. In this work, we present a sensitivity study on the Collins asymmetry measurement of $e^+e^-\rightarrow\pi\pi X$ and KKX using $2.5\text{ fb}^{-1} e^+e^-\rightarrow q\bar{q}$ Monte Carlo simulation sample generated at the center-of-mass energy of 7 GeV . Extrapolating to the integrated luminosity of 1 ab^{-1} , the statistical sensitivities of the Collins asymmetries of charged $\pi\pi$ pairs are at the level of 10^{-4} , while for the charged KK pairs, the sensitivities are in the range of 10^{-3} . Research shows that the accuracy of the asymmetry measurement is affected to a large extent by the background level (mostly from weak processes) and $K-\pi$ misidentification. So an improved particle discrimination power using Cherenkov detector is very important for this project.

Keywords electron-positron collider; super tau-charm facility; quark fragmentation function; Collins asymmetry

^{*} 国家自然科学基金(11822506)和中央高校基本科研业务费专项资金资助

[†] 通信作者, E-mail: xiaorui@ucas.ac.cn

原子核物理与强子物理研究中一个重大的课题便是核子结构。核子是对质子和中子的统称,即构成原子核的粒子。最初人们认为质子自旋角动量的主要贡献来自组分夸克的自旋角动量以及它们之间的轨道角动量。然而电子与质子的散射实验发现,组分夸克的贡献仅占质子自旋的一小部分(约 20%)。这一实验观测被称为“自旋危机 (spin puzzle)”。现在质子自旋来源通常认为包括价夸克、海夸克和胶子的极化与轨道角动量贡献。质子内部结构的了解还远不足以解释其自旋的起源。这是因为测量质子内部各种成分的极化和轨道角动量十分困难。在粒子物理标准模型中,量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD) 是描述强相互作用的理论。在 QCD 因子化定理框架下,核子内部结构由部分子 (夸克和胶子) 分布函数所描述。横动量依赖 (transverse momentum dependent, TMD) 的部分子分布函数为描述部分子在横向动量空间的分布。轻子-核子半单举非弹性散射 (semi-inclusive deep inelastic scattering, SIDIS) 是实验测量 TMD 部分子分布函数的理想过程,其末态角分布结构为部分子分布函数与碎裂函数的卷积。实验上通过测量角分布结构抽取 TMD 函数和碎裂函数。

部分子碎裂到强子的产生过程无法精确计算,需要使用因子化方法引入夸克碎裂函数给出。Collins 函数^[1-2]则是考虑了部分子自旋的碎裂函数。实验上测量的夸克碎裂函数将作为重要输入,理解强相互作用的非微扰性质。特别是极化夸克的碎裂函数测量,是深度非弹散射实验探测核子结构的关键输入。美国已经批准电子离子对撞机 (electron ion collider, EIC) 计划。中国原子核物理领域也正在推动中国电子离子对撞机计划 (electron ion collider plan in China, EicC)。电子离子对撞机利用电子轰击极化质子靶,通过 SIDIS 研究质子的内部结构以及质子的自旋等问题。EicC 实验要求 Collins 函数的测量能够达到 2% 的精度。实验上,HERMES 实验通过测量 Collins 函数与部分子分布函数的耦合,观察到了 Collins 效应非零的证据^[3], HERMES^[4], COMPASS^[5], JLab^[6] 等一系列打靶实验都开展了进一步的相关测量,但是这些深度非弹实验都无法对 Collins 效应进行单独的抽取。另一方面, e^+e^- 对撞实验可以通过正负电子湮灭产生强子末态的过程 (类时散射),直接测量 Collins 函数,进而结合深度非弹

实验抽取出 TMD 函数。Belle^[7-9], BARBAR^[10] 和 BES III^[11] 等实验都给出了非零的 Collins 不对称度。但是 Belle 和 BarBar 都运行在高能区 ($Q^2 \sim 100 \text{ GeV}^2$), 而深度非弹的能区在 $Q^2 = 2 \sim 50 \text{ GeV}^2$ 。当前世界上仅有 BES III 可以测量低能区 Collins 碎裂函数,更接近深度非弹的实验能标。超级陶粲装置 (super tau-charm facility, STCF) 设计能量在 $2 \sim 7 \text{ GeV}$, 正好与 EIC 的设计能标 $2 \sim 50 \text{ GeV}^2$ 相配。因此在 STCF 上开展 Collins 测量,一方面可以填补 $10 \sim 50 \text{ GeV}^2$ 能区的测量空白,另一方面,其测量结果也可以作为 EIC 与 EicC 的输入,提高部分子分布函数测量的精度,并对理解自旋危机带来帮助。另外,由于目前世界上的 SIDIS 的 K 介子数据精度有限,因此大量的 Collins 测量对 TMD 的味道分离也有很大的帮助。

1 超级陶粲装置

北京正负电子对撞机 (Beijing electron positron collider II, BEPC II) BES III^[12] 实验运行在陶-粲能区,是强相互作用理论从微扰到非微扰的过渡能区。为研究轻强子谱学、强子结构、陶轻子物理、粲强子物理、粲偶素以及新物理提供了独特的平台。北京谱仪实验将于 $5 \sim 8$ 年内结束其历史使命,目前国内的粒子物理领域正在开展后 BES III 时代的中国加速器粒子物理可能项目的预研。由于超级陶-粲装置是北京正负电子对撞机 BES III 实验的自然延申,且覆盖更宽的能区,以及更为丰富的物理研究课题,被认为是后 BES III 时代中国加速器粒子物理的重要选项之一。

物理分析使用的事例需要知道末态径迹的粒子种类信息,探测器一般通过粒子鉴别系统对带电径迹末态参数的计算以识别粒子种类。粒子鉴别是离线软件中的重要组成成分,对物理分析的结果有重要的影响。BES III 主要用漂移室的电离能量损失 dE/dx , 飞行时间计数器 (time of flight, TOF) 的飞行时间进行长寿命带电粒子的鉴别。然而这两种方式的粒子鉴别能力随粒子动量增长而下降^[13]。一方面,他们的鉴别效率随动量的增长而减小,动量大于 $1.4 \text{ GeV}/c$ 的粒子鉴别效率小于 90% 会导致高动量事例的减少。另一方面 BES III 的研究表明动量小于 $700 \text{ MeV}/c$ 的粒子 $\pi \rightarrow K$ 误判率 $\sim 1\%$, 而动量高于 $1 \text{ GeV}/c$ 的粒子 $\pi \rightarrow K$ 误判率大于 5%。一般认为 dE/dx 和 TOF

