



在同质异位素碰撞中通过双平面方法寻找手征磁效应

陈帮祥 赵新丽 马国亮

Search for the Chiral Magnetic Effect via Two-plane Method in Isobar Collisions

CHEN Bangxiang, ZHAO Xinli, MA Guoliang

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC46>

引用格式:

陈帮祥, 赵新丽, 马国亮. 在同质异位素碰撞中通过双平面方法寻找手征磁效应[J]. *原子核物理评论*, 2024, 41(1):573–579. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC46

CHEN Bangxiang, ZHAO Xinli, MA Guoliang. Search for the Chiral Magnetic Effect via Two-plane Method in Isobar Collisions[J]. *Nuclear Physics Review*, 2024, 41(1):573–579. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC46

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强磁场与涡旋场中的夸克胶子物质

Quark Gluon Matter in Strong Magnetic and Vortical Fields

原子核物理评论. 2020, 37(3): 414–425 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC29>

双平面多圈注入模拟优化程序TPIS的初步开发与验证

Development and Validation of TPIS Program for Two-plane Multiturn Injection and Optimization

原子核物理评论. 2019, 36(3): 322–328 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.03.322>

自旋与手征动力学的输运模拟研究

Studies on Spin and Chiral Dynamics with Transport Simulations

原子核物理评论. 2020, 37(3): 650–659 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC22>

基于双粒子方位角关联方法研究费米能区重离子碰撞中横向流的人射能量依赖关系

Study of Transverse Flow Dependence on Incident Energy in Heavy-ion Collisions near the Fermi Energy Based on Two-particle Azimuthal Correlation Approach

原子核物理评论. 2023, 40(1): 10–16 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022057>

利用格点量子色动力学研究手征平滑过渡温度和手征相变温度

Chiral Crossover and Chiral Phase Transition Temperatures from Lattice QCD

原子核物理评论. 2020, 37(3): 674–678 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC65>

在RHIC和LHC中光子-核子碰撞产生的大横动量双轻子

Large Transverse Momentum Dilepton Production from the Photon-nucleon Collisions at RHIC and LHC

原子核物理评论. 2020, 37(2): 166–171 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2020008>

文章编号: 1007-4627(2024)01-0573-07

在同质异位素碰撞中通过双平面方法寻找手征磁效应

陈帮祥^{1,2}, 赵新丽^{1,2,3}, 马国亮^{1,2,†}

- 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 200438;
- 复旦大学理论物理专款上海核物理理论研究中心, 上海 200438;
- 上海理工大学理学院, 上海 200093)

摘要: 在相对论重离子碰撞中寻找手征磁效应 (CME) 有助于人们理解强相互作用中的 CP 对称性破缺和量子色动力学 (QCD) 真空的拓扑性质。基于 CME 的背景和信号相对于旁观者平面和参与者平面有不同的相关性, 实验上提出了一种双平面方法提取 CME 信号。利用具有不同强度 CME 的多相输运模型, 在质心碰撞能量为 200 GeV 的同质异位素碰撞中重新探讨双平面方法, 发现相对于两个不同平面的 CME 信号和背景效应的比值系数是不同的, 这与目前实验测量中的假设不一致。这种差异来自于相对于旁观者和参与者平面的 CME 的退关联, 它源于末态的相互作用。本工作的研究表明, 目前的实验测量可能高估了在相对论性重离子碰撞中观测到的末态 CME 信号的比例。

关键词: 手征磁效应; 双平面方法; 同质异位素碰撞

中图分类号: O572

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC46

0 引言

相对论重离子碰撞不仅会产生具有强集体性的夸克-胶子等离子体^[1-7], 而且还会产生目前人类所知的最强磁场, 这是由于弹核和靶核中不参与碰撞的带电质子以接近光速相互穿越^[8-13]。这恰好为研究 QCD (Quantum Chromodynamics) 真空的拓扑特性和强磁场下的反常输运现象提供了实验场所^[14-17]。一种众所周知的反常输运现象是手征磁效应 (Chiral Magnetic Effect, CME), 它导致了在手性不平衡的系统中的电荷沿磁场方向的分离^[18-20]。

文献^[21]中电荷相关的方位角关联首次被提出作为检测 CME 是否存在的观测量, 即 $\gamma_{\alpha\beta} = \langle \cos(\phi_{\alpha} + \phi_{\beta} - 2\psi_{RP}) \rangle$, 其中 $\phi_{\alpha(\beta)}$ 是带电粒子 $\alpha(\beta)$ 的方位角, ψ_{RP} 是反应平面的方位角, $\Delta\gamma = \gamma_{OS} - \gamma_{SS}$ 表示异号电荷和同号电荷之间的差异。电荷相关方位角的首次测量结果来自美国布鲁克海文国家实验室 (BNL) 相对论重离子对撞机 (RHIC) 的 STAR 合作组^[22-25], 欧洲核子研究中心 (CERN) 的大型强子对撞机 (LHC) 的 ALICE 合作组^[26]也进行了测量, 结果均与 CME 的预期一致, 即 $\Delta\gamma > 0$ 。

然而不幸的是, 由于存在强集体运动, 一些背景效应对测量的结果有贡献, 特别是来自椭圆流的贡献^[27-31]。最近 RHIC-STAR 给出了一个严格的约束结果, 即在 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中提取的 CME 信号是相当小的, 应小于 10%^[32-35]。目前已经提出了许多不同的方法或方案^[34, 36]将可能存在的 CME 信号从主要的背景中区分出来。最重要的方案之一是 RHIC-STAR 合作组进行质心碰撞能量为 200 GeV 的同质异位素碰撞^[37-38], 因为两个同质异位素系统 ($^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ 和 $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$) 具有相同的核子数, 但质子数不同^[39], 预计在类似的椭圆流背景下, CME 信号可能有 20% 的差异^[40-43]。

