

专题: 高能重离子碰撞过程的自旋与手征效应

重离子碰撞中 QCD 物质整体极化的实验测量*

孙旭¹⁾ 周晨升²⁾ 陈金辉^{2)†} 陈震宇³⁾马余刚²⁾ 唐爱洪⁴⁾ 徐庆华^{3)‡}

1) (中国科学院近代物理研究所, 夸克物质中心, 兰州 730000)

2) (复旦大学, 现代物理研究所, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433)

3) (山东大学, 前沿交叉科学青岛研究院, 粒子物理与粒子辐照教育部重点实验室, 青岛 266237)

4) (美国布鲁克海文国家实验室, 美国厄普顿 11973)

(2022 年 12 月 28 日收到; 2023 年 1 月 30 日收到修改稿)

高能重离子碰撞中 Λ 超子和 ϕ , K^* 矢量介子的整体极化的实验数据证实了夸克物质整体极化的新现象, 引起了研究人员的广泛关注, 成为高能核物理前沿新的热点研究方向. 本文主要从实验测量上回顾整体极化研究, 着重阐述相对论重离子对撞机 (RHIC) 上的螺旋径迹探测器 (STAR) 合作组在不同对撞能量点开展的 Λ 超子和 ϕ , K^* 介子的整体极化测量结果, 并拓展到含有多个奇异夸克粒子 Ξ , Ω 的整体极化测量和 Λ 沿着束流方向的局域极化研究. 本文也将简单点评大型强子对撞机 (LHC) 能区和 HADES 实验低能区的测量结果, 并对这些实验结果给出的物理信息进行简单描述.

关键词: 重离子碰撞, 整体极化, 超子极化, 矢量介子自旋排列**PACS:** 24.70.+s, 24.85.+p**DOI:** 10.7498/aps.72.20222452

1 引言

自旋作为粒子的一个基本自由度, 曾在不同物理领域的发展过程中都起到非常重要的作用, 例如核物理中的壳结构、粒子物理中的核子自旋结构等, 极大推动了深层次物质结构的研究. 近些年, 在高能核物理领域也开展了丰富的自旋物理研究, 特别是由我国科学家最早提出, 在非对心核-核碰撞中产生的夸克物质中存在轨道角动量导致的自旋整体极化^[1,2], 随后为 RHIC-STAR 实验测量所证实^[3–6], 从此夸克物质的整体极化效应, 为研究夸克物质性质开启了一个新的方向.

2005 年, 我国理论物理学者率先在国际上提出了夸克物质整体极化的思想, 首次将非对心重离子碰撞中产生的轨道角动量和强子的自旋极化关联起来, 给出了由此导致的超子自旋极化和矢量介子自旋排列的预言, 开启了夸克胶子等离子体 (QGP) 围绕自旋自由度的研究^[1,2]. 针对这一预言, RHIC-STAR 合作组迅速开展了实验测量, 于 2007 年发表的测量结果显示: 在 200 GeV 和 62 GeV 金核-金核碰撞中没有观测到明显的超子和矢量介子的整体极化, 但其测量误差也较大^[3,4]. 此后 STAR 合作组在 2010—2014 年进行了第一期束流能量扫描实验, 利用获取的 62.4 GeV 以下的较低能量点的金核-金核对撞数据, 首次明确观测到 Λ 超子和

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1604900)、中国科学院战略性先导科技专项 (B 类)(批准号: XDB34030000) 和国家自然科学基金 (批准号: 11890710, 12025501, 12147101) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenjinhui@fudan.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xuqh@sdu.edu.cn

ϕ 介子明显的整体极化信号, 证实了夸克物质的整体极化新现象. 该实验的 Λ 超子测量于 2017 年 8 月作为封面论文在 *Nature* 杂志发表^[5], ϕ 介子和 K^0 介子的测量也于 2023 年 2 月再次发表在 *Nature* 杂志^[6], 这一系列研究引起领域内对夸克物质自旋物理的关注. STAR 实验结果证实了 QGP 整体极化的存在, QGP 整体极化的发现被誉为近几年高能核物理领域最重要的突破之一, 对相对论量子尺度下流体涡旋度、强相互作用力局域涨落等物理的研究产生了深远的物理意义, 使 QCD 介质极化、手征涡旋效应和强相互作用力局域涨落成为当前高能核物理的一个重要前沿方向.

最近几年, 夸克物质整体极化现象在实验测量^[7–11] 和理论研究^[12–33] 方面都取得重要进展, 本文将主要介绍超子和矢量介子整体极化的实验测量.

2 重离子碰撞中的超子整体极化及局域极化测量

2.1 超子极化的测量方法

2.1.1 超子极化与弱衰变中的方位角分布

超子通过宇称守恒破缺的弱相互作用过程衰变为其他粒子, 从其末态衰变产物的方位角分布可以确定超子的自旋极化. 例如 Λ 超子的两个主要衰变道: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, 分支比为 64%; $\Lambda \rightarrow n\pi^0$, 分支比为 36%^[34], 在 Λ 粒子的静止系中, 衰变质子的角分布可表示为

$$\frac{dN}{d\Omega} \propto 1 + \alpha_{\Lambda} P_{\Lambda} \cos\theta^*, \quad (1)$$

其中, $\alpha_{\Lambda} = 0.732$ 是弱衰变常数, 表征宇称破坏的程度^[34], P_{Λ} 是超子在其静止系中的极化度, θ^* 是 Λ 粒子静止系中质子动量与超子极化方向的夹角. 由此出发, 实验上通过拟合超子衰变粒子的角分布即可得到超子的极化. 注意 (1) 式给出的是理想方位角分布, 在实验测量中需要考虑探测器的效率和接收度带来的影响.

其他超子的极化也可以通过类似方法测量, 例如 $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $\alpha_{\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-} = -0.356$; $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0} = -0.406$ ^[34]; 但是与 Λ 相比, 实验测量需要实现两次弱衰变顶点的重建, 导致重建效率极大降低, 同时其衰变常数较小, 使其极化测量相比 Λ 更具挑战, 尽管如此, 含有多个奇异夸克强子的测量还是令人期待, 因为这些测量能够提供更多的关于夸克物质

整体极化的信息.

2.1.2 重离子碰撞中超子整体极化的测量方法

当重离子碰撞中超子整体极化的思想被提出以后, RHIC-STAR 合作组就开展了金核-金核碰撞中超子整体极化的测量^[3]. 根据理论预言, 非对心的核-核碰撞会产生相对于反应平面的角动量或涡旋, 进而通过自旋-角动量耦合导致粒子的自旋极化, 所以粒子整体极化的方向是沿着反应平面的法线方向. 在实验上事件的反应平面可以通过末态粒子的动量-空间关联效应来得到.

Λ 超子的重建通常是通过测量带电粒子径迹并利用 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 衰变道的拓扑特征实现的. STAR 实验中利用了时间投影室来测量带电粒子的种类和动量, 然后将质子和 π 介子配对并寻找其衰变顶点, 再结合一系列挑选判据降低组合本底, 从而得到干净的 Λ 超子信号样本. 在其静止系, 得到衰变的方位角 $\cos\theta^*$ 的分布. 从 (1) 式出发, 假定探测器接收度对 $\cos\theta^*$ 没有依赖, 就可以得到如下简单的关系式:

$$P_{\Lambda} = \frac{3}{\alpha} \langle \cos\theta^* \rangle, \quad (2)$$

进一步将 $\cos\theta^*$ 分解为衰变质子相对于反应平面 Ψ_{RP} 的方位角 φ^* 和相对于入射束流的极角, 就可得到如下在 STAR 实验测量中采用的公式^[3]:

$$P_{\Lambda} = -\frac{8}{\pi\alpha R_{RP}} \langle \sin(\varphi^* - \Psi_{RP}) \rangle, \quad (3)$$

此处还考虑了实验上确定事件反应平面的分辨率 R_{RP} 带来的修正.

