物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

中高能重离子碰撞中的电磁场效应和手征反常现象

赵新丽　马国亮　马余刚

Electromagnetic field effects and anomalous chiral phenomena in heavy-ion collisions at intermediate and high energy

Zhao Xin-Li　Ma Guo-Liang　Ma Yu-Gang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 112502 (2023)　DOI: 10.7498/aps.72.20230245
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230245
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

专题: 高能重离子碰撞过程的自旋与手征效应

中高能重离子碰撞中的电磁场效应和手征反常现象*

赵新丽[1)2)] 马国亮[1)2)†] 马余刚[1)2)‡]

1) (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)

2) (复旦大学, 理论物理专款上海核物理理论研究中心, 上海 200438)

(2023 年 2 月 20 日收到; 2023 年 3 月 31 日收到修改稿)

重离子碰撞可以产生极强的电磁场和高温高密量子色动力学 (QCD) 物质, 诱导很多重要手征反常现象, 例如手征磁效应和手征磁波. 本文围绕手征反常现象中的诸多物理要素, 详细介绍包括相对论重离子碰撞中不同碰撞系统和能量下的电磁场特性、同质异位素碰撞中寻找手征磁效应、手征磁波特性、中低能重离子碰撞中磁场效应等一系列与电磁场和手征反常现象相关的理论研究成果. 相关研究有助于实验中寻找强相互作用中的电荷宇称 ($\mathcal{CP}$) 破缺的证据, 加深对 QCD 真空涨落和宇宙中正反物质不对称问题的理解.

关键词: 磁场, 形变核, 手征磁效应, 手征磁波

PACS: 25.75.-q, 25.70.-z **DOI:** 10.7498/aps.72.20230245

1 引 言

夸克和胶子作为标准模型中基本粒子的成员之一, 它们之间的强相互作用规律一直是高能核物理研究的重点. 同时, 宇宙大爆炸理论认为, 婴儿时期的宇宙存在由夸克和胶子为主的时期. 由于强相互作用特有的色禁闭和渐近自由的特性, 实验中很难直接观测到自由状态的夸克. 夸克是自旋为1/2的费米子, 它们之间的强相互作用力通过自旋为1的玻色子-胶子进行传递, 夸克和胶子之间的这种强相互作用由规范场论——量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD) 描述[1,2]. 高能重离子碰撞的主要科学目标就是探索和研究夸克和胶子在极度高温高密下的新物质相——夸克胶子等离子体 (quark gluon plasma, QGP) 的性质[3–8]. 在相对论重离子碰撞中, 夸克胶子等离子体状态被认为产生于碰撞的早期阶段, 但实验上只能探测到末态粒子的信息, 因此目前对 QGP 的研究, 只能通过与 QGP 相关的末态实验观测量来间接开展.

在整个重离子碰撞过程中, 核物质先后处于压缩、膨胀的阶段, 经历非平衡和热平衡的过程. 由于还未达到完全热平衡的粒子系统会出现某些特定的集体运动倾向, 但达到完全热平衡的粒子系统会出现无规则的无序热运动, 这样的粒子系统的无规则运动叠加特定的集体运动使得粒子系统具有集体的定向运动, 人们称之为“流”[9–16]. 目前在重离子碰撞中已经发现了这样的集体流现象, 这种集体行为一般通过末态粒子在动量空间中的各向异性参数 v_n 表示, 它可以用傅里叶函数展开[17]:

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1604900)、国家自然科学基金 (批准号: 12147101, 11890714, 11835002, 11961131011, 11421505, 12105054)、中国科学院战略优先研究计划 (批准号: XDB34030000) 和广东省基础与应用基础研究重大项目 (批准号: 2020B0301030008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: glma@fudan.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: mayugang@fudan.edu.cn

$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\phi} \propto 1+2\sum_{n=1} v_n\cos\left[n(\phi-\Psi_n)\right]$, 其中 v_1 是定向流, 描述了碰撞产生的粒子在 x-z 平面上的方位角分布, 它隐含了碰撞最早阶段的信息; v_2 是椭圆流, 描述碰撞系统在初始几何空间由于椭圆状的各向异性产生的压力梯度的效果, 它直接和碰撞早期的动力学相关; 此外还有三角流 v_3, 以及其他更高阶的集体流, 它们与初态涨落相关[18–21].

一个物体或一个系统若能与其镜像区分, 可称其具有"手性"特征, 比如我们的双手, 左手是右手不可重叠的镜像; 无论两只手的方向如何, 都不可能使两只手的所有主要特征在所有轴上重合, 如果一个人试图用左手和另一个人的右手握手, 或者把左手手套戴在右手上, 这种对称性的差异就会变得很明显. 手性是一个不对称的性质, 在许多学科中都非常重要. 比如, 数学中手性是一个图形的性质, 如果一个图形不能仅通过旋转和平移映射到它的镜像, 那么它就是手性的. 在物理学中, 手性与粒子的自旋性质有关, 一个物体的手性由粒子的自旋方向决定. 与螺旋度的概念不同, 手性是一种内在的量子力学性质, 螺旋度是自旋沿粒子的线性动量的投影, 而手性较为复杂, 它由粒子以 Poincaré 基团的右向和左向表示变换决定. 一个粒子的手性与螺旋度只有在粒子无质量的情况下才是相同的. 夸克也是具有这样的手性特征的, 也称其为手征费米子. 例如, 根据手征的定义, 可以将强相互作用的夸克分为两类: 左手和右手. 微观世界中手征费米子在与规范场相互作用时, 会发生量子反常效应, 导致量子情形下费米子手征流的经典守恒律被破坏, 这称为手征反常现象. 在理论物理中, 手征反常是手征电流的反常不守恒, 例如在一个系统中左手和右手粒子应该相同, 但观察后发现左手比右手粒子数多. 根据经典守恒定律, 这样的情况应该是被禁止的, 但是我们知道一定有方法可以打破这种现象, 因为已经有电荷宇称破缺($\mathcal{CP}$ 破缺) 的证据. 其他的不平衡也有可能是由于打破了这种手征定律而引起的. 此外, 物理学家怀疑: 宇宙中可观测到的物质比反物质多, 这可能也是由手征反常引起的. 目前, 对手征对称破缺规律的研究是目前微观世界的物理研究中的一个重要课题.