组成的粒子鉴别系统仅对动量 $<700\text{ MeV}/c$ 的粒子区分能力较强,对高能粒子缺乏足够的分辨能力。因此,如果在 STCF 实验上采取契伦科夫探测器作为粒子鉴别系统的补充,将大幅提高高动量粒子的鉴别能力。

2 分析方法综述

Collins 碎裂函数描述具有 S_q 和动量 k 的夸克 q (部分子)碎裂到横动量为 $P_{h\perp}$ 的强子过程。考虑到夸克自旋情形下,描述强子 (h) 的空间分布概率密度可以表达为

$$D_{h,q\uparrow} = D_1^q(z,P_{h\perp}^2) + H_1^{\perp q}(z,P_{h\perp}^2) \frac{(\hat{k} \times P_{h\perp}) \cdot S_q}{zM_h}. \tag{1}$$

式中:第 1 项含有非极化的碎裂函数 $D_1^q(z,P_{h\perp}^2)$,第 2 项为夸克自旋带来的影响。与 Collins 碎裂函数 $H_1^{\perp q}(z,P_{h\perp}^2)$ 和夸克的自旋方向有关,这里的 z 是强子带走的夸克能量分数。如果碎裂的夸克有确定的自旋方向,则末态强子在横动量空间的角度是不均匀的。在没有极化束流的情况下,可以利用 $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ 过程中夸克与反夸克自旋平行这一特性,同时观测 2 个 Collins 函数,也就是夸克和反夸克整体带来的效应。

可以将末态带电强子对分成电荷相同的组合 (like-sign, $\pi^+ \pi^+$) 和电荷相反的组合 (unlike-sign, $\pi^+ \pi^-$)。对于碎裂函数描述的过程,如果碎裂产生的末态强子包含的价夸克包含碎裂的夸克类型 (如 $u, \bar{d} \rightarrow \pi^+$; $u, \bar{s} \rightarrow K^+$),则对应的是 favored 碎裂函数,反之 ($u, \bar{d} \rightarrow \pi^-$; $u, \bar{s} \rightarrow K^-$) 则对应 disfavored 碎裂函数。因此,like-sign 组合来自于 1 个 favored 和 1 个 disfavored 碎裂函数,而 unlike-sign 组合来自于 2 个 favored 碎裂函数或者 2 个 disfavored 碎裂函数贡献。采用 Gottfried-Jackson 定义^[14], ϕ_0 定义如图 1。考虑到 Collins 不对称, $2\phi_0$ 的归一化分布可用 $R = 1 + A^{U(L)} \cos 2\phi_0$ 拟合,其中上标 U(L) 表示 unlike-sign (like-sign)。但是因为探测器的接受度、效率不均匀问题, R 的分布往往非常依赖于对于探测过程的模拟,带来很大的不确定性,不能精确地用于直接抽取 Collins 效应。

在我们的分析中,定义 $R = \frac{N(2\phi_0)}{\langle N_0 \rangle}$, 这里 $N(2\phi_0)$ 是每个 $2\phi_0$ 区间里介子对的产额, $\langle N_0 \rangle$ 是

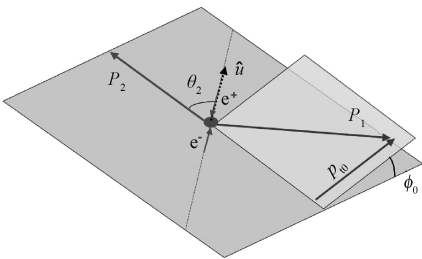


图 1 在 e^+e^- 质心系中 ϕ_0 的定义

Fig.1 The angle ϕ_0 defined in e^+e^- rest frame

在每个 $2\phi_0$ 区间里 $2\pi(K)$ 产额的平均值。分别构造 unlike-sign, like-sign 的归一化分布,称为 $R^U(2\phi_0), R^L(2\phi_0)$ 。将 unlike-sign 和 like-sign 的产额做比定义成 $DR(2\phi_0) = R^U/R^L$ (DR : double ratio) 来抽取角不对称度。通过构造 DR , 电荷无关的来自探测器的效应被抵消了,依赖于电荷相关的不对称度得以显现。在一阶近似下 DR 的分布可以表示成

$$DR(2\phi_0) = \frac{R^U}{R^L} = 1 + A^{UL} \cos(2\phi_0). \tag{2}$$

这里 A^{UL} 可以用来表示 Collins 不对称度。在模拟样本中并没有放入 Collins 效应,因此 DR 应该呈现平的分布。

为了研究 Collins 效应随 $\pi(K)$ 粒子能量占束流能量分数 $z(z = E_{\pi(K)}/E_{beam})$ 的行为,将所有的强子对按照 2 条径迹的 z_1, z_2 的大小,分成不同的 $\{z_1, z_2\}$ 区间。考虑每个区间的不同的统计量,将 $z_1(z_2)$ 分成 4 个分划, $[0.15, 0.2), [0.2, 0.3), [0.3, 0.5)$ 和 $[0.5, 0.9]$, 对称的分组可以合成一组,如: $z_1 \in [0.2, 0.3), z_2 \in [0.3, 0.5)$ 与 $z_1 \in [0.3, 0.5), z_2 \in [0.2, 0.3)$ 合并为一组。因此本来 4×4 的 $\{z_1, z_2\}$ 可以简化为 10 个动量区间。 $\{z_1, z_2\}$ 区间的定义见表 1。

表 1 $\{z_1, z_2\}$ 区间的定义 (左右 2 个范围分别对应 z_1 和 z_2 的范围)

Table 1 The definition of $\{z_1, z_2\}$ bins (Two ranges correspond to z_1 and z_2)