2.1.3 重离子碰撞中事件反应平面的测量

由于重离子碰撞时间极短, 事件反应平面无法通过直接观测得到. 实验上通常使用探测器中观测到的粒子分布重建事例平面代替反应平面^[35], 第 n 阶事例平面定义为

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \tan^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin n\varphi_i}{\sum_i w_i \cos n\varphi_i}, \quad (4)$$

其中 φ_i 为用来重建事例平面的第 i 个粒子的方位角, w_i 为优化事例平面重建所使用的权重, 该权重通常取决于粒子的种类及横动量等因素. 由于探测器能探测的粒子数目有限, 事例平面和反应平面不完全相同, 其差别可以由分辨率 R_{RP} 修正. 实验上

通常将探测器分为两个接收度相同的子区域 a , b 来计算分辨率:

$$R_{RP} = \sqrt{2 \langle \cos(n(\Psi^a - \Psi^b)) \rangle} \quad (5)$$

此外, 也可以通过任意的 3 个不重叠的探测器区域 a , b , c 来计算分辨率:

$$R_{RP} = \sqrt{\frac{\langle \cos(n(\Psi^a - \Psi^b)) \rangle \langle \cos(n(\Psi^a - \Psi^c)) \rangle}{\langle \cos(n(\Psi^b - \Psi^c)) \rangle}}. \quad (6)$$

2.2 重离子碰撞中超子整体极化测量

2.2.1 低能区 Λ 超子整体极化测量结果:

目前 RHIC-STAR 实验已精确测量了 3—62 GeV 质心系能量下金核-金核碰撞中 Λ 超子及其反粒子的整体极化 [5,10], HADES 实验则测量了 2.4 GeV 金核-金核碰撞和 2.55 GeV 银核-银核碰撞中的 Λ 超子极化 [11]. 图 1 给出了不同能量下非对心核-核碰撞中 Λ 超子和 $\bar{\Lambda}$ 整体极化的测量结果. 可以看到 STAR 实验在 20 GeV 以下观测到了明显的整体极化, 并且超子极化度随着碰撞能量的下降而升高, 在碰撞能量 3 GeV 时极化达到了 5% 左右. 而 HADES 实验在更低能量下测得的整体极化没有降低的趋势, 达到了 6% 左右. 目前多个理论模型都能描述 7.7 GeV 以上随能量降低极化逐渐增大的趋势 [13–17], 例如基于量子输运模型的研究

显示, 非对心碰撞形成的涡旋场存在四极矩结构, 从而导致极化在空间不同区域符号不同, 高能下整体极化在全空间大部分抵消, 而低能下极化的空间分布出现不对称, 从而导致显著的整体极化. 有些理论预言极化不能随着能量降低而无限上升, 预期在碰撞能量 3 GeV 左右达到峰值 [18], 但目前 HADES 实验在 3 GeV 以下低能区的实验结果没有观测到降低的趋势.

另外, 理论预言夸克物质中可以产生超强磁场, 而磁场对超子的整体极化会产生影响, 由于 Λ , $\bar{\Lambda}$ 的磁矩相反会导致它们的极化会出现差异 [5]. 图 1 所示为 7.7 GeV 以上 $\bar{\Lambda}$ 整体极化与 Λ 测量结果的比较, 可以看到目前 Λ , $\bar{\Lambda}$ 整体极化在误差范围内没有观测到显著差异, 期待 STAR 第二期能量扫描的数据能以更高精度的实验测量给出明确结论.

2.2.2 高能区 Λ 超子整体极化测量结果:

在 200 GeV 的金核-金核碰撞中, STAR 合作组于 2018 年进行了高精度测量 [7], 观测到 Λ 超子整体极化的清晰信号, 虽然比低能区的极化小得多, 但信号显著性达到 4 倍标偏差, 在 20%—50% 中心度以内的极化平均值为: 0.277 ± 0.040 (stat) ± 0.039 (sys) [%], 其反超子的极化为 0.240 ± 0.045 (stat) ± 0.061 (sys) [%]. 图 2 所示为整体极化随碰撞中心度的变化, 可以看到极化随着碰撞中心度的增大而显著增大. 碰撞中心度越大越趋向擦边的非对心碰撞, 因而体系的角动量更大, 导致超子极化升高, 这和理论预期一致. 图 3 所示为

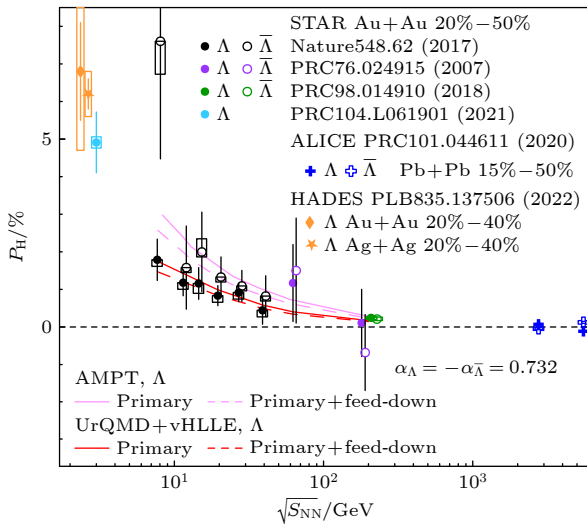


图 1 不同能量下非对心核-核碰撞中 Λ , $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化测量结果

Fig. 1. Global polarization of Lambda and anti-Lambda hyperon in non-central nuclear-nuclear collisions at different energies.

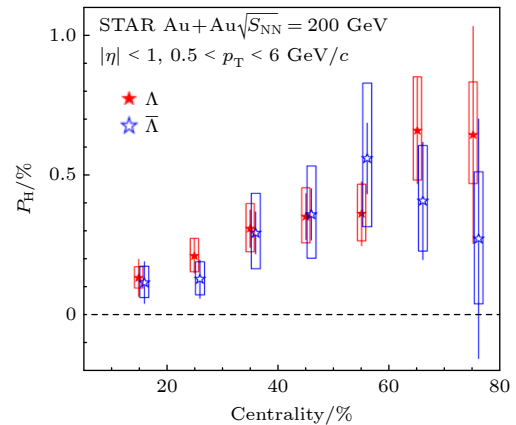


图 2 200 GeV 金核-金核碰撞中不同碰撞中心度下 Λ , $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化 [7]

Fig. 2. Λ and $\bar{\Lambda}$ global polarization as a function of the collision centrality in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [7].

200 GeV 金核-金核碰撞中 Λ , $\bar{\Lambda}$ 整体极化随赝快度和横动量变化的测量结果, 在误差范围内没有观测到对赝快度和横动量的依赖, 理论预言 Λ 极化由于不同的初态效应可能导致对横动量的依赖, 但没有得到现有测量结果的支持^[7].

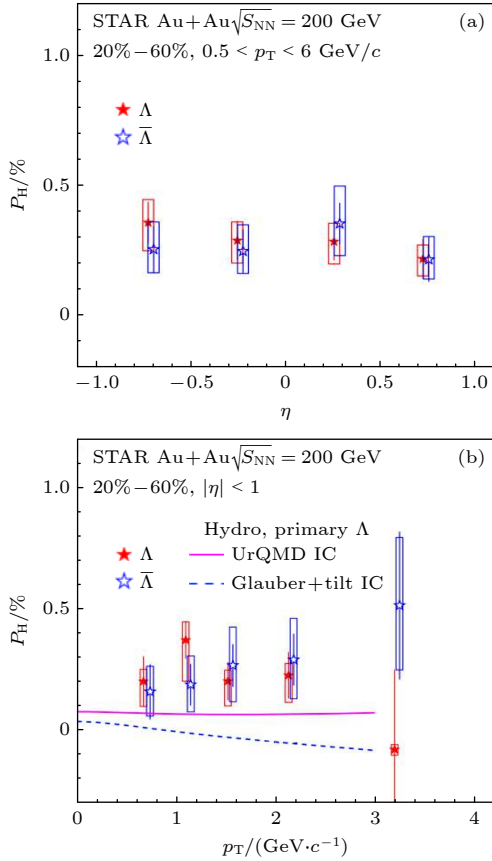


图 3 200 GeV 金核-金核碰撞中 Λ , $\bar{\Lambda}$ 整体极化随赝快度 η (a) 和横动量 p_T (b) 的变化^[7].