1956 年, 李政道和杨振宁[22] 发现了弱相互作用中空间镜像的宇称 ($\mathcal{P}$) 破缺, 随后在 1964 年 Christenson 等[23] 在中性 K-介子混合中发现了弱相互作用中的 $\mathcal{CP}$ 破缺. $\mathcal{CP}$ 破缺是解释宇宙中物质-反物质不对称的必要条件之一, 然而已知的 $\mathcal{CP}$ 破缺尺度太小并不足以解释今天宇宙的正物质含量问题. 一种可能是在标准模型中的非阿贝尔规范场的强相互作用中也存在 $\mathcal{CP}$ 破缺, 但目前还未证实, 相对论重离子碰撞中手征反常现象的研究为寻找强相互作用中 $\mathcal{CP}$ 破缺现象提供了可能. 剥离了电子之后的带有正电荷的原子核以接近光速的运动速度发生相对论重离子碰撞, 据此理论计算表明在碰撞的早期阶段会产生极强磁场[24–26]. 比如, 位于美国布鲁海文国家实验上的相对论重离子对撞机 (relativistic heavy ion collider, RHIC) 产生的磁场强度达 10^{18} G ($1\ \mathrm{G} = 10^{-4}$ T), 约是目前地球上人工磁场强度的 10^{11} 倍, 这是目前人类已知的最强的磁场[27,28], 如图 1 所示. 在此极强磁场环境中的 QGP会产生一些新奇的手征反常现象, 比如手征磁效应 (chiral magnetic effect, CME)[29–32]、手征分离效应 (chiral separation effect, CSE)[33,34]、手征涡旋效应 (chiral vorticity effect, CVE)[35], 以及由此引发的手征磁波 (chiral magnetic wave, CMW)[36]和手征涡旋波 (chiral vorticity wave, CVW)[35] 等. 这些手征反常现象的研究既可以作为 QGP 存在的一个重要判据, 也为探测强相互作用中 $\mathcal{CP}$ 破缺提供了可能的实验手段[37].

这篇综述文章总结了我们课题组近年来研究的从 40 MeV 到 5.02 TeV 能量下从大系统铅核-铅核 ($\mathrm{Pb}+\mathrm{Pb}$) 碰撞到小系统质子-金核 ($\mathrm{p}+\mathrm{Au}$) 碰撞中, 与磁场、CME 和 CMW 相关的物理现象. 第 2 节主要介绍重离子碰撞中磁场的计算方法以及不同碰撞能量和碰撞系统下磁场性质的结果;

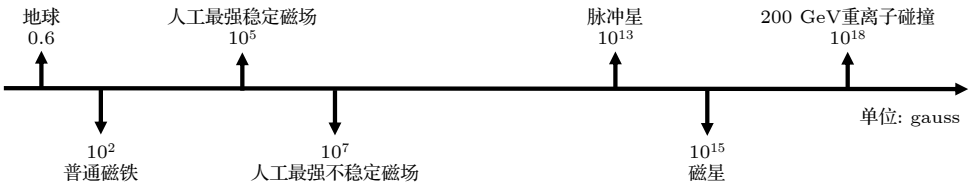

图 1 自然界中的磁场强度

Fig. 1. Magnetic field strengths in nature.

第 3 节详细介绍重离子碰撞中的 CME, 以及相关的研究方法和研究结果, 涉及大系统 A + A 碰撞、小系统 p + A 碰撞和同质异位素碰撞的结果; 第 4 节详细介绍重离子碰撞中的 CMW 以及相关的研究结果, 主要包括大系统 A + A 碰撞及新奇的 CMW 现象的结果; 第 5 节主要展示中低能重离子碰撞中与磁场相关现象的一些研究结果; 最后, 第 6 节是总结和展望.

2 磁 场

在相对论重离子碰撞中, 高速带电的离子 (例如 $\sqrt{s}=200$ GeV 的 RHIC 能量下的金原子核, 其质子数 $Z=79$) 几乎是接近光速运动, 因此可以产生极强的磁场. 磁场大小的粗略估算如下: $eB\sim\gamma\alpha_{\rm s}Z/b^2$, 其中精细结构常数 $\alpha_{\rm s}\approx 1/137$, b 是碰撞参数, 洛伦兹因子 $\gamma=(\sqrt{s}/2)/m_{\rm N}$ ($\sqrt{s}/2$ 是碰撞中每个核子的能量, $m_{\rm N}$ 是核子质量). 在 RHIC 碰撞能量下, $eB\sim 1/(1\ {\rm fm})^2\sim(\mathrm{m}_\pi^2)$, 这里 fm 是典型的强相互作用尺度. 在重离子碰撞中, 可以用逐事件的方法定量地计算重离子碰撞中电磁场大小, 下面将介绍计算方法和结果.