由于 CME 信号与磁场强度呈正相关, 理论上预测来自 Ru+Ru 碰撞的 CME 信号与 Zr+Zr 碰撞的 CME 信号之比要大于 1, 然而, STAR 新发布的实验结果观察到的各种方法均显示 CME 信号的观测量比值都小于 1^[38]。这表明, 背景效应在观测量中占主导地位, CME 信号在同质异位素碰撞中要么没有, 要么非常小。例如, 不同的核结构或核形变被用来解释两个同质异位素系统之间的粒子多重性和集体流的差异^[44-52]。考虑到晕型中子皮结构, 我们已经证明, 如果在同质异位素碰撞中

收稿日期: 2023-08-07; 修改日期: 2024-02-13

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12325507, 12147101, 11890714, 11835002, 11961131011, 11421505, 12105054); 国家重点研发计划 (2022YFA1604900); 中国科学院战略优先研究计划 (XDB34030000); 广东省基础与应用基础研究重大项目 (2020B0301030008)

作者简介: 陈帮祥 (1994-), 男, 河南信阳人, 博士研究生, 从事中高能核物理研究; E-mail: bxchen21@m.fudan.edu.cn

† 通信作者: 马国亮, E-mail: glma@fudan.edu.cn

CME 强度较弱, 在 CME 的观测结果中很难区分 CME 是否存在 [53]。同时, 根据最近在 AVFD 模型中的发现, 同质异位素碰撞的实验结果倾向于存在有限的 CME 信号贡献, 大小约为 $(6.8 \pm 2.6)\%$ [54]。

许多实验观测方法已经被用来探测 Au+Au 和同质异位素碰撞中的 CME 信号。在文献 [50, 55] 中提出了一种利用相对于旁观者平面 (SP) 和参与者平面 (PP) 的电荷方位角相关性的双平面测量方法, 出发点是背景效应和 CME 信号对这两个平面的灵敏度或相关性是不同的 [56]。STAR 合作组已经使用该方法检测了在 Au+Au 和同质异位素碰撞 $\Delta\gamma$ 关联子中 CME 信号的比例。对于在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞, STAR 的结果显示, CME 诱发的电荷分离的比例在周边碰撞和中心碰撞接近零, 但在偏中心碰撞中可能存在有限的 CME 信号 [57], 而在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的同质异位素碰撞中没有观察到明显的 CME 信号。这个方法可以消除背景效应中集体流的大部分影响, 但一些非流的背景效应有待进一步研究 [58]。在文献 [57] 中, 假定了椭圆流相对于不同反应平面的比值 a (背景透射率) 与 CME 信号相对于不同反应平面的比值 b (CME 信号透射率) 相同, 然而, 这两个比值可能是不同的, 目前测量中的 a 与 b 相等的假设是由于缺乏对比值 b 的理论研究 [57-59]。为了解决这个问题, 需从理论上研究 CME 信号相对于不同反应平面之间的比值 b , 这促使我们在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的同质异位素碰撞中通过使用带有初始 CME 信号的多相输运 (AMPT) 模型来计算比值 b , 以便为 CME 的实验测量提供一些理论支持。

本文组织如下, 在第 1 节, 我们介绍了 AMPT 模型, 该模型有一个初始 CME 信号用于同质异位素碰撞, 以及计算比值 b 的方法和如何用双平面方法来提取 $\Delta\gamma$ 中包含的 CME 信号。第 2 节中, 我们比较了我们的模型结果和 STAR 实验的测量结果, 并讨论了我们的发现对实验结果的影响和可能的物理来源。最后一节给出了一个总结。

1 模型和方法

1.1 具有初始 CME 信号的 AMPT 模型

AMPT 模型是一个混合输运模型, 有四个子模型模拟相对论重离子碰撞的四个主要阶段 [60-62]: 1) HIJING 模型提供了初始条件: 碰撞核的横向密度分布由 Woods-Saxon 分布给出。2) 采用 Bin Zhang 的部分子级联模型 (ZPC) 模拟部分子级联阶段: 描述了两体弹性散射下的部分子相互作用, 用胶子-胶子相互作用的领头阶 pQCD

计算了部分子碰撞截面。3) 夸克聚合模型将两个或三个最接近的部分子组合成强子来模拟强子化。4) 相对论输运 (ART) 模型模拟了强子重散射阶段, 包括重子-重子、重子-介子和介子-介子相互作用的弹性和非弹性散射的共振衰减和所有强子反应。许多先前的研究表明, AMPT 模型可以很好地描述 RHIC 和 LHC 能量下大系统和小系统碰撞中的各种实验观测结果 [60-69]。

为了模拟同质异位素碰撞, 根据球坐标系下的 Woods-Saxon 公式可以给出静止坐标系下 ${}^{96}_{44}\text{Ru}$ 和 ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ 的内部核子空间分布:

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 / \{1 + \exp[(r - R(\theta, \phi))/a_0]\}, \quad (1)$$

$$R(\theta, \phi) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{2,0}(\theta, \phi) + \beta_3 Y_{3,0}(\theta, \phi)], \quad (2)$$