Fig. 3. Polarization of Λ , $\bar{\Lambda}$ as a function of η (a) and p_T (b) for the 20%–60% centrality bin in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV^[7].

在更高能区, ALICE 合作组测量了质心系能量 2.76 TeV 和 5.02 TeV 的铅核-铅核碰撞中的 Λ 超子及其反超子的整体极化^[8], 图 1 所示为 15%–50% 碰撞中心度的测量结果. 两个能区 Λ 超子及其反粒子极化的平均值为: $\langle P_H \rangle \approx 0.01 \pm 0.06$ (stat.) ± 0.03 (syst.) [%]^[8]. 尽管测量精度达到了 0.1% 左右, 但是在大型强子对撞机能区没有观测到极化信号, 这个趋势和理论预期一致.

2.2.3 高能区多奇异性超子 (Ξ^- , Ω) 整体极化测量结果:

STAR 合作组也测量了 200 GeV 金核-金核碰

撞中 Ξ^- , Ω 超子的整体极化^[9]. Ξ^- , Ω 实验上可通过其衰变道 $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$ 进行重建, 对其极化的测量有两种方法^[9]:

1) 直接利用 $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ 弱衰变过程中的方位角分布提取, $\alpha_{\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-} = -0.356$. 对于 Ω 超子, 它是自旋 3/2 的粒子, 其衰变参数 $\alpha_{\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-} = 0.0157$, 数值太小导致直接测量误差非常大.

2) 利用 Ξ^- , Ω 衰变出的 Λ 粒子的极化进行间接测量, 这是基于 Ξ^- 衰变到 Λ 过程中, 其自旋极化存在如下关系:

$$P_\Lambda = C_{\Xi \rightarrow \Lambda} P_\Xi = \frac{1}{3}(1 + 2\gamma_\Xi) P_\Xi, \quad (7)$$

式中 $C_{\Xi \rightarrow \Lambda}$ 是衰变自旋转移因子, 可以利用 Ξ^- 衰变的另一个参数 γ_Ξ (值为 0.916) 计算得到. 对于 Ω 超子, 有类似的关系:

$$P_\Lambda = C_{\Omega \rightarrow \Lambda} P_\Omega = \frac{1}{5}(1 + 4\gamma_\Omega) P_\Omega, \quad (8)$$

其中 $C_{\Omega \rightarrow \Lambda}$ 和 γ_Ω 分别对应衰变自旋转移因子和衰变参数, 但 γ_Ω 还没有直接测量, 根据估计 $\gamma_\Omega \approx \pm 1$, 由此得到 $C_{\Omega \rightarrow \Lambda} = 1$ 或 -0.6 ^[9].

图 4 所示为 STAR 实验测量的 200 GeV 金核-金核碰撞中在 20%–80% 的碰撞中心度下 Ξ^- , Ω 超子整体极化的测量结果, 并和 Λ 极化结果进行比较. 可以看到 Ξ^- 及其反粒子极化直接测量法得到的结果很小 $\langle P_\Xi \rangle = -0.07 \pm 0.19$ (stat) ± 0.50 (syst) [%]. 通过衰变自旋转移间接测量法观测的结果为 $\langle P_\Xi \rangle = 0.63 \pm 0.11$ (stat) ± 0.26 (syst) [%], Ξ^- 的极化与其反粒子的极化也是一致的 (未在图

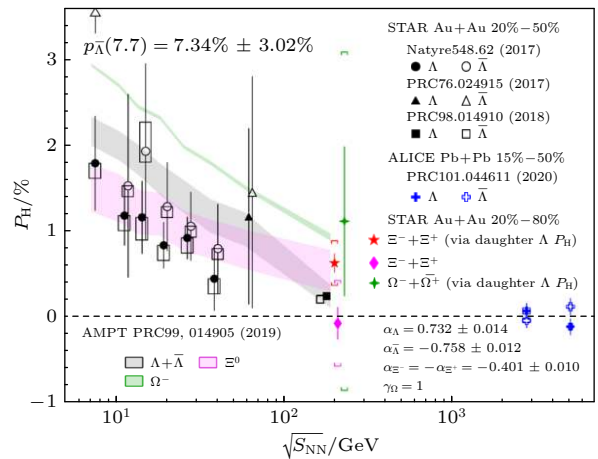


图 4 200 GeV 金核-金核碰撞中 Ξ^- 和 Ω 超子整体极化的测量结果, 以及与 Λ 结果的比较^[9].

Fig. 4. Global polarization of Ξ and Ω in Au-Au collisions at 200 GeV, and compared with Λ polarization^[9].

中显示^[9]). 可以看出, 目前这两种方法的结果在误差范围内一致, 但其平均值比相同能量下 Λ 超子的极化大, 这给未来的理论研究提供了新的数据. 基于 AMPT 模型的计算得到的 Ξ 和 Ω 超子的结果^[20], 目前在误差范围内与测量结果一致.

2.3 重离子碰撞中超子局域极化测量

由于各向异性流、能量密度分布涨落以及喷注淬灭沉积能量等原因, 夸克胶子等离子体中的涡旋场可以有复杂的动量和方位角等依赖性, 甚至出现环形涡旋结构. 其中, 各向异性流导致的局域极化效应近年来成为重离子碰撞中超子极化研究的重点课题. 经过广泛细致的实验测量和理论计算, 夸克胶子等离子体的各向异性流效应被证实可以由流体力学模型中的复杂速度场描述^[36]. 该速度场的存在导致沿着束流方向的涡旋场产生方位角依赖. 非对心碰撞中显著的椭圆流表明在反应平面方向的流体膨胀强于垂直于反应平面的方向, 使得涡旋场产生如图 5 所示的四极矩结构^[36]. 该涡旋场对应的角动量也会导致超子的极化, 通常称为局域极化, 和整体极化不同, 它是沿着束流方向极化的. 局域极化一般用 P_z 表示, 实验上可以通过如下公式测量^[37]:

$$P_z = \frac{\langle \cos \theta_p^* \rangle}{\alpha_H \langle \cos^2 \theta_p^* \rangle}, \quad (9)$$

其中的方括号 $\langle \rangle$ 表示对所有超子求平均.

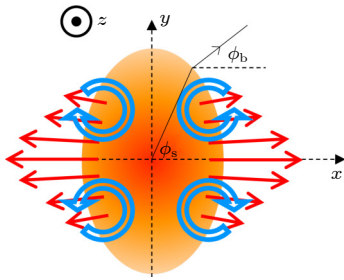


图 5 非对心重离子碰撞横平面中速度场和涡旋示意图^[37]. z 轴方向为束流方向, x - z 平面为反应平面

Fig. 5. A sketch illustrating the system created in a noncentral heavy-ion collision viewed in the transverse plane. Velocity field and expected vorticities are shown, the colliding beams are along the z axis and x - z plane defines the reaction plane.