2.1 电磁场的计算方法

通过李纳-维谢尔 (Liénard-Wiechert) 势, 可以得到运动的带电粒子在不同时刻 (t) 不同场点 ($\boldsymbol{r}$) 产生的电磁场, 这里 ($\boldsymbol{r},t$) 是场点的时空坐标, 产生磁场的源点的时空坐标是 ($\boldsymbol{r}',t'$). 由于电磁场的推迟势效应, 带电粒子在源点 t' 时刻产生的电磁场需要经过一段时间才能被 t 时刻的场点 $\boldsymbol{r}$ 接收, 场点产生的磁场与源点产生磁场之间在自然单位制下存在 $t'=t-|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|$ 的关系. 基于此, 可以得到沿着 z 方向碰撞的两个原子核产生的电磁场的计算公式:

$$e\boldsymbol{E}(t,\boldsymbol{r})=\frac{e^2}{4\pi}\sum_n Z_n\frac{\boldsymbol{R}_n-R_n\boldsymbol{v}_n}{(R_n-\boldsymbol{R}_n\cdot\boldsymbol{v}_n)^3}(1-v_n^2),\quad(1)$$

$$e\boldsymbol{B}(t,\boldsymbol{r})=\frac{e^2}{4\pi}\sum_n Z_n\frac{\boldsymbol{v}_n\times\boldsymbol{R}_n}{(R_n-\boldsymbol{R}_n\cdot\boldsymbol{v}_n)^3}(1-v_n^2),\quad(2)$$

式中, Z_n 表示第 n 个质子的电荷数, 并且在重离子碰撞中 $Z_n=1$; v_n 表示第 n 个质子在 t_n 时刻的速度. 对质心系下能量是 $\sqrt{s}/2$ 的质子, 碰撞方向上的速度 $v_z=\sqrt{1-(2m_{\rm N}/\sqrt{s})^2}$, $m_{\rm N}=0.938$ GeV 是质子的质量; $\boldsymbol{R}_n=\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n$ 是带电粒子的源点相对于产生磁场的场点的位置; 然后对系统中所有带电的质子进行求和, 得到一次碰撞事件中总的电磁场. 上面的计算中, 把质子看作点电荷, 由公式 (2) 可以看出, 当源点与场点的相对距离太近时, 产生的电磁场接近发散. 为了避免这个问题, 在实际的计算中考虑源点与场点的距离 $R_n>0.3$ fm. 除此之外, 两个原子核在 z 方向接近光速运动, 因此在对磁场的计算中也要注意考虑运动方向上核子厚度的洛伦兹收缩效应. 同时, 不难发现, 在非相对论情况 ($v_n\ll c$) 下, 公式 (2) 即可回到静态库仑场的计算形式. 需要说明的是, 本文相关公式和单位的表达使用了自然单位制形式 ($\hbar=c=\epsilon_0=1$); 对于大系统碰撞, 除非特殊说明, 电磁场的场点一般是 ($\boldsymbol{r}=0$, $t=0$); 对于小系统碰撞, 场点一般是 ($\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_{\rm c}$, $t=0$), 其中 $\boldsymbol{r}_{\rm c}$ 为碰撞中参与碰撞的核子的质心.

2.2 相对论重离子碰撞中的电磁场

研究重离子碰撞有两大类工具, 一是实验上的重离子对撞机, 二是理论模型. 常用的理论模型可以模拟不同能量的重离子碰撞, 比如输运模型、流体动力学模型以及热模型, 本文主要用到其中的输运模型: 中低能量下的 BUU (Boltzmann Uheling Ulenbeck) 模型 [38] 和 EQMD (extended quantum molecular dynamics) 模型 [39], 高能量下的 AMPT (a multi-phase transport) 模型 [40]. 在磁场的计算中, 首先用模型模拟初始核子分布, 它们的空间分布可以写成球坐标系的 Woods-Saxon 形式:

$$\rho(r,\theta)=\rho_0/\{1+\exp[(r-R(\theta,\phi))/a]\},$$
$$R(\theta,\phi)=R_0[1+\beta_2Y_{2,0}(\theta,\phi)+\beta_3Y_{3,0}(\theta,\phi)],\quad(3)$$

其中, ρ_0 是正常的核子密度, R_0 是原子核半径, a 是表面扩散参数, β_2 和 β_3 是核子的四极和八极形变参数. 对无形变的原子核 $\beta_2=\beta_3=0$. 基于此, 可以计算重离子碰撞中产生的电磁场在空间任意场点的分布.

利用 (2) 式, 图 2 给出了欧洲核子中心大型强子对撞机 (large hadron collider, LHC) 能量下大系统 Pb + Pb 碰撞 (图 2(a)) 和小系统 p + Pb 碰撞 (图 2(b)) 产生的电磁场与碰撞参数 b 的关系 [41]. 从图 2(a) 可以看出, $\sqrt{s}=2.76$ TeV 能量下 Pb+Pb 碰撞中磁场分量大小与碰撞参数 b 有非常明显