Id	$z_1 z_2$ 范围	Id	$z_1 z_2$ 范围
1	$[0.15, 0.2), [0.15, 0.2)$	6	$[0.2, 0.3), [0.3, 0.5)$
2	$[0.15, 0.2), [0.2, 0.3)$	7	$[0.2, 0.3), [0.5, 0.9]$
3	$[0.15, 0.2), [0.3, 0.5)$	8	$[0.3, 0.5), [0.3, 0.5)$
4	$[0.15, 0.2), [0.5, 0.9]$	9	$[0.3, 0.5), [0.5, 0.9]$
5	$[0.2, 0.3), [0.2, 0.3)$	10	$[0.5, 0.9], [0.5, 0.9]$

3 模拟样本

考虑到大部分强子来自于 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, 我们在

质心能量为 7 GeV 利用产生子 Lundarlw^[15], 大量模拟 $q\bar{q}$ 蒙特卡罗样本 (Monte Carlo sample, MC), 亮度为 2.5 fb^{-1} , 用于 Collins 不对称度的敏感度研究。此外模拟了大量的 QED 本底过程, 包含 Bhabha 事例 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $\mu^+\mu^-$, e^+e^-X 等 MC 模拟样本。对于每种 QED 本底过程各自模拟了 1 000 000 个事例。

模拟样本的重建基于 STCF 项目组开发的快速重建包 STCFastSimAlg。它可以读取样本中的末态粒子四动量信息, 基于不同粒子的动量分辨、探测效率、粒子类型判断效率以及粒子误判几率等信息对末态粒子进行效率舍选和动量改变。舍选后的事例可以被当成假数据应用到 STCF 的预研工作中。作为初次预研, STCFastSimAlg 采用 BESⅢ 实验的径迹重建以及粒子鉴别的效率曲线。由于分析的末态粒子是一对 $\pi(K)$, 粒子的 $K-\pi$ 误鉴别将会对我们的分析带来很大影响。如前所述, 传统的 dE/dx 和 TOF 的粒子鉴别系统只能很好地区分动量小于 $700\text{ MeV}/c$ 的 $K\pi$ 粒子, 而对动量大于 $700\text{ MeV}/c$ 的粒子 dE/dx 和 TOF 都缺乏足够的鉴别能力。而 STCF 的对撞质心能量将会达到 7 GeV, 模拟的 πK 动量显示 (参见图 2), 动量大于 $700\text{ MeV}/c$ 的末态粒子将占用很大比例。因此高能区的 $K-\pi$ 误鉴别将会对我们的信号带来污染。为了提高高动量下的粒子鉴别能力, STCF 拟采用契伦科夫探测器作为粒子鉴别系统的补充, $K-\pi$ 误鉴别能力能够降低至 1% 以下。因此在分析中将 $K-\pi$ 误鉴别水平设为 1%。

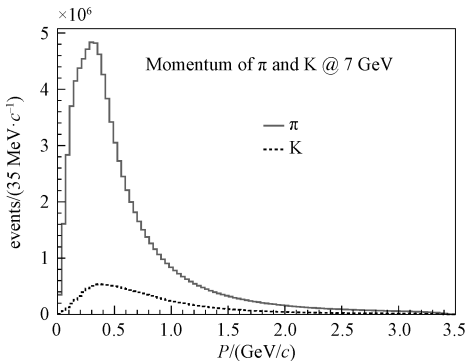


图 2 在 $2.5\text{ fb}^{-1} q\bar{q}$ 样本中 πK 粒子的动量分布
Fig. 2 π and K momentum distribution in $2.5\text{ fb}^{-1} q\bar{q}$ MC sample

4 事例选择

在 B 工厂, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 过程中的 2 个夸克携带

有大量的能量。在接下来的强子化过程中会碎裂成 2 个背对背的喷注 (jet), 通常定义冲度 (Thrust, 简称 T) 为末态径迹的动量在某一空间轴的投影:

$$T = \text{Max} \left[\frac{\sum_h |p_h \cdot \hat{n}|}{\sum_h |p_h|} \right]. \tag{3}$$

其中: \hat{n} 是单位向量, p_h 是质心系内强子动量, 冲度轴是使得冲度值达到最大的方向。B 工厂实验上, 冲度轴可以认为是 $q\bar{q}$ 背对背的运动方向。冲度的取值范围为 $0.5 \sim 1$, 对于几乎各向同性的事例来讲, 其冲度值接近 0.5, 对于背对背的两喷注事例, 冲度值约等于 1。B 工厂要求 $T > 0.8$ 来排除胶子辐射 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ 事例, 因为这个过程不能保证 q 和 \bar{q} 的量子关联。但是, 由于 STCF 能区低于 B 工厂能量区, 并没有明显的冲度轴, 所以在预研中采用更贴近于 BESⅢ 的事例筛选条件选择可能的 $\pi\pi X$ 和 KKX 事例。

4.1 好径迹的判选条件

径迹的极角 $|\cos\theta| < 0.93$, 即要求径迹在探测器接收度以内。径迹顶点和束流对撞顶点的距离在 $x-y$ 平面上满足: $d_r < 1\text{ cm}$; 径迹顶点和束流对撞点位置的距离在 z 方向满足 $|d_z| < 10\text{ cm}$, 即要求径迹来自于对撞顶点, 以排除宇宙线或束流本底。

4.2 好光子选择条件

对于桶部光子 (极角 $|\cos\theta| < 0.8$) 在电磁量能器沉积能量的 $E > 25\text{ MeV}$; 对于端盖光子 ($0.86 < |\cos\theta| < 0.92$) 的沉积能量 $E > 50\text{ MeV}$ 。要求簇射的电子学时间: $0 \leq t \leq 14 (\times 50\text{ ns})$ 。

4.3 $K\pi$ 粒子鉴别

在模拟过程中, 将 $K \rightarrow \pi$ 和 $\pi \rightarrow K$ 的误判率都设成 1%。对于 $\pi\pi X$ (KKX) 过程, 要求事例中至少有 3 条好带电径迹, 其中至少 2 条径迹被鉴别为 $\pi(K)$ 。

4.4 其他的选择条件

为了排除 QED 本底过程, 我们要求: 1) 无鉴别为电子的径迹; 2) 定义观测总能量 E_{vis} 为所有重建好带电径迹以及好光子的能量和, 要求 $E_{\text{vis}} > 1.5\text{ GeV}$ 。目前在对 Collins 效应的理论估计中, 都是考虑一对强子, 分别来自于 e^+e^- 产生的夸克以及反夸克的碎裂。对它们来自同一个夸克的情形不予考虑。在低能区, 由于夸克携带的动量较小, 不能够碎裂成喷注, 难以区分一对强子是来自