图 6 所示为 STAR 实验在 200 GeV 金核-金核碰撞 20%—60% 中心度事例中相对于二阶反应平面 (Ψ_2) 的不同方位角区间内测得的 $\langle \cos \theta_p^* \rangle^{\text{sub}}$,

角标 sub 表示修正了探测器接受度和粒子重建效率^[37]. Λ 超子及其反粒子结果都展现出了正弦结构, 可以用含有自由参数 p_0 和 p_1 的方程 $p_0 + 2p_1 \sin(2\phi - 2\Psi_2)$ 很好地拟合, 其中 $P_{z,s2} = p_1 = \langle P_z \sin(2\phi - 2\Psi_2) \rangle$ 直接反应了沿束流方向局域极化的大小.

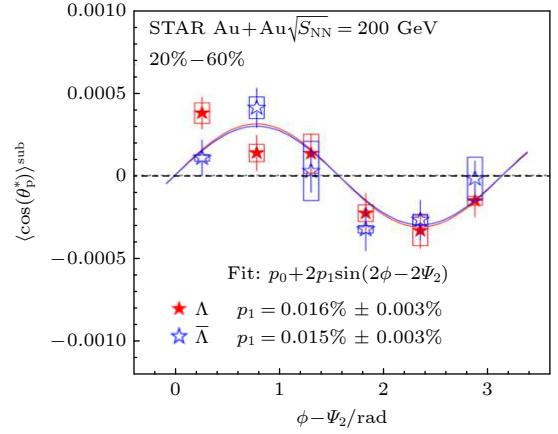


图 6 200 GeV 金核-金核碰撞 20%—60% 中心度事例中 Λ 超子及其反粒子的 $\langle \cos \theta_p^* \rangle^{\text{sub}}$ 关于 $\phi - \Psi_2$ 的依赖^[37]

Fig. 6. $\langle \cos \theta_p^* \rangle^{\text{sub}}$ of Lambda and anti-Lambda as a function of azimuthal angle ϕ relative to the second-order event plane Ψ_2 for 20%–60% centrality Au+Au collisions at 200 GeV^[37].

STAR 实验和 ALICE 实验在 200 GeV 金核-金核碰撞及 5.02 TeV 铅核-铅核碰撞中对超子沿束流方向的局域极化进行了细致的测量^[37,38]. 如图 7 所示, Λ 超子及其反粒子沿束流方向的局域极化随中心度增大而增大, 并且没有明显的碰撞能量

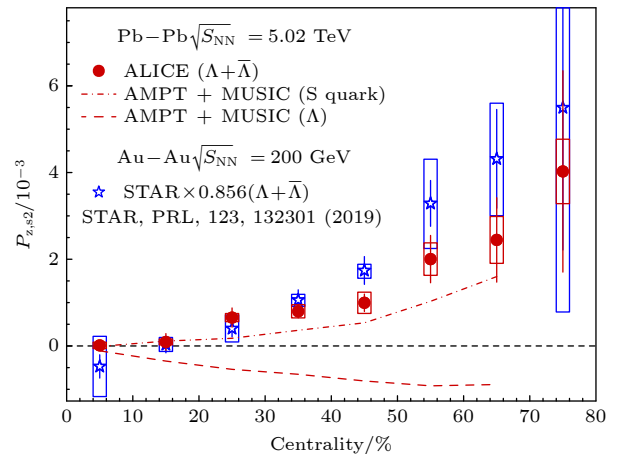


图 7 Λ 超子及其反粒子沿束流方向的局域极化在 200 GeV 金核-金核碰撞及 5.02 TeV 铅核-铅核碰撞中随中心度的变化^[37,38]

Fig. 7. Centrality dependence of $P_{z,s2}$ averaged for Lambda and anti-Lambda in Pb+Pb collisions at 5.02 TeV and in Au+Au collisions at 200 GeV^[37,38].

依赖性,但由于数据精度限制,60%中心度以上无法得到确切的结论.同时如图8所示,在30%—50%中心度区间该局域极化随横动量 p_T 增大而增大,直至 $p_T = 2 \text{ GeV}$ 左右时趋于稳定.当 $p_T < 2 \text{ GeV}$ 时,200 GeV金核-金核碰撞中的结果大于5.02 TeV铅核-铅核碰撞结果.此外,如图9所示,在5.02 TeV铅核-铅核碰撞中该局域极化信号没有显著的速度依赖.

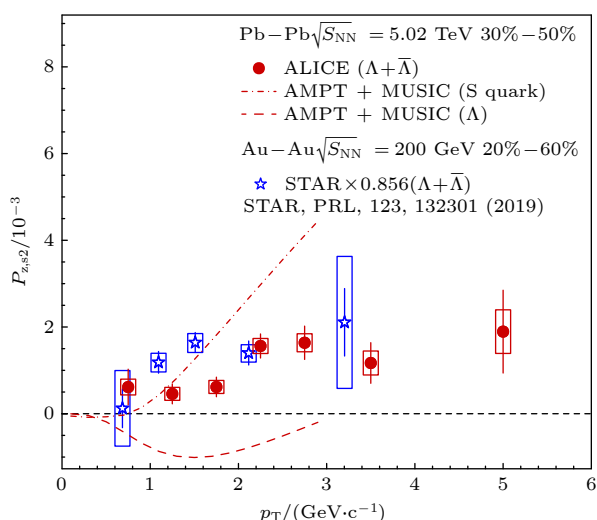


图8 Λ 超子和其反粒子沿束流方向的局域极化在20%—50%中心度200 GeV金核-金核碰撞及30%—50%中心度5.02 TeV铅核-铅核碰撞中随横动量的变化^[37,38]

Fig. 8. Transverse momentum dependence of $P_{z,s2}$ averaged for Lambda and anti-Lambda in Pb+Pb collisions at 5.02 TeV and in Au+Au collisions at 200 GeV^[37,38].

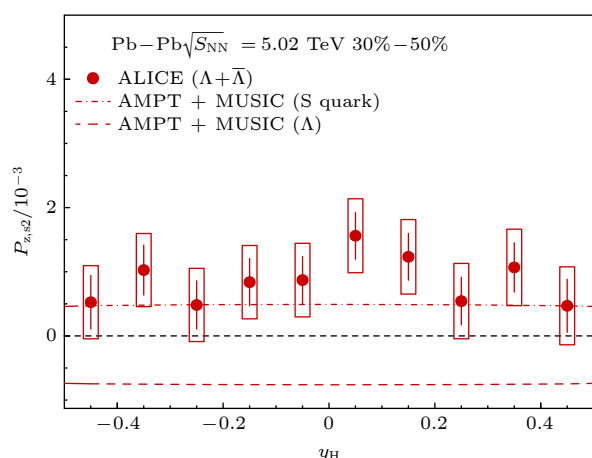


图9 Λ 超子和其反粒子沿束流方向的局域极化在30%—50%中心度5.02 TeV铅核-铅核碰撞中随快度的变化^[38]

Fig. 9. The rapidity dependence of $P_{z,s2}$ averaged for Lambda and anti-Lambda in Pb+Pb collisions at 5.02 TeV in the centrality interval of 30%—50%^[38].

图7—图9中数据点之外,实线和虚线展示了5.02 TeV铅核-铅核碰撞中包含流体剪切效应和热涡旋效应的模型计算结果^[39].该模型采用AMPT初始条件,利用3+1维流体力学模型MUSIC能够描述实验测得的粒子产额、横动量分布、及椭圆流.模型计算考虑了两种超子极化模式,即超子极化继承于奇异夸克极化(S quark),或忽略奇异夸克极化仅考虑超子本身的极化效应(Λ).后者无法描述实验数据,而前者可以大致描述实验测得的中心度及快度依赖,目前的版本还没有描述数据的横动量依赖行为.