的依赖关系: 磁场大小随碰撞参数 b 的增加有非常明显的增大关系, 直到最周边碰撞时磁场才开始有轻微的减小, 并且在 $b\approx 13$ fm 时, 磁场达到最大 ($eB\sim 70m_\pi^2$, 远大于 RHIC 能量下产生的磁场), 这就是说磁场在非对心碰撞时有最大值. 因此可以预期, 在研究大系统碰撞中与磁场有关的 CME 和 CMW 现象或其他磁场效应时, 应该在非对心碰撞中寻找. 需要说明的是, 对心碰撞中 B_y 主要受质子位置涨落的影响; 非对心碰撞中 B_y 还受到旁观质子几何区域电荷分布的影响. 因此相对于非对心碰撞, 对心碰撞中 B_y 和 $|B_y|$ 差异较大. 图 2(b) 给出了更高能量 $\sqrt{s}=5.02$ TeV 下的小系统碰撞中的电磁场与碰撞参数的关系. 相对于大系统碰撞, 小系统碰撞几何还存在另一个特殊性, 即碰撞事件的反应平面角是随机的, 因此事件平均后 $B_y=0$, 这和预测的完全一致; 但电磁场分量的绝对值随碰撞参数的增加先增大后减小, 并且 $|B_x|$ 都是在 $b\approx 8$ fm 时达到最大, $|B_y|$ 都是在 $b\approx R_{\rm A}$ 时有最大值, $R_{\rm A}$ 是指 Pb 核半径. 对于小系统碰撞的结果, 说明了虽然事件平均后的电磁场分量为零, 但是由于电磁场的绝对值非零并且磁场的绝对值最大仍然可达 $eB\sim 70m_\pi^2$, 这说明仍然有可能在小系统中观测到手征反常现象.

除了对称的大系统 A+A 碰撞和小系统碰撞外, 我们还研究了同质异位素 ${}^{96}_{44}$Ru + ${}^{96}_{44}$Ru 和 ${}^{96}_{40}$Zr+${}^{96}_{40}$Zr 碰撞中的电磁场与碰撞参数 b 的关系, 如图 3 所示 [42]. 最初选择这两个碰撞系统主要是因为二者具有相同的质量数和不同的质子数, 意味着它们会产生相同的背景效应和不同的磁场强度, 这对研究 CME 尤其重要. 本节着重介绍同质异位素中磁场的计算结果. 图 3(a) 和图 3(b) 中的两幅图分别展示了 $\sqrt{s}=200$ GeV 能量下 Ru + Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中的电磁场与 b 的关系, 对比图 2(a) 可以发现, 对于大系统碰撞, 电磁场与碰撞参数的依赖关系是类似的, 但由于碰撞能量和碰撞系统的不同, 产生的磁场的最大强度也相应不同, 但最大磁

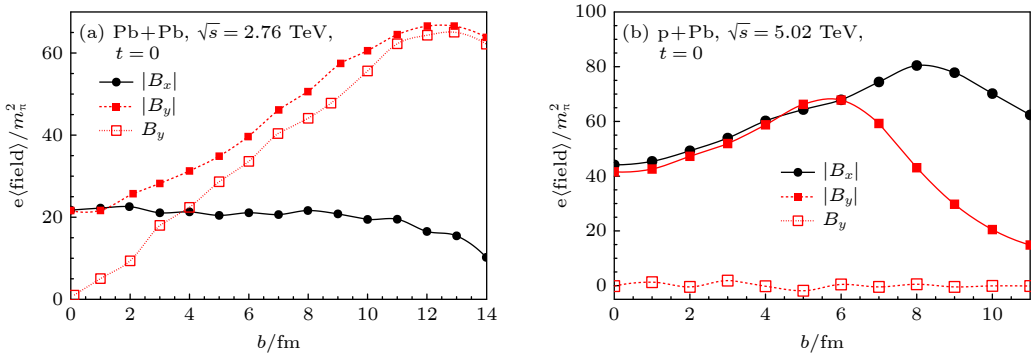

图 2 LHC 能量下 (a) Pb + Pb 碰撞和 (b) p + Pb 碰撞中的电磁场与碰撞参数 b 的关系

Fig. 2. Dependences of electromagnetic field on the impact parameter b for (a) Pb + Pb collisions and (b) p + Pb collisions at LHC energies.

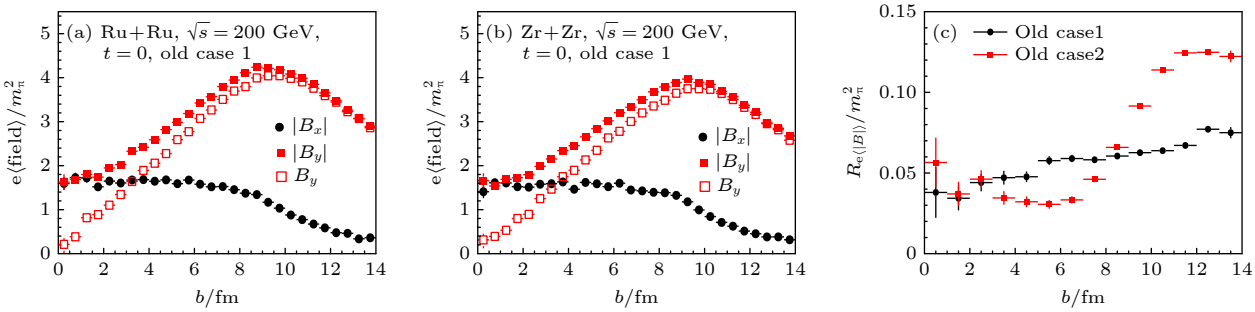

图 3 RHIC 能量下形变 old case1 情况下 (a) Ru + Ru 碰撞和 (b) Zr + Zr 碰撞中的电磁场与碰撞参数 b 的依赖关系; (c) 两个同质异位素碰撞中磁场的相对差异与碰撞参数 b 的依赖关系

Fig. 3. Dependences of electromagnetic fields on the impact parameter b for (a) Ru + Ru collisions and (b) Zr + Zr collisions at RHIC energy. (c) Dependence of the relative ratio between the magnetic fields in the two isobaric collisions on the impact parameter b.