其中: ρ_0 为核密度; a_0 为表面扩散系数; R_0 为核半径; β_2 和 β_3 为核的四极形变和八极形变。在文献 [53] 中我们发现, 在 18 种不同抽样分布中晕型中子皮的结构得到的模型计算结果最符合带电粒子多重数分布、平均带电粒子数和椭圆流的实验比值结果。因此, 我们在研究中也选择了晕型中子皮的结构, 其中 ${}^{96}_{44}\text{Ru}$ 和 ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ 没有形变, 即 $\beta_2 = \beta_3 = 0$, 但在 ${}^{96}_{44}\text{Ru}$ 内质子和中子的 $R_0 = 5.085$, $a_0 = 0.523$, 而 ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ 内质子的 $R_0 = 5.021$, $a_0 = 0.523$, 中子的 $R_0 = 5.021$, $a_0 = 0.592$, 这是由于 ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ 可能存在晕型中子皮。在文献 [70] 中, 类似 CME 的电荷分离已经被引入 AMPT 模型的初始部分子阶段, 通过调整参与电荷分离的夸克的比例 p , 可以控制 CME 的强度。 p 的定义是:

$$p = \frac{N_{\uparrow(\downarrow)}^{+(-)} - N_{\downarrow(\uparrow)}^{+(-)}}{N_{\uparrow(\downarrow)}^{+(-)} + N_{\downarrow(\uparrow)}^{+(-)}}, \quad (3)$$

其中: N 为给定的 (u 或 d 或 s) 的夸克数; + 和 - 表示夸克的正电荷和负电荷; \uparrow 和 \downarrow 表示夸克沿磁场的运动方向。考虑到 Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞的磁场是不同的 [56], 我们实际上是根据磁场的大小和方向, 通过计算每个事件的磁场来设定初始电荷分离, 若 $p_{\text{Ru+Ru}}$ 表示为 Ru+Ru 碰撞中的 CME 强度, 则要保持 $p_{\text{Ru+Ru}}/p_{\text{Zr+Zr}} = 1.15$, 例如, $p = 2\%$ 表示 $p_{\text{Ru+Ru}} = 2\%$ 而 $p_{\text{Zr+Zr}} = 2\%/1.15 = 1.74\%$ 。

1.2 旁观者和参与者平面计算

在双平面方法中, 椭圆流的背景效应被认为与参与者平面 (PP) 更相关, 但 CME 信号与旁观者平面 (SP) 更相关 [50, 55]。为了与实验的情况相符合, 本文的椭圆流和观测量 $\Delta\gamma$ 的计算中用末态强子的事件平面 (EP) 来代替参与者反应平面 (PP), 需要注意的是椭圆流和观测量 $\Delta\gamma$ 的计算中需要进行修正 [71-72]。关于使用参与者反应

平面 (PP) 和旁观者反应平面 (SP) 的相关计算方法和结果, 在文献 [73] 中进行了详细的讨论。下面用式 (4) 来重构旁观者反应平面 ψ_{SP} , 式 (5) 用来重构事件平面 ψ_{EP} ,

$$\psi_{SP} = \frac{\text{atan} 2(\langle r_{ne}^2 \sin(2\phi_{ne}) \rangle, \langle r_{ne}^2 \cos(2\phi_{ne}) \rangle)}{2}, \quad (4)$$

$$\psi_n = \frac{1}{n} \tan^{-1} \left(\frac{Q_{ny}}{Q_{nx}} \right),$$

$$Q_n \cos(n\psi_n) = Q_{nx} = \sum_{i=1}^M w_i \cos(n\phi_i), \quad (5)$$

$$Q_n \sin(n\psi_n) = Q_{ny} = \sum_{i=1}^M w_i \sin(n\phi_i),$$

式 (4) 中, r_{ne} 和 ϕ_{ne} 分别是 AMPT 模型中初态的旁观者中子在横平面上的半径和方位角。式 (5) 中, n 的值为 2, w_i 和 ϕ_i 分别是满足 $0.2 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ 和 $|\eta| < 1$ 内的末态中性强子在横平面的动量和方位角, 这里用末态中性强子而不是带电粒子来重建事件平面 (EP) 是为了避免与计算椭圆流 $v_2\{\text{EP}\}$ 时使用的带电粒子产生自关联, M 则表示满足上述范围内的末态中性强子的总数目。两个不同的平面相应的椭圆流 $v_2\{\text{SP}\}$ 和 $v_2\{\text{EP}\}$, 可以分别用下面的公式计算:

$$v_2\{\text{SP}\} = \langle \cos 2(\phi - \psi_{SP}) \rangle, \quad (6)$$

$$v_2\{\text{EP}\} = \langle \cos 2(\phi - \psi_{EP}) \rangle / R. \quad (7)$$

式 (6) 中 ϕ 是末态带电强子的方位角; ψ_{SP} 来自式 (4)。式 (7) 中 ϕ 也是末态带电强子的方位角; ψ_{EP} 来自式 (5), 此外还需要考虑分辨率的修正 R [71]。

图 1 表示来自不同 CME 强度的 AMPT 模型中范围为 $0.2 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ 和 $|\eta| < 1$ 末态带电强子的 $v_2\{\text{EP}\}$