3 重离子碰撞中矢量介子的整体极化测量

3.1 矢量介子极化的测量方法

如前文所述,夸克物质整体极化效应可以通过超子和矢量介子极化信号进行测量.对于矢量介子,这一极化现象通常称为自旋排列 (spin alignment): 在选定的基坐标系下,测量矢量介子的自旋在3个方向上的趋向概率.在没有极化的情况下,应该是3个方向的自旋排列概率均等;在有极化的情况下,在极化方向的自旋排列概率会出现差异.物理上自旋排列概率用自旋密度矩阵描述,对于自旋为1的粒子,自旋密度矩阵 ρ 是一个 3×3 的单位矩阵.在没有极化的情况下,它的对角元的秩相等,都为 $1/3$.对角元的秩偏离 $1/3$ 则意味着出现一定的自旋排列,即存在极化.因为矢量介子寿命很短,通过宇称守恒的强相互作用过程进行衰变,实验上无法测量自旋密度矩阵中的 ρ_{-1-1} 和 ρ_{11} 基元,而只能测量 ρ_{00} .与 Λ 超子的自旋极化测量方法类似,实验上也是通过衰变粒子在母粒子静止系下的角分布提取自旋排列信号 ρ_{00} :

$$W(\cos\theta^*) = N_0[(1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1)\cos^2\theta^*], \quad (10)$$

其中 N_0 是归一化因子, θ^* 是在母粒子静止系中衰变末态带正电的粒子动量方向和极化方向之间的夹角.对于本文讨论的测量结果,这个极化方向就是碰撞系统轨道角动量的方向.和前文 Λ 超子极化测量的分析方法相似,矢量介子的极化方向也是通过实验中测量到的带电粒子方位角分布得到的事例平面来确定.

图 10 描述了相对论重离子碰撞中 ϕ 和 K^{*0} 介子的 $\cos\theta^*$ 分布, 分别选取了 27 GeV(ϕ 介子) 和 54.4 GeV(K^{*0} 介子) 的半中心碰撞为示例, 其他的对撞中心度或者横动量区间的分布也按照同样的分析方法获得. 图 10(a) 和 (b) 对应全 θ^* 空间的信号分布, 图 10(c) 和 (d) 对应 θ^* 空间的微分分布^[6]. 对图 10(c) 和 (d) 分布进行探测器效率和接收度修正之后, 就可以通过 $W(\cos\theta^*)$ 公式拟合来获得 ρ_{00}^{obs} . 实验上探测器效率修正使用 STAR 合作组的模拟数据获得. 对于接收度的修正, ϕ 和 K^{*0} 介子采用了不同的修正方法: 对于 ϕ 介子, 研究人员开发出了严格的运动学接收度修正方法^[38]; 对于 K^{*0} 介子则是通过嵌入数据分析方法修正^[6]. 通过验证, 这两种修正方法得到的测量结果是一致的. 对 ρ_{00}^{obs} 进行反应平面分辨率修正后^[40], 就能得到最终的测量结果 ρ_{00} . 反应平面分辨率的修正公式如下:

$$\rho_{00} - \frac{1}{3} = \frac{4}{1 + 3R_{\text{RP}}} \left(\rho_{00}^{\text{obs}} - \frac{1}{3} \right). \quad (11)$$

3.2 重离子碰撞中矢量介子整体极化的测量

STAR 合作组在 2008 年测量了金核-金核 200 GeV 中 ϕ 和 K^{*0} 的整体极化, 基于当时的测量精度, ρ_{00} 的测量结果接近 1/3, 因此实验上没有观察到自旋排列信号^[4]. 自 2010 年开始, STAR 合作组进行束流能量扫描实验, 并在之后若干年中多个年份采集了高统计量的 200 GeV 金核-金核碰撞事例. STAR 合作组对这些数据进行分析, 测量矢量介子整体自旋排列信号随着系统的碰撞能量, 碰撞中心度和粒子横动量等参数的分布. 图 11 是半中心 (20%—60%) 金核-金核碰撞中 ϕ 介子的整体自旋排列信号随横动量分布的测量结果, 图 12 是对应的 K^{*0} 的整体自旋排列信号随横动量分布的测量结果^[6].

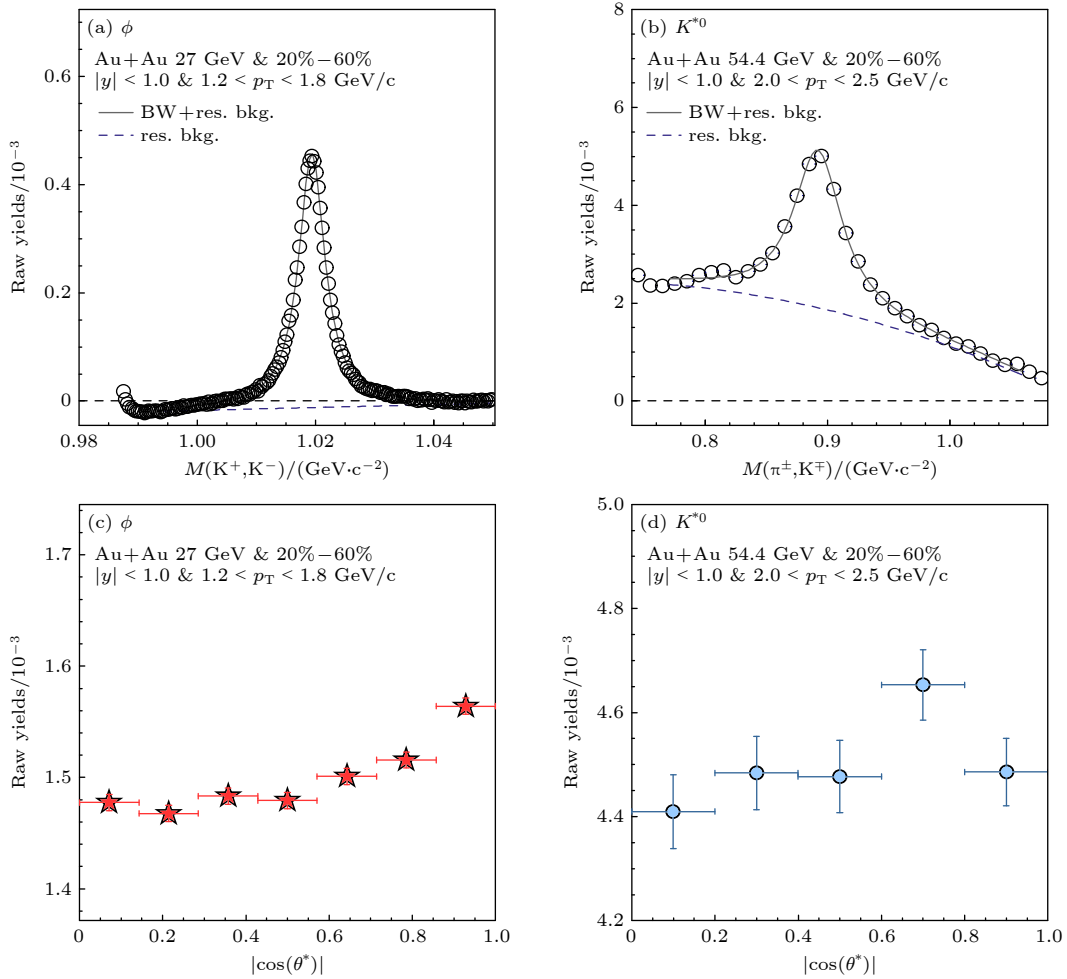


图 10 相对论重离子碰撞中 ϕ 和 K^{*0} 信号分布示例 (a) 和 (b) θ^* 空间积分分布; (c) 和 (d) θ^* 微分分布^[6]

Fig. 10. Example of ϕ and K^{*0} distributions in Au+Au collisions at relativistic heavy-ion collider: (a) and (b) Examples of invariant mass distributions; (c) and (d) the extracted yields as a function of $\cos\theta^*$ ^[6].