场均是产生于非对心碰撞中. 这里只展示了一种形变参数 (old case1) 下两个同质异位素碰撞中的电磁场大小, 对于另一种形变参数设置 (old case2) 的结果由于篇幅原因不在这里展示. 但在图 3(c) 中给出了两种形变设置下产生的磁场强度的相对差异 $R_{e|B|}$, 其中 $R_Q \equiv 2(Q^{\mathrm{Ru+Ru}} - Q^{\mathrm{Zr+Zr}})/(Q^{\mathrm{Ru+Ru}} + Q^{\mathrm{Zr+Zr}})$, 它可以有效消除一些理论上的不确定性, 其中 Q 可以是任意的物理观测量, 这里是磁场的大小. 从图 3(c) 可以看出, 对 old case1, 从中心碰撞到周边碰撞, 二者磁场的相对差异由 4% 增加到 6%; 但对 old case2, 磁场的相对差异由中心碰撞时的 4% 逐渐减小到非对心碰撞时的 3%, 之后在周边碰撞中又增加到 11.5%. 需要说明的是, 这里 old case1 中 $\boldsymbol{B}$ 的相对差异与文献 [43] 的结果一致. 由此可以发现, 同质异位素碰撞中确实产生了足够大的磁场差异, 这有利于利用同质异位素碰撞研究 CME; 另外, 两种形变下磁场对碰撞参数的依赖关系是不同的, 这表明对于手征反常现象的研究需要准确合理地考虑原子核的形变效应.

前面展示了具有形变结构的原子核碰撞中的电磁场结果, 也确实观测到了磁场对原子核形变的依赖. 接下来将展示具有团簇结构的碳核与金核 (C + Au) 碰撞中的磁场与碰撞参数的关系. 图 4 所示 [44] 为非对称碰撞系统中的磁场大小, 由图可知, 磁场的最大值出现在非对心碰撞中. 特别是在周边碰撞中, 在碳核的链状构型中, 磁场的值是最大的, 其次是 Woods-Saxon 构型和三角构型. 这一结果表明, 可以通过研究磁场效应研究初始几何构型, 以深入了解其特殊的原子核结构.

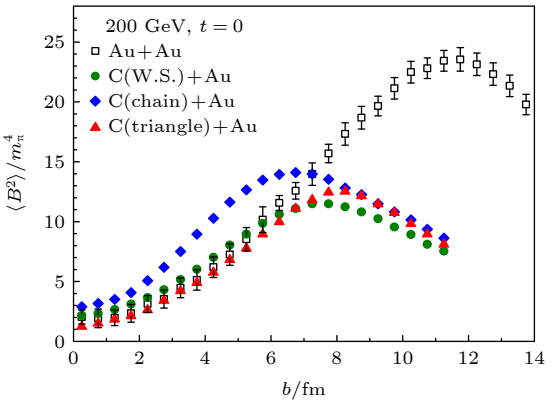

图 4 RHIC 能量下不对称碰撞系统中磁场对碰撞参数 b 的依赖性

Fig. 4. Dependences of the magnetic field on impact parameter b for the asymmetric collisions at RHIC energy.

以上结果展示的是电磁场对碰撞参数的依赖性, 由此我们知道了磁场的最大值产生条件, 但还有一个问题需要考虑. 相对论重离子碰撞发生的时间极其短暂, 在这极短的时间内, 磁场是不是一直存在呢? 图 5 给出了在纯真空中、纯导电介质中、混合情况中磁场强度的时间演化 [45]. 可以清楚地看到, 纯导电介质中的磁场强度在早期阶段上升, 在后期阶段缓慢下降. 因此, 在纯导电介质中, 在 $t \sim 0.05$ fm/c 左右的早期阶段, 明显表现出非单调性. 然而, 与这些纯介质的结果相比, 较接近真实的混合情况的结果显示出截然不同的行为, 即在早期阶段单调递减的行为, 和相应的纯真空结果之间的差异几乎无法区分, 而在后期阶段由于介质反馈效应的存在出现缓慢增强的行为. 除此之外, 不同碰撞能量对磁场的演化也有非常大的影响 [27,46], 总体上碰撞能量越高, 磁场衰减得越快. 总之, 一个较长的磁场寿命对于能否观测到手征磁效应至关重要, 然而需要指出的是, 目前学界对于磁场寿命的长短仍然存在争议.

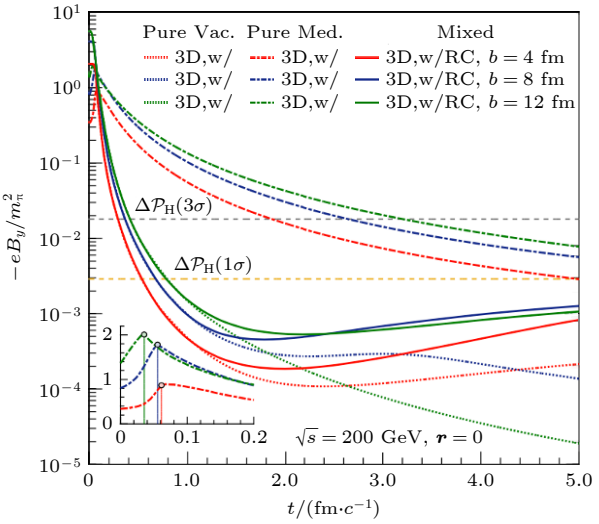

图 5 扩展的 KMW 模型给出的 Au + Au 碰撞中磁场强度随时间的演化

Fig. 5. Evolution of the magnetic fields in Au + Au collisions using the extended KMW model.

本节研究了磁场与碰撞能量、碰撞系统、碰撞参数、碰撞初始几何形状以及碰撞时间的关系. 从 (2) 式可以得到的结论是, 碰撞能量越大或者碰撞系统越大 (即质子数越多) 或者非对心碰撞, 磁场就越大. 但相对重离子碰撞过程, 磁场的寿命可能非常短暂, 这非常不利于在实验上直接探测到磁场

导致的物理效应. 因此, 需要借助敏感的实验观测量间接研究重离子碰撞中产生的磁场效应.