1 个夸克还是来自于 2 个夸克的分别碎裂。因此在事例选择中我们要求 2 个强子的张角大于 120° , 尽量挑选背对背的强子, 以避免来自于同一个夸克的碎裂。

5 本底成分研究

大部分强子来自于 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 过程。利用信号样本和 QED 本底样本并使用 dE/dx 和 TOF 做粒子鉴别, 经过样本估计 QED 本底中仅有 $\tau^+\tau^-$ 过程可以遗留下来, 这个本底的来源是 $\mu \rightarrow \pi$ 的误判, 而在研究 KXX 时, 由于 $\mu \rightarrow K$ 的误判率较低, 因此 $\tau^+\tau^-$ 对 KXX 过程的污染比例较少。

图 3 为使用 dE/dx 和 TOF 做粒子鉴别的 $\pi\pi X$ 和 KXX 过程的信号与本底分布。图 4 为同样的样本, 在 STCFastSimAlg 重建中控制 $\pi \rightarrow K$ 和 $K \rightarrow \pi$ 误判比例皆为 1%, 并忽略 $\mu \rightarrow \pi(K)$ 误判。图 3 和图 4 中 (a,b) 代表 $\pi\pi X$ 过程中 $\{z_1, z_2\}$ 区间中不同成分的本底情况, (c,d) 代表 KXX 过程中 $\{z_1, z_2\}$ 区间中不同成分的本底情况。亮度归一到 1 ab^{-1} 。橙色部分表示 $\tau^+\tau^-$ 本底, 蓝色阴影为 $K-\pi$ 误判本底, 红色竖纹为假径迹本底, 绿色斜纹为弱衰变本底。由于在 STCFastSimAlg 重建中控制了 $\pi \rightarrow K$ 和 $K \rightarrow \pi$ 误判比例皆为 1%, 并忽略 $\mu \rightarrow \pi(K)$ 误判。所以图 4 的 $\tau^+\tau^-$ 本底基本消失。

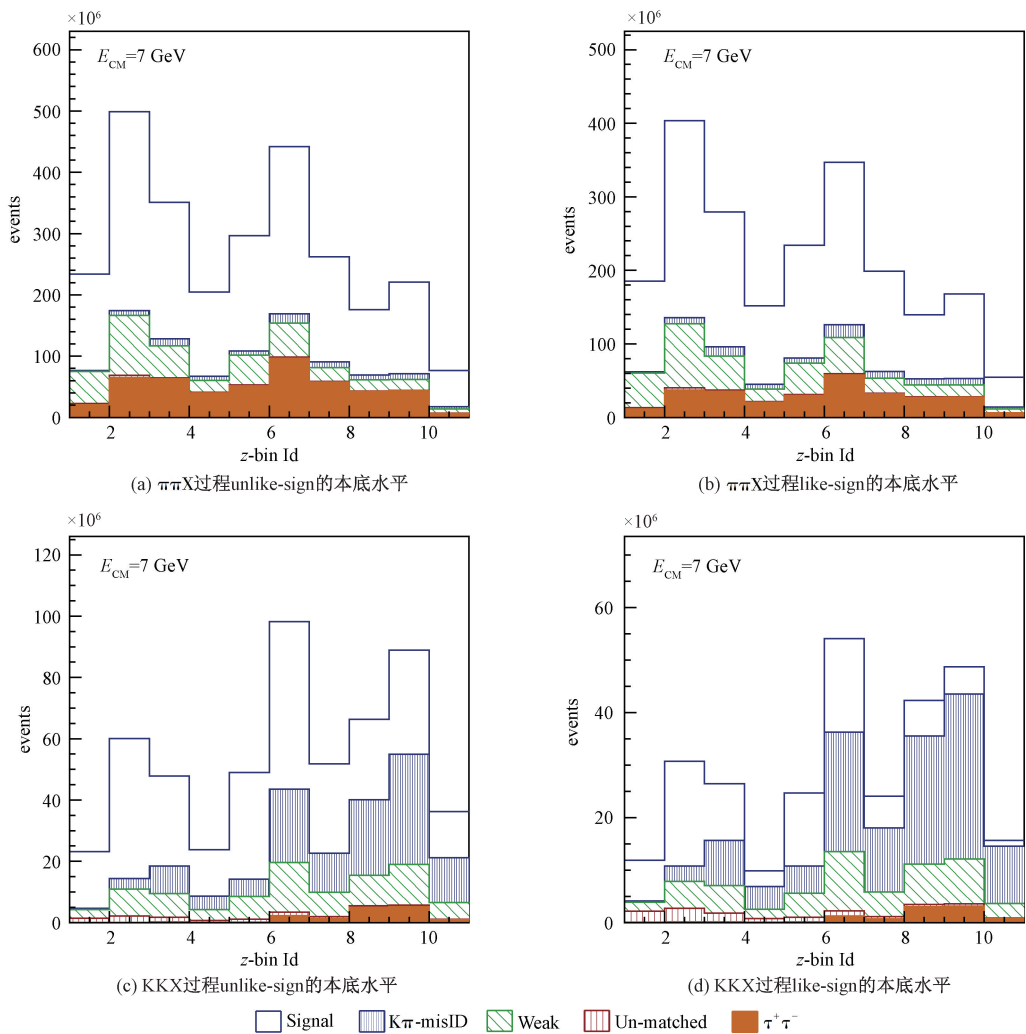


图 3 用 dE/dx 与 TOF 作粒子鉴别时样本的本底水平 (亮度归一到 1 ab^{-1})

Fig. 3 Background level in MC sample, particles identified with dE/dx & TOF (luminosity normalized to 1 ab^{-1})

在 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 过程中, 只有一对 $\pi(K)$ 都是来自于强衰变才可以认为是信号。在样本中, 可以匹配重建粒子的四动量与样本真实动量值。如果重建粒子动量与样本真实动量夹角小于 10° , 可