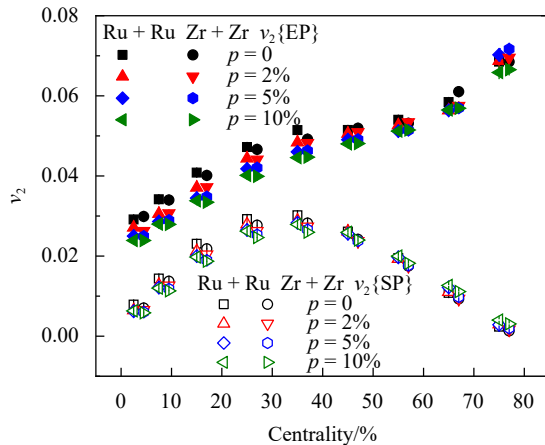


图 1 在不同 CME 强度的 AMPT 模型中 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 同质异位素碰撞的椭圆流 $v_2\{\text{EP}\}$ (实心符号) 和 $v_2\{\text{SP}\}$ (空心符号) 随中心度分布的结果 (在线彩图)

和 $v_2\{\text{SP}\}$ 的中心度依赖关系。可以看到, 在所有情况下, $v_2\{\text{EP}\}$ 都大于 $v_2\{\text{SP}\}$, 因为椭圆流与参与者平面的相关性要大于旁观者平面 (事件平面)。另一方面, 对于 0~50% 的中心度, $v_2\{\text{EP}\}$ 和 $v_2\{\text{SP}\}$ 都随着 CME 信号强度的增加而略有下降。对于 50%~80% 的中心度, $v_2\{\text{EP}\}$ 和 $v_2\{\text{SP}\}$ 对 CME 信号的强度都不敏感。

1.3 双平面方法提取 f_{CME}

在本小节中, 首先介绍检测 CME 信号的双平面方法, 然后讨论如何利用 AMPT 模型改进双平面方法。

图 2 展示了椭圆流相对于不同反应平面的比值 a (背景透射率) 和 CME 信号相对于不同反应平面的比值 b (CME 信号透射率) 的情形。背景效应不能完全透射 RP 平面 (或 SP 平面), 需要通过背景透射率 a 进行修正; 而 CME 信号也不能全部透射 PP 平面, 需要通过 CME 信号透射率 b 进行修正。实验测量的 CME 观测值 $\Delta\gamma$ 包含了 CME 信号和主要由椭圆流和非流效应产生的背景效应, 因此, CME 观测值 $\Delta\gamma$ 相对于不同的反应平面可以分为以下两部分:

$$\Delta\gamma\{\psi\} = \Delta\gamma_{\text{Bkg}}\{\psi\} + \Delta\gamma_{\text{CME}}\{\psi\}, \quad (8)$$

其中 ψ 代表 ψ_{PP} 或 ψ_{SP} 两种不同平面的椭圆流和观测量的比值可以分别用 a 和 A 来定义, 如下所示:

$$a = v_2\{\text{SP}\}/v_2\{\text{PP}\}, \quad (9)$$

$$A = \Delta\gamma\{\text{SP}\}/\Delta\gamma\{\text{PP}\}, \quad (10)$$

其中 a 遵循两个平面的相关系数, 即 $a = \langle \cos 2(\Psi_{\text{PP}} - \Psi_{\text{SP}}) \rangle$ [55, 74-75]。由于 CME 信号在实验中不能直接测量, 通常认为不同反应平面的 CME 信号之比是 a 的倒数, 因此, 可以得到以下关系:

$$\Delta\gamma\{\text{SP}\} = a\Delta\gamma_{\text{Bkg}}\{\text{PP}\} + \Delta\gamma_{\text{CME}}\{\text{PP}\}/a. \quad (11)$$

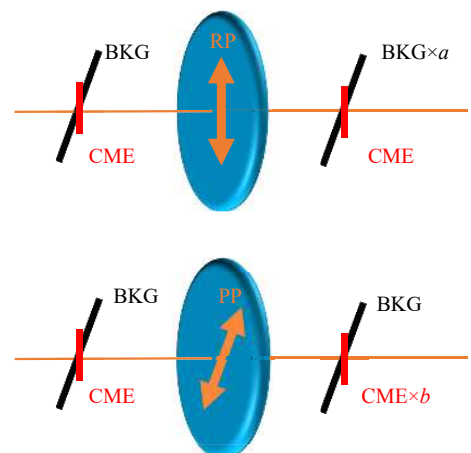


图 2 双平面方法示意图 [55]

经过简单的变换, CME 信号在观测量内的百分比 f_{CME} 可通过以下方式获得:

$$f_{\text{CME}} = \frac{\Delta\gamma_{\text{CME}}\{\text{PP}\}}{\Delta\gamma\{\text{PP}\}} = \frac{A/a-1}{1/a^2-1}. \quad (12)$$

式 (12) 表明, 通过计算 A 和 a 可以得到 CME 观测量内 CME 信号的百分比。然而, 参考文献 [58–59] 中指出, CME 信号的比例和椭圆流的反比可能是不同的。若假设以下关系成立:

$$\Delta\gamma_{\text{CME}}\{\text{PP}\} = b\Delta\gamma_{\text{CME}}\{\text{SP}\}, \quad (13)$$

其中 b 代表 CME 信号相对于不同平面的比值。通过替换式 (11) 中的相应部分, 可以得到一个新的关系式, 如下所示:

$$\Delta\gamma\{\text{SP}\} = a\Delta\gamma_{\text{Bkg}}\{\text{PP}\} + \Delta\gamma_{\text{CME}}\{\text{PP}\}/b. \quad (14)$$

因此, 当考虑 b 后, 更真实的 CME 信号在可观测值内的百分比可通过以下公式计算:

$$f_{\text{CME}}\{b\} = \frac{\Delta\gamma_{\text{CME}}\{\text{PP}\}}{\Delta\gamma\{\text{PP}\}} = \frac{A/a-1}{1/ab-1}, \quad (15)$$