3 手征磁效应 (CME)

理论学家预测, QCD 真空中非平凡的胶子拓扑涨落会破坏强相互作用中的局部时空 $\mathcal{P}$ 和 $\mathcal{CP}$ 对称性. 这些真空涨落可以改变粒子的手征性, 即把左手费米子变成右手费米子, 反之亦然. 这种局部对称破缺可以引起手征不平衡, 即轴向手征化学势 μ_5, 它表示左手费米子和右手费米子数目差异. 在高能重离子碰撞中手征对称恢复相 QGP 的产生为研究这种局部 $\mathcal{P}$ 和 $\mathcal{CP}$ 破缺的奇特现象提供了一个前所未有的机会.

类比欧姆定律中电流的产生, 相对论重离子碰撞产生的极强磁场, 在作为导电介质的 QGP 中也应该可以产生电流. 这种情况下的矢量电流 $\boldsymbol{J}$ 是时间反演 $\mathcal{T}$ 奇宇称的, 然而磁场 $\boldsymbol{B}$ 是偶宇称的轴矢量, 这种情况通常在理论上是禁戒的. 但是, 如果介质本身具有手征性, 那这种情况就有可能发生. 如图 6 所示, 具有手征性质的 QGP 在轴化学势 μ_5 非零时, 其宇称镜像有相反的 μ_5, 这样可以产生一个矢量电流, 此即为 CME[29–32]:

$$\boldsymbol{J}^{\rm CME} = \sigma_5 \boldsymbol{B}, \tag{4}$$

其中 $\sigma_5 = \dfrac{Q}{2\pi^2}\mu_5$ 是手征磁导率, 输运系数 σ_5 是偶 $\mathcal{T}$ 宇称, 但通常的电导率 σ 是奇 $\mathcal{T}$ 宇称, 表示 $\boldsymbol{J}^{\rm CME}$ 可以作为平衡电流产生而且不产生熵, 而通常的导电电流是耗散的.

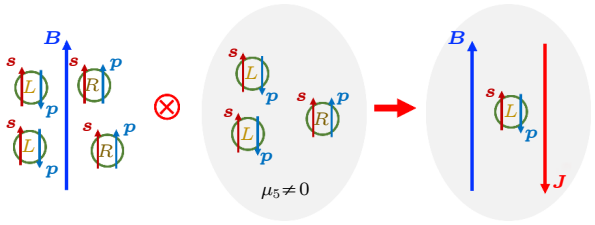

图 6 CME 示意图, 图片来自文献 [35]

Fig. 6. Schematic diagram of CME, which is taken from Ref. [35].

与手征磁效应互补的一种输运现象, 被称为手征分离效应 (CSE), 即在相应外场存在的某些情况下, 轴向电流也是可以产生的: $\boldsymbol{J}_5^{\rm CSE} = \sigma_{\rm S}\boldsymbol{B}$, 与 CME 电流的公式类似, 其中系数 $\sigma_{\rm S} = \dfrac{Qe}{2\pi^2}\mu_{\rm S}$ 称为 CSE 的电导率. 其实 CME 和 CSE 是同一个硬币的两面, 这就是为什么它们的电导率都是由手征反常系数决定的. 但要注意的是, 当相关的规范场动态变化时, 需要对 CME 和 CSE 的系数进行辐射修正. 类似电场和磁场可以诱导电磁波, 在相对论重离子碰撞中, CME 和 CSE 的耦合也会诱导手征磁波, 关于手征磁波的介绍, 将在第 4 节中详细说明. 本节将重点介绍 CME 相关的研究.

由以上介绍可知, 相对论重离子碰撞为研究强磁场环境下 QCD 真空的拓扑特性以及手征反常现象提供了一个绝佳的实验方法 [27,47–49]. 目前对 CME 的理论描述已经在诸如流体动力学、动力学理论等框架下开展, 这些理论框架中的大部分假定夸克是无质量的. 虽然有限的夸克质量不会改变 CME, 但我们确实期望夸克质量对轴向电荷的动力学有影响, 比如大的夸克质量将影响夸克和轴向电流的耦合. 考虑质量项后, 轴向流反常方程可以表达为

$$\partial_\mu J_5^\mu = 2im\bar{\psi}\gamma^5\psi - \frac{e^2}{16\pi^2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\mu\nu}F_{\rho\sigma} - \frac{g^2}{16\pi^2}tr\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}G_{\mu\nu}G_{\rho\sigma}, \tag{5}$$

式中, 右边第一项是手征对称破缺引起非零夸克质量的源, 第二项与 QED 的反常相关, 第三项与 QCD 的反常相关. 目前还未有实验或理论的结果可以说明 QED 和 QCD 各自引起的手征效应有何区别. 但严格来说, 两者引起的手征效应并没有本质区别, 最终都会引起相同的手征效应. 在下一节关于 CMW 的研究中将介绍该方程引起的一些效应.