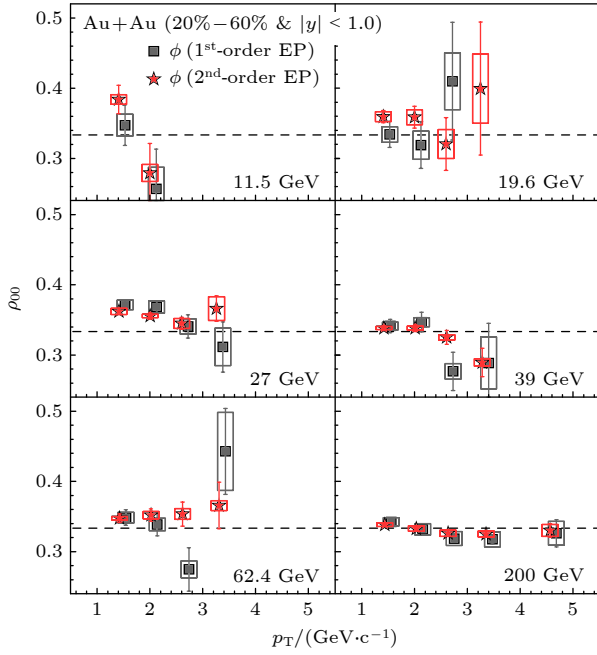


图 11 束流能量扫描实验中和高统计量 200 GeV 金核-金核碰撞中 ϕ 介子 ρ_{00} 随其横向动量的分布^[6]

Fig. 11. ρ_{00} as a function of transverse momentum for ϕ -meson for beam-energy scan energies and for the high statistics 200 GeV data^[6].

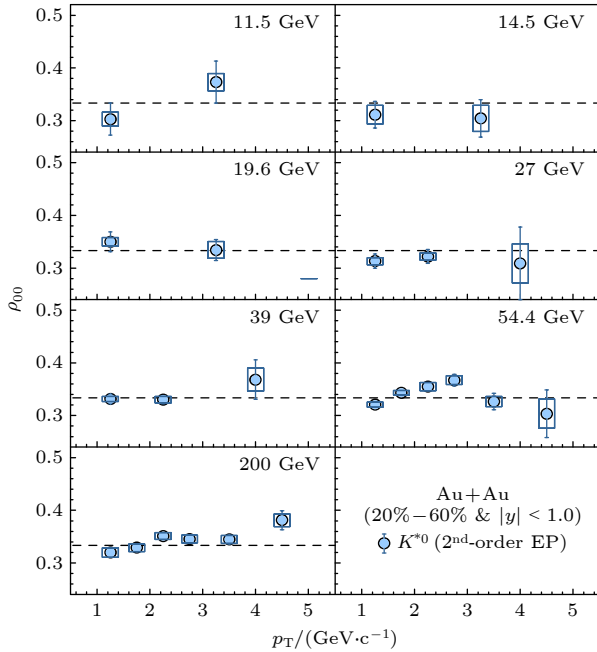


图 12 束流能量扫描实验中和高统计量 200 GeV 金核-金核碰撞中 K^{*0} 介子 ρ_{00} 随其横向动量的分布^[6]

Fig. 12. ρ_{00} as a function of transverse momentum for K^{*0} for beam-energy scan energies and for the high statistics 200 GeV data^[6].

从图 11 和图 12 可以获得如下结论: 对于 ϕ 介子, 在所有测量的碰撞能量中, ϕ 介子的 ρ_{00} 在低横

动量区间 ($p_T \sim 1.0\text{--}2.4$ GeV/c) 大于 1/3, 而在高横动量区间基本在 2 个标准偏差内等于 1/3; 对于 K^{*0} 介子, 在所有测量的碰撞能量中, K^{*0} 介子的 ρ_{00} 在所有横动量区间都基本等于 1/3. 该测量结果表明, ϕ 介子出现了整体自旋排列行为, 其信号强度随着束流能量减小而增强, 这一现象与 Λ 超子极化的束流能量结果趋势一致^[5].

为了确认信号强度, 研究人员对上述矢量介子的测量结果对横动量进行积分, 得到如图 13 所示结果. 在束流能量 62 GeV 及其以下, ϕ 介子展示出显著的整体自旋排列信号, 表现为其 ρ_{00} 显著大于 1/3. 对 ≤ 62 GeV 的数据加权求平均得到 $\rho_{00} = 0.3512 \pm 0.0017(\text{stat}) \pm 0.0017(\text{sys})$. 合并考虑统计误差和系统误差, STAR 合作组的测量指出 ϕ 介子整体自旋排列信号大于 1/3 的显著性超过 7.4 个标准偏差^[6]. 图 13 中 K^{*0} 介子的测量得到 ρ_{00} 接近 1/3, 对 ≤ 54.4 GeV 的数据加权求平均得到 $\rho_{00} = 0.3356 \pm 0.0034(\text{stat}) \pm 0.0043(\text{sys})$. STAR 合作组也对比了大型强子对撞机能区 ALICE 合作组的

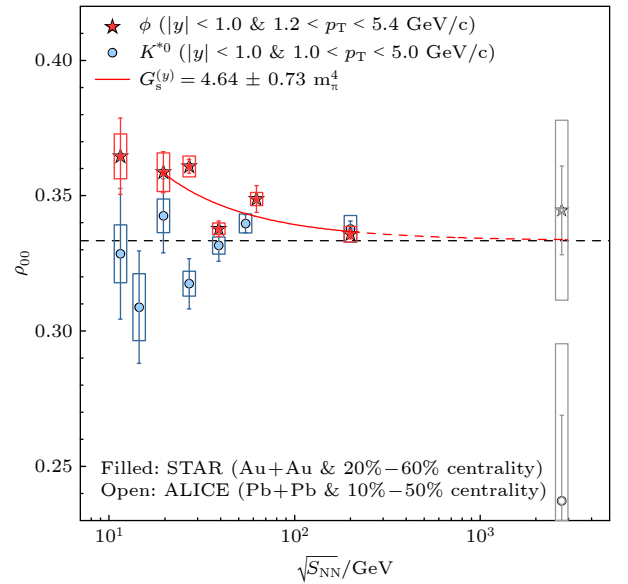


图 13 相对论重离子碰撞中 ϕ 和 K^{*0} 整体极化测量结果^[6]. 图中实心数据点来自 STAR 测量, 空心点是从 ALICE 实验中选出和 STAR 数据的动量区间, 中心度区间最接近的测量. 红色实线是 π 介子场局域涨落理论对实验数据的拟合, 红色虚线则是该拟合外延到 LHC 能区^[41]

Fig. 13. Measurements of ϕ and K^{*0} global spin alignment in heavy-ion collisions^[6]. Solid points are data from STAR measurement, open symbols indicate ALICE results with the p_T bin nearest to the mean p_T for the 1.0–5.0 GeV/c range assumed for each meson in the STAR analysis. The red solid line is the fitting of the local fluctuation theory of the π meson field to the experimental data, and the red dotted line is the extension of the fitting to the LHC energy region^[41].