以认为这一条径迹是被探测器正确重建的, 反之, 则这一条径迹有可能是电子噪声所造成的假径迹。经过匹配的径迹, 可以确定样本中对应真实的粒子类型以及这个粒子母粒子以判断是来自于

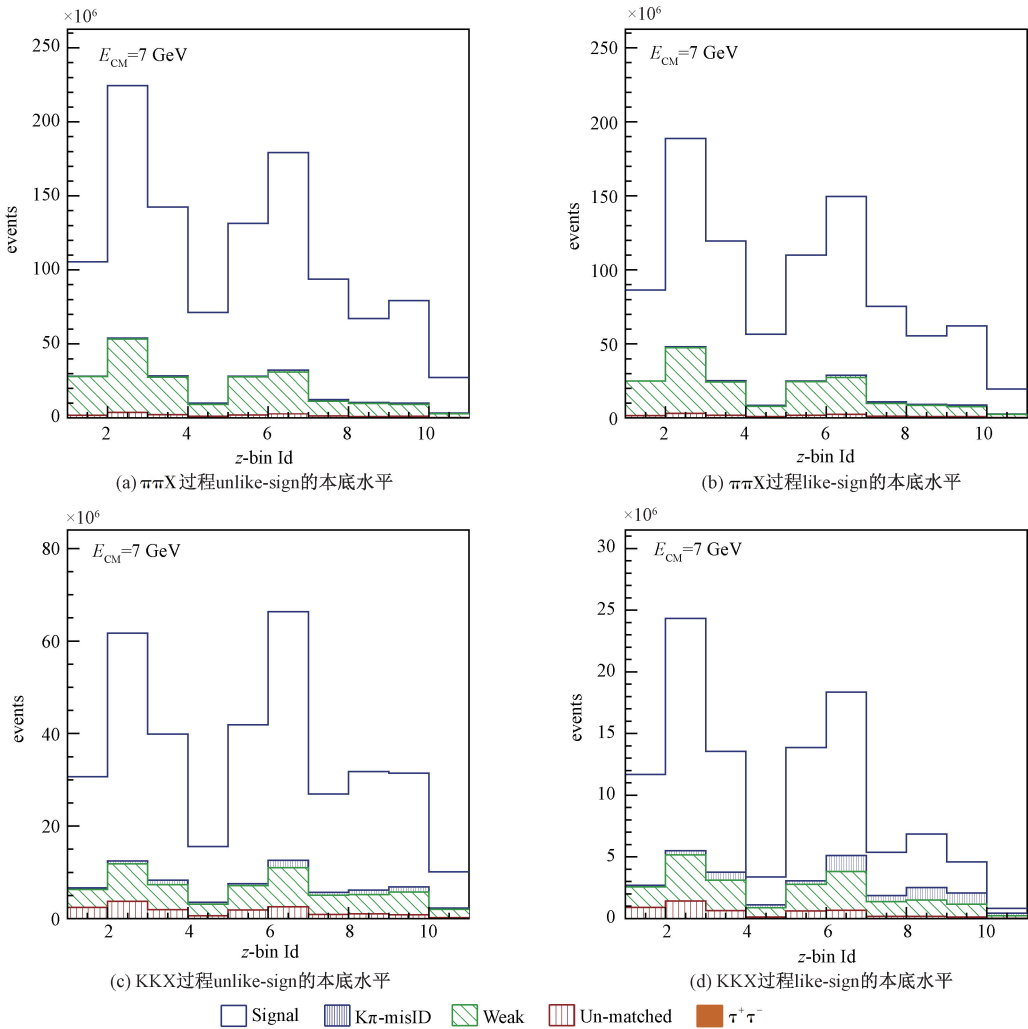


图 4 K- π 误鉴别设为 1% 情况下蒙特卡罗样本中的本底水平 (亮度归一到 1 ab^{-1})
Fig. 4 Background level in MC sample, K- π mis-ID set at 1% (luminosity normalized to 1 ab^{-1})

强衰变还是弱衰变。如果其真实的粒子类型是 π (K), 但重建的粒子类型是 K (π), 那么这条径迹是被 K- π 误判的; 因此对于 $q\bar{q}$ 样本里的 $\pi\pi$ (KK) 组合存在以下几种本底:

- 1) 弱衰变本底: 如果 $\pi\pi$ (KK) 组合中有 1 条是来自于弱衰变, 这样的 $\pi\pi$ (KK) 组合认为是弱衰变本底。
- 2) K- π 误鉴别本底: 非弱衰变来源的 π (K) 来自于 K- π 误鉴别, 则这样的 $\pi\pi$ (KK) 组合认为是 K- π 误鉴别本底。
- 3) 假径迹本底: 如果 $\pi\pi$ (KK) 组合中有 1 条是径迹-真值匹配失败的, 这种本底认为是假径迹本底。

图 3 显示出使用 dE/dx 和 TOF 做粒子鉴别时 KKX 过程中的本底比例比远高于 $\pi\pi X$ 过程。这是由于在 $q\bar{q}$ 的末态粒子中, π 粒子产额是 K

的 10 倍量级, 因此 KKX 过程本底的主要来源是 $\pi \rightarrow K$ 误鉴别, 并且动量越高, 所受误鉴别本底的影响越大。由图 3 (b) 和 3 (c) 所示, 高动量区间事例 50% 以上来自于 K- π 误判, 甚至 like-sign 的高动量区间 K- π 误判事例占到 80%, 这必然导致 KKX 过程事例绝大部分来自于 $\pi K X$ 过程误混本底的贡献。因此, 高鉴别能力的契伦科夫探测器是必须的。图 4 控制了 K- π 误判比例, 所带来的本底也被大大压低。

6 提取 Collins 效应

为了研究对于不同大小的 Collins 不对称度的测量精度, 用舍选法将来自于强衰变的 $\pi\pi$ (KK) 的 unlike-sign 和 like-sign 组合分别按照 $1 + A_{\text{input}}^{U(L)} \cos 2\phi_0$ 进行抽样。为方便起见, 令 unlike-sign 组合的不对称度 A_{input}^U 为 0.000, 0.005,