由 (4) 式可知, 给定磁场 $\boldsymbol{B}$ 和初始轴电荷 μ_5, $\boldsymbol{J}^{\rm CME}$ 将沿着磁场 $\boldsymbol{B}$ 方向被诱导, 符号取决于 μ_5. 手征磁效应的结果是向着 QGP 火球的一端输运正电荷而另一端输运负电荷, 因此 QGP 中的电荷分布呈偶极矩. 在动量空间, 产生的粒子方位角分布表示如下:

$$\frac{{\rm d}N}{{\rm d}\phi} \propto 1 + 2\sum_n \{v_n \cos[n(\phi - \Psi_{\rm RP})] + a_n \sin[n(\phi - \Psi_{\rm RP})]\}, \tag{6}$$

这里 v_n 指傅里叶展开项的偶 $\mathcal{P}$ 宇称的系数, 即所谓的集体流系数; a_n 是傅里叶展开项的奇 $\mathcal{P}$ 宇称系数, 与 $\mu_5|\boldsymbol{B}|$ 有关; ϕ 是粒子的方位角; $\Psi_{\rm RP}$ 是反应平面角. 然而, 由涨落引起的 μ_5 在逐事件中符号并不相同, 并且事件平均后该偶极子项消失, 因此

直接测量该奇$\mathcal{P}$宇称是不可能的. 确实$a_{\pm}=a_1$的非零值表明全局的宇称破缺, 该破缺不应该在 QCD 中发生. 但逐事件的关联$a_{\pm}$是可以测量的, 即$\langle a_\alpha a_\beta\rangle$, 其中$\alpha$和$\beta$表示正电荷或负电荷粒子. 实验物理学家提出了抑制这些背景效应的一种方法, 即将期望的平面外关联和平面内关联相减:

$$\begin{aligned}\gamma &\equiv \langle\cos(\phi_\alpha+\phi_\beta-2\Psi_{\rm RP})\rangle\\ &=\langle\cos\Delta\phi_\alpha\cos\Delta\phi_\beta\rangle-\langle\sin\Delta\phi_\alpha\sin\Delta\phi_\beta\rangle\\ &=(\langle v_{1,\alpha}v_{1,\beta}\rangle+B_{\rm in})-(\langle a_{1,\alpha}a_{1,\beta}\rangle+B_{\rm out}),\end{aligned}\tag{7}$$

此即为 CME 观测量-电荷方位角关联γ[50]. γ关联的展开式揭示了平面外和平面内关联的差异, (7) 式中的第三项$\langle a_{1,\alpha}a_{1,\beta}\rangle$表示方差或涨落$a_{1,\pm}$的一种测量, 这是寻找 CME 的主要目标, 其他三项与 CME 无关. 第一项$\langle v_{1,\alpha}v_{1,\beta}\rangle$与定向流$v_1$有关, v_1在对称的 A + A 系统中被认为与电荷和磁场无关. $B_{\rm in}$和$B_{\rm out}$表示平面内和平面外的其他可能的背景关联. 通过异号电荷 (OS) 和同号电荷 (SS) 的γ关联相减, 即$\Delta\gamma\equiv\gamma^{\rm OS}-\gamma^{\rm SS}$, 可以让$\langle v_{1,\alpha}v_{1,\beta}\rangle$项消失, 与反应平面无关的很大一部分的背景项 ($B_{\rm in}$和$B_{\rm out}$) 也会同样消失. 但是, 在与椭圆流系数大小成正比的水平上, 仍然可能存在残余的与反应平面相关的背景. 这是$\Delta\gamma$测量上主要的未知来源的背景. 在实验上, 反应平面近似为由测量粒子重构的事件平面, 然后根据有限事件的平面分辨率对测量值进行校正即可. γ关联的主要优点在于它与系数a_1的直接相关. 此外, RHIC-STAR[51−54] (Solenoidal Tracker at RHIC, STAR) 和 ALICE[55] (A Large Ion Collider Experiment, ALICE) 合作组首次测量的电荷依赖方位角关联的结果与 CME 期望一致, 因此本节的介绍也主要研究与此关联有关的研究结果.

3.1 大系统碰撞中的 CME

在我们的工作中, 把 CME 引起的电荷分离效应引入到了 AMPT 模型的初始状态中. AMPT 模型是由多个子模型组合形成的模拟相对论重离子碰撞的事件产生器, 该模型包含相对论重离子碰撞 4 个重要演化阶段, 分别是初始状态、部分子级联散射、强子化、强子再散射. 关于 AMPT 模型的详细介绍请见参考文献 [40, 56]. CME 的强度对应于电荷分离百分比, 可以通过以下公式定义:

$$f=\frac{N^{+(-)}_{\uparrow(\downarrow)}-N^{+(-)}_{\downarrow(\uparrow)}}{N^{+(-)}_{\uparrow(\downarrow)}+N^{+(-)}_{\downarrow(\uparrow)}},\tag{8}$$

这里N是给定类型夸克的数目, +和–代表正电荷和负电荷, ↑和↓表示夸克沿着磁场方向同向和反向运动.

图 7(a) 是来自 AMPT 模拟的结果, 展示了电荷方位角关联与碰撞中心度的关系. 由于初始电荷分离可能依赖中心度, 因此为了寻找可能的中心度依赖性, 我们使用了不同强度的初始电荷分离, 同时还显示了 STAR 实验上的相关数据作为对比. 对于同号电荷的关联, 无初始电荷分离的 AMPT 模型的结果约为实验数据数值的一半. 随着初始电荷分离百分比的增加, 关联的大小也随之增加. 初始电荷分离强度的增加不是线性的. 对于 10% 的初始电荷分离可以很好地描述 STAR 测量结果.