测量结果: 在相近的对撞中心度和介子横动量区间, 大强子对撞机能区 2.76 TeV 的结果符合 STAR 合作组的结果 (200 GeV), ρ_{00} 趋近 $1/3$ ^[41], 但误差较大。

图 14 对应 STAR 实验中 ϕ 和 K^*0 介子自旋整体极化信号的中心度依赖行为, 由于束流能量扫描一期中低能端统计量较低, 研究人员分析了 27—200 GeV 的数据。从图 14 可以获得, 27 GeV 的信号比 39 GeV 及其以上能量的显著, 27 GeV 的信号强度在半中心碰撞最强。 K^*0 介子的 ρ_{00} 在不同中心度都趋近 $1/3$ 。这些趋势与图 11—图 13 一致。

STAR 合作组^[1,2]发现 ϕ 介子的整体自旋排列信号的强度远大于传统理论模型预期。新的理论通过在夸克物质中引入强相互作用的局域涨落定性的解释了实验数据^[23–26]。关于该理论的详细描述见参考文献^[23–26], 或者文献^[42]。值得指出的是, 他们的理论也考虑了夸克物质的温度随束流能量改变而变化的因素^[23–26]。在他们的理论框架下, ϕ 和 K^*0 的差异也能够获得解释。研究人员发现 ϕ 和 K^*0 介子的自旋极化差异可能也和它们在致密 QCD 物质中不同的作用截面相关^[43,44]。需要指出, 新的理论还在发展中, 还需要更多的实验数据验证。

4 讨 论

重离子碰撞中夸克物质整体极化的实验测量

证实了夸克物质中的涡旋效应, 极大地丰富了人们对强相互作用的认识, 但是目前还存在若干问题, 需要理论和实验两方面进行研究: 例如正反 Λ 超子极化的差异问题, 整体极化的快度依赖问题, 超子局域极化问题, 不同矢量介子整体极化异同等。

STAR 实验的二期能量扫描已于 2019—2021 年顺利完成, 采集的数据量比此前能量扫描一期的数据量提高了一个数量级。同时新建的事件平面探测器 (EPD) 使事件平面重建的分辨率提高 50% 以上, 这将极大提高整体极化测量的精度, 有望明确回答正反粒子整体极化的差异, 检验是否存在磁场对极化的影响。同时, STAR 实验时间投影室 iTPC 升级将赝快度覆盖范围从 $|\eta| < 1$ 扩展到 $|\eta| < 1.5$ ^[45], 前向探测器升级的完成后进一步扩展至 $(2.5 < \eta < 4)$, 使得前向快度区的超子极化测量成为可能。目前不同理论模型中超子极化的快度依赖并不一致, 因此在大快度区的测量将可以鉴别不同理论模型。

此外, STAR 合作组于 2018 年获取了高统计的同质异位素钕-钕和铅-铅碰撞事例。同质异位素碰撞产生的磁场会有 10% 的差异, 而这两类碰撞系统的原子核数即系统体积是相同的, 在这两类系统中超子整体极化的测量, 可以研究磁场对整体极化的影响, 并且可以和超子、反超子的极化差异进行交叉验证。同时, 通过和相同能量下金核-金核碰撞中超子整体极化相比较, 可以给出整体极化对碰撞系统的依赖。

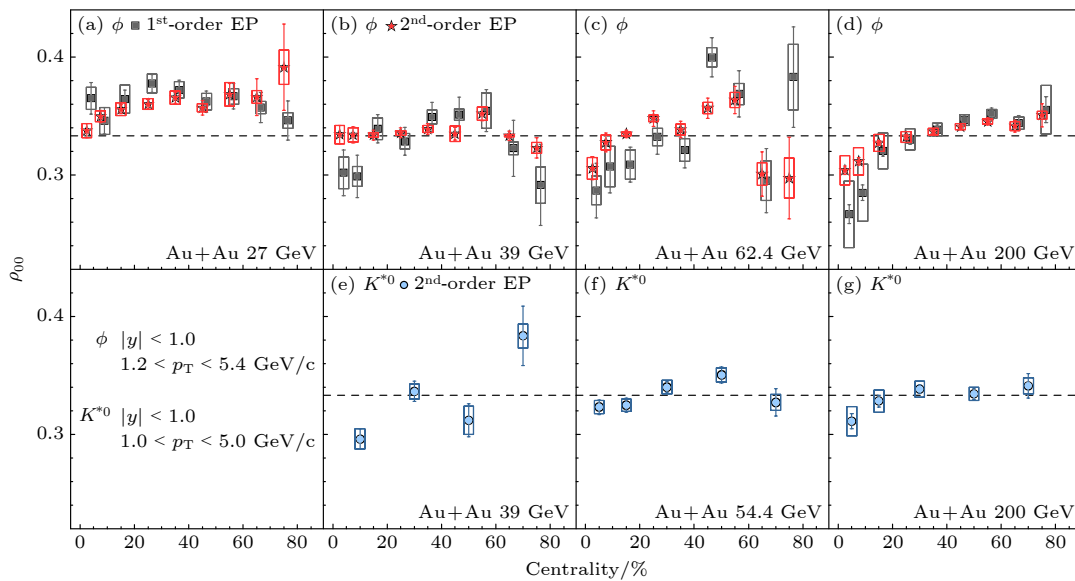


图 14 重离子碰撞中 ϕ 和 K^*0 介子 ρ_{00} 随碰撞系统中心度的分布, 对于 ϕ 介子的测量也检验了一阶反应平面分析方法^[6]

Fig. 14. ρ_{00} as a function of centrality for ϕ and K^*0 , and for the ϕ meson analysis, results from first order event plane are also carried out for cross check^[6].

沿束流方向的局域极化实验结果揭示了流体剪切效应在 QGP 涡旋研究中的重要性. 仅考虑热涡旋效应的模型能够较好地描述整体极化效应, 却得出了与实验结果符号相反的局域极化信号^[36]. 直至引入了流体剪切效应导致的涡旋效应, 模型计算才能够描述实验结果^[39]. 图 9—图 11 展示了不同的超子极化模式会导致局域极化信号产生显著的差别, 继承于奇异夸克的极化信号受流体剪切效应影响较大, 而直接考虑超子自身的极化则受热涡旋影响较大. 通过与模型计算对比, 实验结果可以约束这两种机制的占比. 另一方面, 模型计算中剪切黏滞系数的大小直接影响了局域极化的大小^[39], 使得实验结果能够从全新的维度上约束 QGP 的黏滞系数. 此外, 如上所述 STAR 实验组于 2018 年采集的高统计量的同质异位素碰撞数据将为研究局域极化的碰撞系统依赖以及探索高阶集体流导致的局域极化提供新机遇.

对于矢量介子整体极化和强相互作用力局域涨落的联系, 新的实验测量包括 ρ 介子、 J/Ψ 介子等将能够提供更加严格的限制, 这些研究 STAR 合作组正在有序推进. 作者已经注意到, ALICE 合作组于近期测量了快度 $2.5 < y < 4$ 区间 J/Ψ 粒子的整体极化并获得 3.9 倍标准偏差的信号^[46], 接下来的实验测量和理论研究将令人期待.

5 结 论

重离子碰撞中对 Λ 超子, ϕ 和 K^*0 介子整体自旋极化的系统实验测量证实了夸克物质的整体极化效应, 为研究夸克物质性质开启了一个新的研究方向. 这些丰富的实验数据对已有整体极化理论模型进行了检验, 同时也提出了一些新的挑战, 将推动对整体极化和涡旋效应物理机制的深入研究. Λ 超子的整体极化随着束流能量降低而逐渐上升, 符合重离子碰撞中形成的流体的涡旋效应, 而其沿着束流方向的极化测量偏离流体力学预期, 可能预示着反应中流体剪切效应起作用. ϕ 和 K^*0 介子的整体极化测量, 尤其是 ϕ 介子的极化强度明显超出传统理论预期, 该实验结果推动了理论的发展, 新的介子极化理论考虑了强相互作用中介子场的作用, 尤其是场的局域涨落能够定性描述实验数据. STAR 合作组的实验测量有望帮助人们定量研究强相互作用中的局域涨落强度, 这可能是强相互作用机制研究的新方向.