0.010, ..., 0.055, 并且令 $A_{\text{input}}^{\text{L}} = -A_{\text{input}}^{\text{U}}$ 。在一阶近似下相当于放入 $A_{\text{input}}^{\text{UL}} = A_{\text{input}}^{\text{U}} - A_{\text{input}}^{\text{L}}$ 分别为 0.00, 0.01, 0.02, ..., 0.11。这里的 $A_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 称为研究测量值。将不同 $\{z_1, z_2\}$ 区间里面的 DR ($2\phi_0$) 分成 20 个区间,合理地考虑每个区间的统计误差,并用 $1 + A\cos(2\phi_0)$ 进行最小二乘拟合。其拟合结果 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 对应不同输入值的测量输出值。在所有 $\{z_1, z_2\}$ 区间中,由输出值和输入值所构成的二维点显示出明显的正相关趋势。图 5 展示第 2 个 $\{z_1, z_2\}$ 区间的 $\pi\pi\text{X}$ 过程和 KKK 过程的输出值 vs. 输入值的二维分布结果。带误差的黑点为输出值 vs. 输入值,虚线为 $y=x$ 参考线,实线为拟合线。通过对每一个 $\{z_1, z_2\}$ 区间用 $A_{\text{output}}^{\text{UL}} = b + kA_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 进行线性拟合,可以得到输出-输入线的截距与斜率,其物理意义在接下来的内容中会详细讨论。

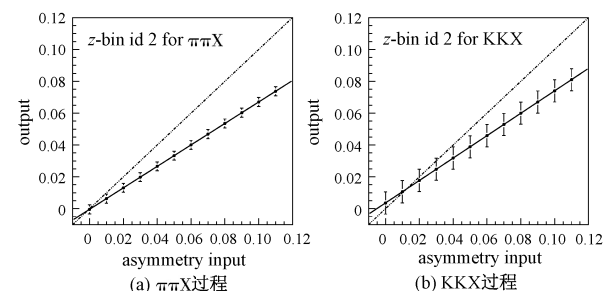


图 5 在 2.5 fb^{-1} 蒙特卡罗样本的第 2 个 $\{z_1, z_2\}$

区间里的 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ vs. $A_{\text{input}}^{\text{UL}}$

Fig. 5 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ vs. $A_{\text{input}}^{\text{UL}}$ of 2nd $\{z_1, z_2\}$ bin in 2.5 fb^{-1} MC

7 结果讨论

7.1 对 1 ab^{-1} 数据的统计误差估计

利用 2.5 fb^{-1} 的 7 GeV 的 $q\bar{q}$ 模拟样本研究 Collins 效应的测量精度。作为初次预研, STCFastSimAlg 采用 BES III 实验上的径迹重建以及粒子鉴别的效率曲线,并将 $\text{K}-\pi$ 误鉴别水平设为 1%。由于 $\pi\pi\text{X}$ 的截面高,其测量精度较高。取一个典型的假设 $A_{\text{input}}^{\text{UL}} = 0.03$, 输出值 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 在各 $\{z_1, z_2\}$ 区间中最小的统计误差为 2.8×10^{-3} , 最大的统计误差是 8.4×10^{-3} 。在 STCF 1 ab^{-1} 的亮度条件下,其统计误差可以达到 $(1.4 \sim 4.2) \times 10^{-4}$ 量级。

而 KKK 的截面较低, KKK 的测量统计误差较大,同样取 $A_{\text{input}}^{\text{UL}} = 0.03$, 输出值 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 在各 $\{z_1, z_2\}$ 区间中最小的统计误差为 7×10^{-3} , 最大的统

计误差是 39×10^{-3} 。相应的在 STCF 1 ab^{-1} 的亮度条件下,其统计误差可以达到 $(3.5 \sim 20) \times 10^{-4}$ 量级。

为了精确测量核子内的 TMD 分布函数, EicC 将需要约 2% 的 Collins 输入精度。图 6 展示不同动量区间 1 ab^{-1} 亮度的统计误差与 EicC 要求的 2% 的精度比值随测量输入值的变化。可以看到 1 ab^{-1} 的亮度足以使得对 Collins 效应 > 0.07 的测量精度优于 2%。作为粒子鉴别系统的补充,使用契伦科夫探测器有利于提高高动量粒子鉴别的效率,测量精度会进一步提高。因此 1 ab^{-1} 的亮度完全满足需求。

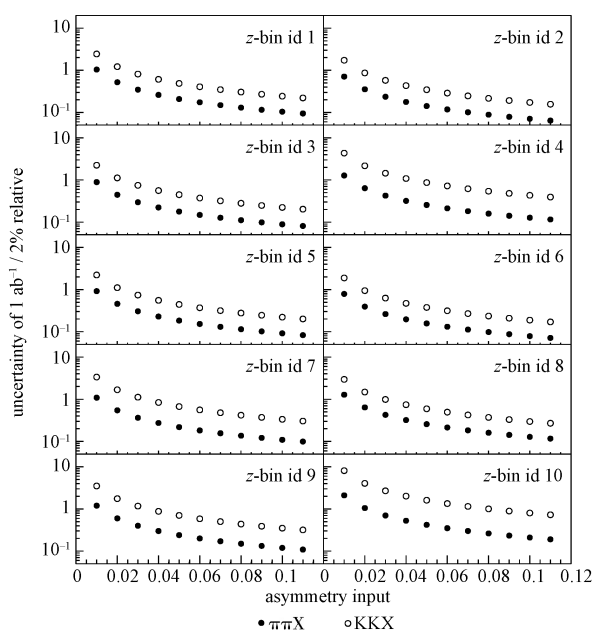


图 6 每个 $\{z_1, z_2\}$ 区间里,对应不同的 Collins 不对称度, 1 ab^{-1} 的误差与 EicC 要求的 2% 精度的比例

Fig. 6 The uncertainty corresponding to 1 ab^{-1} over the 2% precision needed by EicC in each $\{z_1, z_2\}$ bins

7.2 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 和 $A_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 拟合线的截距

图 5 显示出 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 和 $A_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 存在线性关系,其截距为 $A_{\text{input}}^{\text{UL}} = 0$ 时对应的 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 值。除个别动量区间以外截距是在误差内与 0 一致。这也与我们的预期相符——当测量的输入的 Collins 不对称为零时,输出的数值也应与零一致。因此我们认为 $A_{\text{output}}^{\text{UL}} = kA_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 。