其中: a 来自式 (9); A 来自式 (10); 还需要计算 b 值。在 AMPT 模型中, CME 信号是通过影响初始状态下的一定比例的部分子来模拟的, CME 影响的部分子的比例在本文中用 p 表示。在我们的模型中, b 的值可以通过使用以下公式得到:

$$b = \frac{\Delta\gamma\{\text{PP}\}(p \neq 0) - \Delta\gamma\{\text{PP}\}(p = 0)}{\Delta\gamma\{\text{SP}\}(p \neq 0) - \Delta\gamma\{\text{SP}\}(p = 0)}, \quad (16)$$

其中分子和分母分别表示相对于参与者和旁观者平面的观测量内的 CME 信号。

2 结果与讨论

在这一节中, 我们介绍 AMPT 关于带电粒子相对于旁观者和参与者平面的电荷相关方位角的计算结果, 并将其与 STAR 同质异位素碰撞的实验结果进行了比较。我们选取的末态带电强子范围与 STAR 实验一致, 为 $0.2 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ 和 $|\eta| < 1$ 。为了与实验的情况相符合, 下面的结果是用末态强子的事件平面 (EP) 代替了式 (9)~(16) 中的参与者反应平面 (PP), 同时要注意 $\Delta\gamma\{\text{EP}\} = \gamma_{\text{OS}}\{\text{EP}\} - \gamma_{\text{SS}}\{\text{EP}\}$, $\gamma\{\text{EP}\} = \langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\psi_{\text{EP}}) \rangle / R$, 其中 R 与式 (7) 中的 R 是相同的, 而 $\Delta\gamma\{\text{SP}\}$ 的计算不需要进行修正。

图 3 展示了 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$ 和 $\Delta\gamma\{\text{SP}\}$ 的中心度依赖, 在 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞中 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$ 和 $\Delta\gamma\{\text{SP}\}$ 的中心度依赖来自不同强度 CME 的 AMPT 模型的结果。

当模型中 CME 的强度大于 5% 后, $\Delta\gamma\{\text{SP}\}$ 大于 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$, 这表明 $\Delta\gamma\{\text{SP}\}$ 对 CME 比 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$ 更敏感, 因为旁观者平面与磁场方向的相关性比参与者平面 (事件平面) 更强。

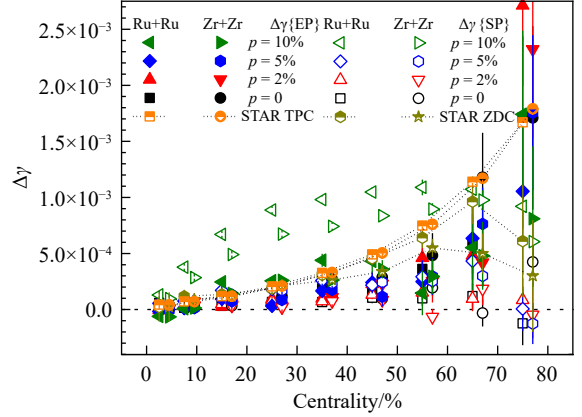


图 3 来自不同强度 CME 的 AMPT 模型的 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的同质异位素碰撞的 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$ (实心符号) 和 $\Delta\gamma\{\text{SP}\}$ (空心符号) 随中心度的分布, 并与 STAR 合作组的结果 [38] (用虚线连接的半实心符号) 进行了对比 (在线彩图)

实验结果 [38] 表明中心度为 20%~50% 时更有可能测得 CME 信号。后面我们通过 CME 的强度 $p = 10\%$, 中心度取 20%~50% 为例给出相应的计算结果。图 4 中, 横轴分别表示 Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞, 纵轴表示的数值结果来自比值公式, A 可以通过式 (10) 计算得到, 要注意 $\Delta\gamma\{\text{PP}\}$ 用修正后的 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$ 代替, a 可通过式 (9) 得到, 其中用 $v_2\{\text{EP}\}$ 代替 $v_2\{\text{PP}\}$, 式 (16) 中 $\Delta\gamma\{\text{PP}\}$ 也是用修正后的 $\Delta\gamma\{\text{EP}\}$ 代替。可以发现, A 的值比 a 大, b 的值比 a 小。

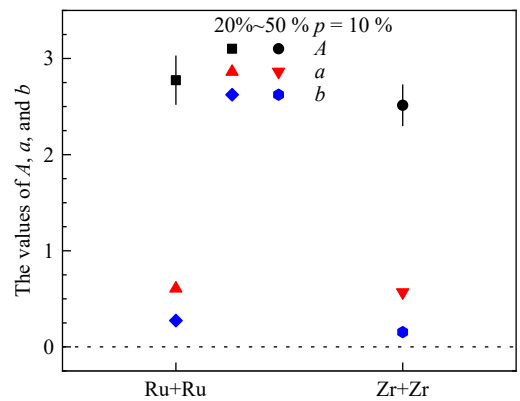


图 4 来自具有 CME 的 AMPT 模型碰撞能量是 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的同质异位素碰撞, 当中心度为 20%~50%, CME 强度是 $p = 10\%$ 时, A , a 和 b 的结果和误差 (在线彩图)

图 5 来源于图 4 中 A 与 a 和 b 与 a 的比值结果, 通过式 (12) 和式 (15) 可以发现, a 与 b 均大于 0, 当 A/a 的值大于 1 时, 表明观测量 $\Delta\gamma\{\text{PP}\}$ ($\Delta\gamma\{\text{EP}\}$) 中存在 CME 信号。