参考文献

- [1] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 102301; **96** 039901(E)
- [2] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Lett. B* **629** 20
- [3] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration) 2007 *Phys. Rev. C* **76** 024915; **95** 039906(E)
- [4] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration) 2008 *Phys. Rev. C* **77** 061902(R)
- [5] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2017 *Nature* **548** 62
- [6] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2023 *Nature* **614** 244
- [7] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014910
- [8] Acharya S, Adamová D, Adhya S P, et al. (ALICE Collaboration) 2020 *Phys. Rev. C* **101** 044611; **105** 029902
- [9] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 162301
- [10] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2021 *Phys. Rev. C* **104** L061901
- [11] Yassine R, Arnold O, Becker M, et al. (HADES Collaboration). 2022 *Phys. Lett. B* **835** 137506
- [12] Pang L G, Petersen H, Wang Q, Wang X N 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 192301
- [13] Li H, Pang L G, Wang Q, Xia X L 2017 *Phys. Rev. C* **96** 054908
- [14] Sun Y, Ko C M 2017 *Phys. Rev. C* **96** 024906
- [15] Karpenko I, Becattini F 2017 *Eur. Phys. J. C* **77** 213
- [16] Vitiuk O, Bravina L, Zabrodin E, 2020 *Phys. Lett. B* **803** 135298
- [17] Guo Y, Liao J, Wang E, Xing H, Zhang H 2021 *Phys. Rev. C* **104** L041902
- [18] Ivanov Y 2021 *Phys. Rev. C* **103** L031903
- [19] Deng X G, Huang X G, Ma Y G, Zhang S 2020 *Phys. Rev. C* **101** 064908
- [20] Wei D X, Deng W T, Huang X G 2019 *Phys. Rev. C* **99** 014905
- [21] Liang Z T, Song J, Upsal I, Wang Q, Xu Z B 2021 *Chin. Phys. C* **45** 014102
- [22] Deng X G, Huang X G, Ma Y G 2022 *Phys. Lett. B* **835** 137560
- [23] Sheng X L, Oliva L, Wang Q 2020 *Phys. Rev. D* **101** 096005; **105** 099903(E)
- [24] Sheng X L, Wang Q, Wang X N 2020 *Phys. Rev. D* **102** 056013
- [25] Sheng X L, Oliva L, Liang Z T, Wang Q, Wang X N arXiv: 2205.15689
- [26] Sheng X L, Oliva L, Liang Z T, Wang Q, Wang X N arXiv: 2206.05868
- [27] Gao J H, Ma G L, Pu S, Wang Q 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 90
- [28] Lin, Z W, Zheng L 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 113
- [29] Shao T H, Chen J H, Ko C M, Sun K J, Xu Z B 2020 *Chin. Phys. C* **44** 114001
- [30] Peng H H, Zhang J J, Sheng X L, Wang Q 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 116701
- [31] Chen J H, Keane D, Ma Y G, Tang A H, Xu Z B 2018 *Phys. Rept.* **760** 1
- [32] Wang X N 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 15
- [33] Gao J H, Huang X G, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072501 (in Chinese) [高建华, 黄旭光, 梁作堂, 王群, 王新年 2023 物理学报 **72** 072501]
- [34] Workman R L et al. (Particle Data Group). 2022 *PTEP* **2022** 083C01

- [35] Poskanzer A M, Voloshin S A 1998 *Phys. Rev. C* **58** 1671
 [36] Becattini F, Karpenko I 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 012302
 [37] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 132301
 [38] Acharya S, AdamováD, Adhya S P, et al. (ALICE Collaboration). 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 172005
 [39] Fu B C, Liu S, Pang L G, Song H C, Yin Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 142301
 [40] Tang A H, Tu B, Zhou C S 2018 *Phys. Rev. C* **98** 044907
 [41] Acharya S, AdamováD, Adhya S P, et al. (ALICE Collaboration). 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 012301
 [42] Sheng X L, Liang Z T, Wang Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072502 (in Chinese) [盛欣力, 梁作堂, 王群 2023 物理学报 **72** 072502]
 [43] Shen D Y, Chen J H, Lin Z W 2021 *Chin. Phys. C* **45** 054002
 [44] Li Z Y, Cha W M, Tang Z B 2022 *Phys. Rev. C* **106** 064908
 [45] Yang C, Chen J H, Ma Y G, Xu Q H 2019 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **49** 102008 (in Chinese) [杨驰, 陈金辉, 马余刚, 徐庆华 2019 中国科学: 物理学 力学 天文学 **49** 102008]
 [46] Acharya S, AdamováD, Adhya S P, et al. (ALICE Collaboration) arXiv: 2204.10171

SPECIAL TOPIC—Spin and chiral effects in high energy heavy ion collisions

Measurements of global polarization of QCD matter in heavy-ion collisions*

Sun Xu¹⁾ Zhou Chen-Sheng²⁾ Chen Jin-Hui^{2)†} Chen Zhen-Yu³⁾Ma Yu-Gang²⁾ Tang Ai-Hong⁴⁾ Xu Qing-Hua^{3)‡}¹⁾ (Quark Matter Center, Institute of modern physics, Chinese Academy of Science, Lanzhou 730000, China)²⁾ (Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)³⁾ (Institute of Frontier and Interdisciplinary Science & Key Laboratory of Particle Physics and Particle Irradiation (MOE), Shandong University, Qingdao 266237, China)⁴⁾ (Brookhaven National Laboratory, Upton 11973, USA)

(Received 28 December 2022; revised manuscript received 30 January 2023)

Abstract

The experimental data of the global polarization of Λ hyperon, ϕ and K^{*0} vector mesons in high-energy heavy ion collision confirm the new phenomenon of global polarization of hot-dense QCD matter, which has attracted extensive attention from researchers and has become a new hot research direction in the frontier of high-energy nuclear physics. This paper reviews the recent global polarization measurements. We focus on the global polarization measurements of Λ hyperon and ϕ , K^{*0} mesons, carried out by the solenoidal tracker detector (STAR) collaboration group at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at its Phase I of Beam Energy Scan program, and extend to the global polarization measurements containing multiple strange quark particles, such as Ξ , Ω and the local polarization studies of Λ along the beam direction. In the paper, we also briefly comment on the measurements at higher energy from the large hadron collider (LHC) and at very low energy in HADES experiment. In the end of the paper, the physical information given by these experimental results is also briefly discussed.

Keywords: heavy-ion collision, global polarization, hyperon polarization, vector meson spin alignment**PACS:** 24.70.+s, 24.85.+p**DOI:** 10.7498/aps.72.20222452

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022FYA1604900), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB34030000) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11890710, 12025501, 12147101).

† Corresponding author. E-mail: chenjinhui@fudan.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xuqh@sdu.edu.cn



重离子碰撞中QCD物质整体极化的实验测量

孙旭 周晨升 陈金辉 陈震宇 马余刚 唐爱洪 徐庆华

Measurements of global polarization of QCD matter in heavy-ion collisions

Sun Xu Zhou Chen-Sheng Chen Jin-Hui Chen Zhen-Yu Ma Yu-Gang Tang Ai-Hong Xu Qing-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 072401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222452

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222452>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁性硅烯超晶格中电场调制的谷极化和自旋极化

Valley and spin polarization manipulated by electric field in magnetic silicene superlattice

物理学报. 2018, 67(8): 086801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180080>

脉冲强磁场下的电极化测量系统

A pulsed high magnetic field facility for electric polarization measurements

物理学报. 2020, 69(5): 057502 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191520>

基于稀疏阵列的电磁矢量传感器多输入多输出雷达高分辨角度和极化参数联合估计

Efficient angle and polarization parameter estimation for electromagnetic vector sensors multiple-input multiple-output radar by using sparse array

物理学报. 2020, 69(7): 074302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191895>

空间重离子入射磷化铟的位移损伤模拟

Simulation of displacement damage in indium phosphide induced by space heavy ions

物理学报. 2021, 70(17): 172401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210303>

重离子在碳化硅中的输运过程及能量损失

Transport process and energy loss of heavy ions in silicon carbide

物理学报. 2021, 70(16): 162401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210503>

Be⁺离子和Li原子极化率和超极化率的理论研究

Theoretical study of polarizabilities and hyperpolarizabilities of Be⁺ ions and Li atoms

物理学报. 2021, 70(4): 043101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201386>