7.3 $A_{\text{output}}^{\text{UL}}$ 和 $A_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 拟合线的斜率

上文所述,我们认为截距为 0, 因此拟合线化简为 $A_{\text{output}}^{\text{UL}} = kA_{\text{input}}^{\text{UL}}$ 。理想情况下,输入值应与输出值相等,即斜率 $k = 1$, 但是在 $\pi\pi\text{X}$ 和 KKK 这 2

种情况下,所有的 $\{z_1, z_2\}$ 动量区间里, k 都小于 1。为了合理地解释这个斜率,需要考虑到本底的贡献。

只有强相互作用产生的 $\pi\pi$ (KK) 会对存在有 Collins 效应,除了 2 个 π (K) 都来自强产生的信号,本底包含有弱衰变本底、K- π 误判带来的本底和假径迹过程带来的本底。

假设这 3 种本底都会引入平本底, $f^{U(L)}$ 代表 unlike-sign (like-sign) 的平本底水平。DR 可以这样构造:

$$DR = \frac{R^U}{R^L} = \frac{f^U + (1 - f^U)(1 + A^U \cos 2\phi_0)}{f^L + (1 - f^L)(1 + A^L \cos 2\phi_0)}.$$

(4)

在一阶近似下

$$DR = 1 + (1 - f_{bk})A^{UL} \cos \phi_0.$$

(5)

其中: f_{bk} 代表本底的比分, $f_{bk} \approx \frac{1}{2}(f^U + f^L)$ 。

用 A_{true}^{UL} 和 A_{meas}^{UL} 表示样本中真实存在的与测量到的不对称度,两者满足:

$$A_{meas}^{UL} = (1 - f_{bk})A_{true}^{UL}.$$

(6)

而这导致的结果就是 A_{output}^{UL} vs. A_{input}^{UL} 的拟合线斜率 $k = 1 - f_{bk}$ 。

分别选取不同 z 区间的斜率,与每个 z 区间的底水平 $1 - f_{bk}$ 做二维点图,画入图 7。由于在 $\pi\pi$ X 过程的本底较少,点集中在右边,KKX 的本底较多,点集中在左边。用 $k_{bk}(1 - f_{bk})$ 进行拟合。拟合结果 $k_{bk} = 0.900 \pm 0.012$, 也即 $A_{meas}^{UL} = 0.9(1 - f_{bk})A_{true}^{UL}$ 。

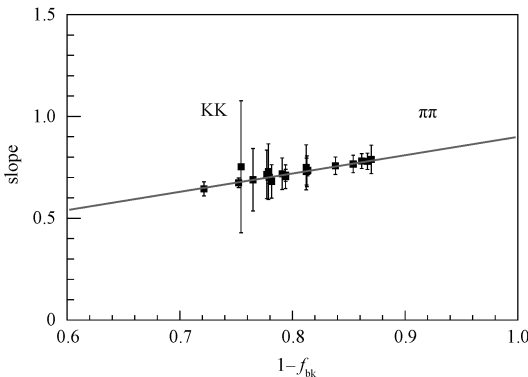


图 7 在 2.5 fb^{-1} 样本中,不同 $\{z_1, z_2\}$ 区间中输出输入线的斜率 k 与此区间信号水平比例 $1 - f_{bk}$ 的二维图

Fig. 7 The 2D map for the slopes k of output vs. input and the signal level $1 - f_{bk}$ in $\{z_1, z_2\}$ bins in 2.5 fb^{-1} MC

如果考虑到 $K\pi$ X 本底本身是具有 Collins 不对称度的本底,可以假设

$$R^{U(L)} = f_{flat} + f_{K\pi}(1 + A_{K\pi} \cos 2\phi_0) + (1 - f_{flat} - f_{K\pi}) \times (1 + A_{\pi\pi} \cos 2\phi_0) = 1 + [f_{K\pi}A_{K\pi} + (1 - f_{flat} - f_{K\pi})A_{\pi\pi}] \cos 2\phi_0,$$

(7)

$$A_{meas}^{\pi\pi} = (1 - f_{flat} - f_{K\pi})A_{true}^{\pi\pi} + f_{K\pi}A_{true}^{K\pi}.$$

(8)

其中: f_{flat} 主要由弱衰变本底贡献,其大小范围为 $(0.12 \sim 0.25)$ 。由 K- π 误鉴别贡献导致的系统误差有 $f_{K\pi}A_{true}^{\pi\pi}$ 和 $f_{K\pi}A_{true}^{K\pi}$ 。因此提高 K- π 的分辨能力能够大大压制 $f_{K\pi}$ 从而减小系统误差。手动设置 K- π 误鉴别比例为 0.001 到 0.01,由 K- π 误鉴别贡献的平均本底水平 $f_{K\pi}$ 见图 8。在 K- π 误判在 1% 的水平下,KKX 过程中 like-sign 的 K- π 误鉴别本底水平能达到近 6%,甚至在个别高动量区间内,按照 $f_{K\pi} = \frac{1}{2}(f_{K\pi}^U + f_{K\pi}^L)$ 计算 unlike-sign 和 like-sign 综合的 $f_{K\pi} = 15\%$, 平均的 $f_{K\pi}$ 也有 4%。按照到 $A_{true}^{\pi\pi}$, A_{true}^{KK} 和 $A_{true}^{K\pi}$ 的大小相当来做一个简单的估计, f_{flat} 将会导致 Collins 测量的绝对值 12%~25% 的偏小,因此测量中需确定平本底比例以修正结果。K- π 误鉴别导致的 $f_{K\pi}$ 在 KKX 过程的本底水平为 4%,并且在个别高动量区间可能达到 15%。这要求探测器在设计时选择合适的 PID 系统减小 K- π 误鉴别水平。同时 KKX 过程更容易受到 $K\pi$ X 过程的 Collins 不对称度污染,因此提高 $K\pi$ X 的 Collins 测量精度也是必要的控制误差手段。