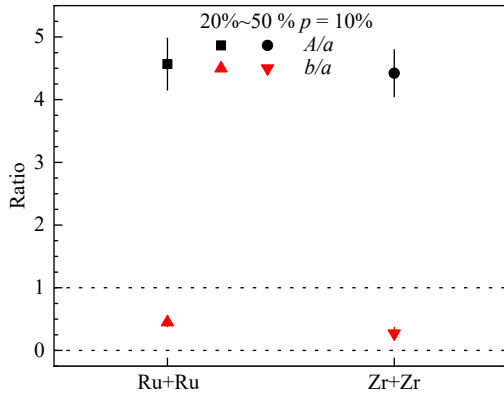


图 5 来自具有 CME 的 AMPT 模型碰撞能量是 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的同质异位素碰撞，当中心度为 20%~50%，CME 强度是 $p = 10\%$ 时， A/a 和 b/a 的结果和误差(在线彩图)

在图 6 中可以发现，同质异位素碰撞中心度为 20%~50%， $p = 10\%$ 时， $f_{CME}\{b\}$ 的值均小于 f_{CME} 的值。这表明，如果假定 $b = a$ ，CME 信号在可观测量 $\Delta\gamma$ 内的比例将被高估。同时，结合图 3 也可以发现，提取自 Ru+Ru 碰撞的 CME 信号 ($\Delta\gamma\{EP\}$ 和 f_{CME} 或 $f_{CME}\{b\}$ 的值相乘的结果)与提取自 Zr+Zr 碰撞的 CME 信号之比要大于 1，这表明实验上观测不到理论上预测来自 Ru+Ru 碰撞的 CME 信号与 Zr+Zr 碰撞的 CME 信号之比要大于 1 的情况的可能原因之一是 CME 的强度太小。出现 f_{CME} 大于 1 的情况可能是由于式 (12) 定义的 f_{CME} 是基于“相对于两平面的 CME 信号比例与 v_2 的比例成反比”的条件下成立，但是我们通过加入 CME 后的 AMPT 模型模拟发现这个条件是不成立的，因此只能通过式 (15) 定义的 $f_{CME}\{b\}$ 才能更准确得到观测量中信号的比例。在文献 [73] 中，我们也证明使用 $f_{CME}\{b\}$ 计算可观测量 $\Delta\gamma$ 中 CME 信号的比例更加合理。

在图 7 中可以发现， b 的值随演化的进行而减小。这表明相对于不同平面的 CME 信号之间的相关性越来越小，可以理解为重离子碰撞演化过程中末态相互作用

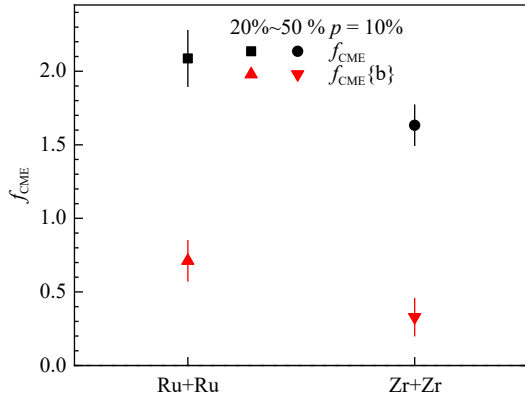


图 6 来自具有 CME 的 AMPT 模型碰撞能量是 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的同质异位素碰撞，当中心度为 20%~50%，CME 强度是 $p = 10\%$ 时， f_{CME} 和 $f_{CME}\{b\}$ 的结果和误差(在线彩图)

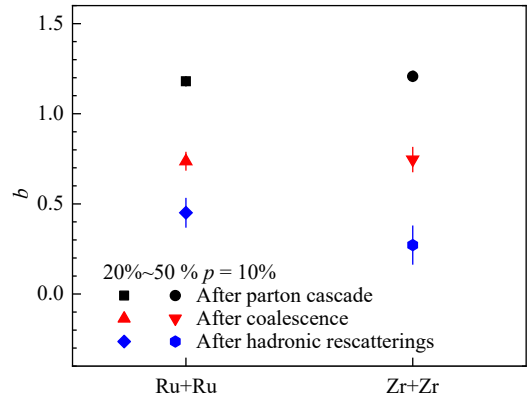


图 7 来自具有 CME 的 AMPT 模型碰撞能量是 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的同质异位素碰撞，当中心度为 20%~50%，CME 强度是 $p = 10\%$ 时，三种不同演化阶段的 b (实心符号)的结果和误差(在线彩图)

产生的退关联的结果 [53, 70, 76]，部分子级联后 b 的值出现大于 1 的情况可能是由于存在非流效应的影响。

可能有两个原因导致 b 和 a 值的不同，示意图为图 8。一是在参考文献 [70] 中，已经发现了相对论重离子碰撞中电荷分离通过演化后其强度显著降低，这种减弱可高达一个数量级，即末态相互作用会大大减少最终幸存下来的 CME 信号；二是沿磁场方向(靠近重叠区长轴)的 CME 信号比其他地方的信号有更大的阻尼，这导致幸存信号从初始磁场方向向短轴背景方向旋转，但 CME 信号仍然存在。如果假设 CME 仍然沿着磁场方向一样，取 $b = a$ 可以用来提取这部分的 CME 信号。因此，实验提取的 CME 信号是受末态演化影响后的 CME 信号的上限。同时，非流效应的影响也值得关注 [58]。

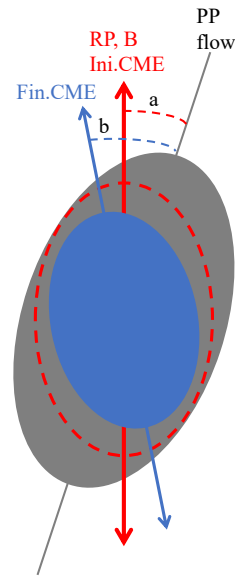


图 8 造成 b 和 a 值不同的原因示意图(在线彩图)

灰色表示集体流的情况，红色箭头表示磁场方向以及初态 CME 信号方向，蓝色箭头表示末态 CME 信号方向(来自与王福强教授的讨论)。

3 结论

基于具有不同强度 CME 的多相输运模型, 用重新考量的双平面方法确定了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的同质异位素碰撞中 $\Delta\gamma$ 中的 CME 信号的比例。我们计算了相对于旁观者平面和参与者平面的椭圆流 v_2 和 CME 观测值 $\Delta\gamma$, 发现了 CME 信号相对于两个不同平面的比值 b 与同质异位素碰撞中椭圆流相对于两个不同平面的比值 a 不同。结果表明, 在目前的实验研究中假定 a 和 b 相等, 可能会导致末态 CME 信号的比例被高估。同时, 随着 AMPT 模型模拟碰撞的演化阶段不同, 末态的 b 的值有所下降, 这表明相对于旁观者和参与者平面的手征磁效应的退关联可能是由同质异位素碰撞中末态相互作用引起的。我们期望我们的研究能够为将来准确测量相对论重离子碰撞中的手征磁效应信号的比例提供理论参考。致谢感谢王福强教授和廖劲峰教授的讨论, 这些讨论对本文的工作产生了重要的启发。

参考文献:

- [1] KOLB P F, SOLLFRANK J, HEINZ U. *Phys Rev C*, 2000, 62: 054909.
- [2] TEANEY D, LAURET J, SHURYAK E V. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 4783.
- [3] YAN L. *Chin Phys C*, 2018, 42(4): 042001.
- [4] SHEN C, YAN L. *Nucl Sci Tech*, 2020, 31(12): 122.
- [5] SONG H, ZHOU Y, GAJDOŠOVÁ K. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28(7): 99.
- [6] LAN S W, SHI S S. *Nucl Sci Tech*, 2022, 33(3): 21.
- [7] WU S, SHEN C, SONG H. *Chin Phys Lett*, 2021, 38(8): 081201.
- [8] SKOKOV V V, ILLARIONOV A Y, TONEEV V D. *Int J Mod Phys A*, 2009, 24: 5925.
- [9] BZDAK A, SKOKOV V. *Phys Lett B*, 2012, 710: 171.
- [10] DENG W T, HUANG X G. *Phys Rev C*, 2012, 85: 044907.
- [11] ZHAO X L, MA Y G, MA G L. *Phys Rev C*, 2018, 97(2): 024910.
- [12] ZHAO X L, MA G L, MA Y G. *Phys Lett B*, 2019, 792: 413.
- [13] CHEN Y, SHENG X L, MA G L. *Nucl Phys A*, 2021, 1011: 122199.
- [14] KHARZEEV D E, LIAO J. *Nature Rev Phys*, 2021, 3(1): 55.
- [15] HUANG X G. *Rept Prog Phys*, 2016, 79(7): 076302.
- [16] HATTORI K, HUANG X G. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28(2): 26.
- [17] GAO J H, MA G L, PU S, et al. *Nucl Sci Tech*, 2020, 31(9): 90.
- [18] KHARZEEV D. *Phys Lett B*, 2006, 633: 260.
- [19] KHARZEEV D E, MCLERRAN L D, WARRINGA H J. *Nucl Phys A*, 2008, 803: 227.
- [20] FUKUSHIMA K, KHARZEEV D E, WARRINGA H J. *Phys Rev D*, 2008, 78: 074033.
- [21] VOLOSHIN S A. *Phys Rev C*, 2004, 70: 057901.
- [22] ABELEV B I, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 251601.
- [23] ABELEV B I, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2010, 81: 054908.
- [24] ADAMCZYK L, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2013, 88(6): 064911.
- [25] ADAMCZYK L, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 052302.
- [26] ABELEV B, et al (ALICE Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2013, 110(1): 012301.
- [27] BZDAK A, KOCH V, LIAO J. *Phys Rev C*, 2011, 83: 014905.
- [28] LIAO J, KOCH V, BZDAK A. *Phys Rev C*, 2010, 82: 054902.
- [29] SCHLICHTING S, PRATT S. *Phys Rev C*, 2011, 83: 014913.
- [30] WANG F. *Phys Rev C*, 2010, 81: 064902.
- [31] WU W Y, SHOU Q Y, CHRISTAKOGLU P, et al. *Phys Rev C*, 2023, 107(3): L031902.
- [32] WANG F Q, ZHAO J. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29(12): 179.
- [33] ZHAO J, et al (ALICE Collaboration). *Nucl Phys A*, 2021, 1005: 121766.
- [34] ZHAO J, WANG F. *Prog Part Nucl Phys*, 2019, 107: 200.
- [35] WANG F. CME – Experimental Results and Interpretation[C]//29th International Conference on Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions. 2022.
- [36] LI W, WANG G. *Ann Rev Nucl Part Sci*, 2020, 70: 293.
- [37] ADAM J, et al (STAR Collaboration). *Nucl Sci Tech*, 2021, 32(5): 48.
- [38] ABDALLAH M S, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2022, 105(1): 014901.
- [39] VOLOSHIN S A. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 172301.
- [40] DENG W T, HUANG X G, MA G L, et al. *Phys Rev C*, 2016, 94: 041901(R).
- [41] KOCH V, SCHLICHTING S, SKOKOV V, et al. *Chin Phys C*, 2017, 41(7): 072001.
- [42] DENG W T, HUANG X G, MA G L, et al. *Phys Rev C*, 2018, 97(4): 044901.
- [43] CHOUDHURY S, DONG X, DRACHENBERG J, et al. *Chin Phys C*, 2022, 46(1): 014101.
- [44] XU H J, LI H, WANG X, et al. *Phys Lett B*, 2021, 819: 136453.
- [45] XU H J, ZHAO W, LI H, et al. *Phys Rev C*, 2023, 108(1): L011902.
- [46] ZHANG C, JIA J. *Phys Rev Lett*, 2022, 128(2): 022301.
- [47] JIA J, ZHANG C. *Phys Rev C*, 2023, 107(2): L021901.
- [48] JIA J. *Phys Rev C*, 2022, 105(1): 014905.
- [49] JIA J. *Phys Rev C*, 2022, 105(4): 044905.
- [50] XU H J, WANG X, LI H, et al. *Phys Rev Lett*, 2018, 121(2): 022301.
- [51] LI H, XU H J, ZHOU Y, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 125(22): 222301.
- [52] LI H, XU H J, ZHAO J, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98(5): 054907.
- [53] ZHAO X L, MA G L. *Phys Rev C*, 2022, 106: 034909.
- [54] KHARZEEV D E, LIAO J, SHI S. *Phys Rev C*, 2022, 106(5): L051903.
- [55] XU H J, ZHAO J, WANG X, et al. *Chin Phys C*, 2018, 42(8): 084103.
- [56] ZHAO X L, MA G L, MA Y G. *Phys Rev C*, 2019, 99(3): 034903.
- [57] ABDALLAH M S, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2022, 128(9): 092301.
- [58] FENG Y, ZHAO J, LI H, et al. *Phys Rev C*, 2022, 105(2): 024913.
- [59] SHI S, JIANG Y, LILLESKOV E, et al. *Annals Phys*, 2018, 394: 50.