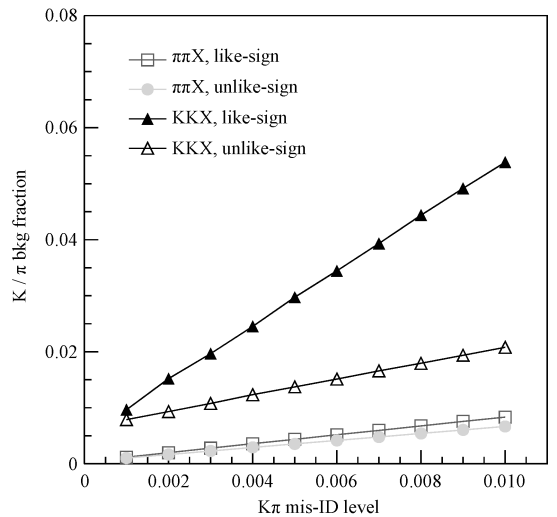


图 8 由 K- π 误判导致的平均本底水平 $f_{K\pi}$ vs. 样本的 K- π 误鉴别水平

Fig. 8 Average of the background level $f_{K\pi}$ vs. the K- π mis-ID level in the MC samples

8 结论

预研中的超级陶-粲装置,对撞质心系能量将覆盖 2~7 GeV,是测量 Collins 效应的理想平台。由于其覆盖能区与 EicC 和 EIC 的能区符合,相关测量不仅会填补这个能区 Collins 测量的空白,也会极大地推动部分子分布函数的测量精度。同时也可以提供 K π 的测量帮助理解 TMD 函数的味道分离。我们预计在 7 GeV 取数 1 ab⁻¹,在这个亮度下,拟使用契伦科夫探测器,在其效率不低于 BESⅢ的粒子鉴别效率时,预计 $\pi\pi X$ 的 Collins 测量精度会达到 $(1.4\sim 4.2)\times 10^{-4}$ 量级,而 K π 的精度会达到 $(3.5\sim 20)\times 10^{-4}$ 量级,在 Collins 效应 >0.07 的条件下完全可以满足 EicC 上 2% 的精度要求。输入输出检查显示由于假径迹与弱相互作用本底的存在,在 $2\phi_0$ 谱上可能会引入平本底,导致我们最终的测量结果绝对值偏小。平本底水平一般在 12%~25% 量级,会对测量结果的绝对值带来 12%~25% 的减小。此外,本研究对高能区的粒子鉴别提出了要求。模拟显示,高能区的 K- π 误判会显著影响相关测量。特别是使用 dE/dx 和 TOF 作为粒子鉴别系统时,K π 过程的高动量区间受 K- π 误判所导致的本底事例高达 50% 以上,因此提高粒子鉴别系统能力是必要的。STCF 拟采用契伦科夫探测器作为粒子鉴别系统的补充,将 K- π 误鉴别水平降至 1% 以下。在 STCF 快速模拟重建软件 STCFastSimAlg 中,控制 $\pi\rightarrow K$ 和 $K\rightarrow\pi$ 误判比例皆为 1% 的条件下,K π 过程中的 K- π 误混比例降低至 4%,这对 K π 过程的分析造成 4% 的误差。因此本研究强烈建议在 STCF 实验上采用契伦科夫光探测技术,提高高动量的 K- π 鉴别。

参考文献

- [1] Collins J. Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions [J]. Nuclear Physics B, 1993, 396(1): 161-182.
- [2] Amrath D, Bacchetta A, Metz A. Reviewing model calculations of the Collins fragmentation function [J]. Physical Review D, 2005, 71(11): 114018.
- [3] Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, et al. (The HERMES Collaboration). Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target [J]. Physical Review Letters, 2005, 94(1): 012002.
- [4] Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, et al. (The HERMES Collaboration). Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons [J]. Physics Letters B, 2010, 693(1): 11-16.
- [5] Adolph C, Alekseev M G, Alexakhin V Y, et al. (The COMPASS Collaboration). I-Experimental investigation of transverse spin asymmetries in μ -p SIDIS processes; Collins asymmetries [J]. Physics Letters B, 2012, 717(4/5): 376-382.
- [6] Qian X, Allada K, Dutta C, et al. (Jefferson Lab Hall A Collaboration). Single spin asymmetries in charged pion production from semi-inclusive deep inelastic scattering on a transversely polarized ^3He target at $Q^2 = 1.4\text{--}2.7\text{ GeV}^2$ [J]. Physical Review Letters, 2011, 107(7): 072003.
- [7] Seidl R, Hasuko K, Abe K, et al. (Belle Collaboration). Measurement of azimuthal asymmetries in inclusive production of hadron pairs in e^+e^- annihilation at Belle [J]. Physical Review Letters, 2006, 96(23): 232002.
- [8] Seidl R, Perdekamp M G, Ogawa A, et al. (Belle Collaboration). Measurement of azimuthal asymmetries in inclusive production of hadron pairs in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 10.58\text{ GeV}$ [j]. Physical Review D, 2008, 78(3): 032011.
- [9] Seidl R, Perdekamp M G, Ogawa A, et al. (Belle Collaboration). Erratum: measurement of azimuthal asymmetries in inclusive production of hadron pairs in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 10.58\text{ GeV}$ [J]. Physical Review D, 2012, 86(3): 039905.
- [10] Lees J P, Poireau V, Tisserand V, et al. (BABAR Collaboration). Measurement of Collins asymmetries in inclusive production of charged pion pairs in e^+e^- annihilation at BABAR [J]. Physical Review D, 2014, 90(5): 052003.
- [11] Ablikim M, Achasov M N, Ai X C, et al. (BESⅢ Collaboration). Measurement of azimuthal asymmetries in inclusive charged dipion production in e^+e^- annihilations at $\sqrt{s} = 3.65\text{ GeV}$ [J]. Physical Review Letters, 2016, 116(4): 042001.
- [12] Ablikim M, An Z H, Bai J Z, et al. (BESⅢ Collaboration). Design and construction of the BESⅢ detector [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2010, 614(3): 345-399.
- [13] Qin G, Lü J G, He K L, et al. Particle identification using artificial neural networks at BESⅢ [J]. Chinese Physics C, 2008, 32(1): 1-8.
- [14] Gottfried K, Jackson J D. On the connection between production mechanism and decay of resonances at high-energies [J]. Nuovo Cimento, 1964, 33: 309-330.
- [15] Andersson B, Hu H M. Few-body states in lund string fragmentation model [J/OL]. arXiv. org, (1999-10-08) [2020-04-20]. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9910285>.