- [60] LIN Z W, KO C M, LI B A, et al. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064901.
- [61] MA G L, LIN Z W. *Phys Rev C*, 2016, 93(5): 054911.
- [62] LIN Z W, ZHENG L. *Nucl Sci Tech*, 2021, 32(10): 113.
- [63] LIN Z W. *Phys Rev C*, 2014, 90(1): 014904.
- [64] ORJUELA KOOP J D, ADARE A, MCGLINCHEY D, et al. *Phys Rev C*, 2015, 92(5): 054903.
- [65] MA G L, BZDAK A. *Nucl Phys A*, 2016, 956: 745.
- [66] HE Y, LIN Z W. *Phys Rev C*, 2017, 96(1): 014910.
- [67] HUANG L, MA G L. *Chin Phys C*, 2021, 45: 074110.
- [68] CHEN Q, MA G L. *Phys Rev C*, 2022, 106(1): 014907.
- [69] CHEN Q, WANG H S, MA G L. *Phys Rev C*, 2023, 107(3): 034910.
- [70] MA G L, ZHANG B. *Phys Lett B*, 2011, 700: 39.
- [71] POSKANZER A M, VOLOSHIN S A. *Phys Rev C*, 1998, 58: 1671.
- [72] ABDALLAH M S, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2021, 103(6): 064907.
- [73] CHEN B X, ZHAO X L, MA G L. *Phys Rev C*, 2024, 109(2): 024909.
- [74] BLOCZYNSKI J, HUANG X G, ZHANG X, et al. *Phys Lett B*, 2013, 718: 1529.
- [75] SHI S, ZHANG H, HOU D, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 242301.
- [76] HUANG L, NIE M W, MA G L. *Phys Rev C*, 2020, 101(2): 024916.

Search for the Chiral Magnetic Effect via Two-plane Method in Isobar Collisions

CHEN Bangxiang^{1,2}, ZHAO Xinli^{1,2,3}, MA Guoliang^{1,2,†}

(1. Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China;

2. Shanghai Research Center for Theoretical Nuclear Physics, NSFC and Fudan University, Shanghai 200438, China;

3. College of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: The search for chiral magnetic effects (CME) in relativistic heavy-ion collisions helps us to understand CP symmetry breaking in strong interactions and the topological nature of the quantum chromodynamic (QCD) vacuum. A two-plane method was proposed based on the fact that the background and signal of CME have different correlations relative to the spectator plane and the participant plane. Using a multiphase transport model with different input strengths of CME, we revisit the two-plane method in isobar collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The relative correlations of the CME signal and background to two different planes were found to be different, which is inconsistent with the assumptions made in the current experimental measurements. The difference arises from the decorrelation of the CME relative to the spectator and participant planes, which originates from the final state interactions. Our finding suggests that the current experimental measurements may overestimate the fraction of the CME signal in the final state in relativistic heavy-ion collisions.

Key words: chiral magnetic effect; two-plane method; isobar collisions

Received date: 07 Aug. 2023; **Revised date:** 13 Feb. 2024

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (12325507, 12147101, 11890714, 11835002, 11961131011, 11421505, 12105054); National Key Research and Development Program of China (2022YFA1604900); Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (XDB34030000); Guangdong Major Project of Basic and Applied Basic Research (2020B0301030008)

† **Corresponding author:** MA Guoliang, E-mail: glna@fudan.edu.cn