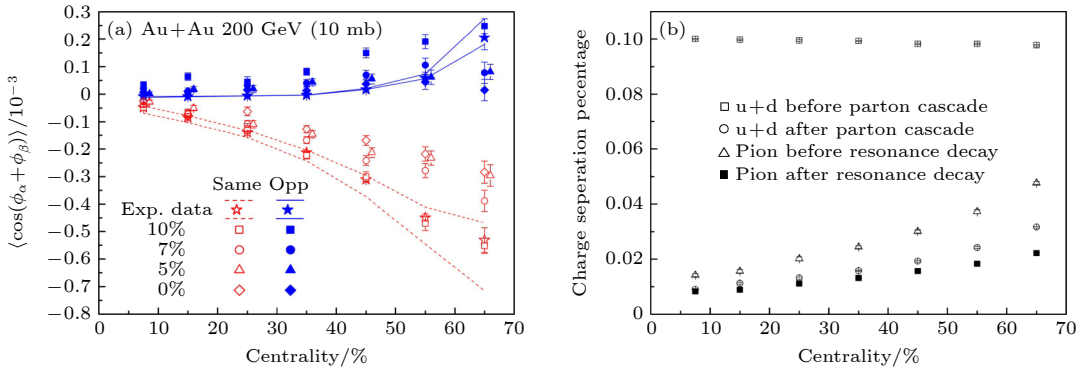

图 7 RHIC 能量下 Au + Au 碰撞中, (a) 不同初始电荷分离强度下电荷方位角关联与碰撞中心度的依赖关系, (b) 10% 的初始电荷分离强度下, AMPT 模型不同碰撞阶段的电荷分离百分比与碰撞中心度的依赖关系

Fig. 7. (a) Centrality dependence of $\cos(\phi_\alpha+\phi_\beta)$ with the different fractions of charge separation in Au + Au collisions at 200 GeV; (b) centrality dependence of charge separation percentage for different evolution stages in Au + Au collisions at the RHIC energy, for 10% initial charge separation.

对于异号电荷的关联, 除最周边的 60%—70%外, 似乎对所有的中心度都不需要初始电荷分离. 对于 60%—70% 的中心度, 确实需要 10% 的电荷分离强度才能匹配实验结果[57]. 尽管 10% 的初始电荷分离可以描述 60%—70% 中心度的同号电荷和异号电荷的相关性, 但仅用初始电荷分离很难描述同号和反号相关性的中心度依赖性. 我们也注意到有 5% 初始电荷分离的结果与没有初始电荷分离的结果几乎相同. 这表明, 在末态相互作用存在的情况下, 观察到 5% 或更低的初始电荷分离可能具有很大的挑战性.

为了理解重离子碰撞中电荷分离比例如何演变, 图 7(b) 给出了 AMPT 模型中不同阶段电荷分离百分比的中心度依赖性. 如果初始电荷分离百分比为 10%, 在强部分子级联后, 由于部分子之间频繁碰撞, 电荷分离百分比显著降低, 尤其是在中心碰撞中. 电荷分离百分比部分地从强子化中恢复, 因为当夸克结合成强子时减少了粒子的数量. 共振态衰变效果相反, 造成在强子相末态的电荷分离百分比减少. 最终的带电 π 介子的相关性与末态部分子的相关性相当, 从开始时 10% 的电荷分离百分比, 在碰撞末态最后只剩下 1%—2% 的电荷分离百分比. 总之在相对论重离子碰撞中, 末态相互作用对电荷分离起着重要作用. 因此, 在有关电荷分离的研究中, 考虑末态相互作用是非常重要的.

为了直观展示末态相互作用对 CME 的影响, 不考虑部分子相互作用, 即在部分子碰撞截面 $\sigma = 0$ mb 加入电荷分离效应后, 研究部分子演化到 15 fm/c 时的部分子分布, 如图 8(a) 所示. 可以清晰地看到, 带正电 CME 粒子在上半平面, 带负电 CME粒子在下半平面, 二者呈非常明显的偶极分布. 而图 8(b) 表示考虑部分子相互作用且 $\sigma = 3$ mb 时, 正负带电粒子的分布, 可以看到, 由于部分子的相互作用, 导致了一部分带正电粒子 (带负电粒子) 在下半平面 (上半平面), 整体的偶极分布差异明显减小, 这直观展示了对电荷分离效应的减弱主要是来自部分子的相互作用.

进一步细化引入 CME 信号的方法, 在低横动量的尺寸大小为 r 的众多局域范围内引入电荷分离. 图 8(c) 给出了用 AMPT 模型得到的电荷方位角关联 $\gamma = \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta)$ 的中心度依赖性[58]. 对于同号电荷关联, 当 $r < 0.3$ fm 和 $r < 0.5$ fm 时, 方位角关联大小相似, 当 $r < 1.0$ fm 时, 方位角关联大小相对大一些, 并且这些结果都能描述实验结果. 对于异号电荷关联, 发现相比于 $r < 1.0$ fm, $r < 0.3$ fm 和 $r < 0.5$ fm 的结果能更好地描述实验结果, 这里 r 指局域范围半径的上限. 另一方面, 在描述不同电荷关联上, 对于 $r < 0.3$ fm 和 $r < 0.5$ fm 的涨落范围比之前不考虑涨落范围的计算更接近实验结果. 这些结果表明碰撞火球中亚稳态结构局域范围的总体体积占整个体积的占比较小, 说明在 QGP 早期亚稳态结构局域范围和数量都相对较小.

应用考虑了初始电荷分离的 AMPT 模型, 研究 2.76 TeV 能量下 Pb + Pb碰撞中的电荷方位角关联 $\gamma = \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_2)$ 与中心度和 $p_{\rm T}$ 的依赖关系, 如图 9 所示[59]. 可以看到, 正常 AMPT 模型基本可以描述 0—30% 中心度的实验数据, 但其大小小于 30%—70% 中心度的实验数据, 尤其是异号电荷关联的数据. 这表明正常的 AMPT 模型可以作为研究 CME 的很好的背景模型, 因为即使不引入任何初始电荷分离, 它也可以给出 γ 可观测的

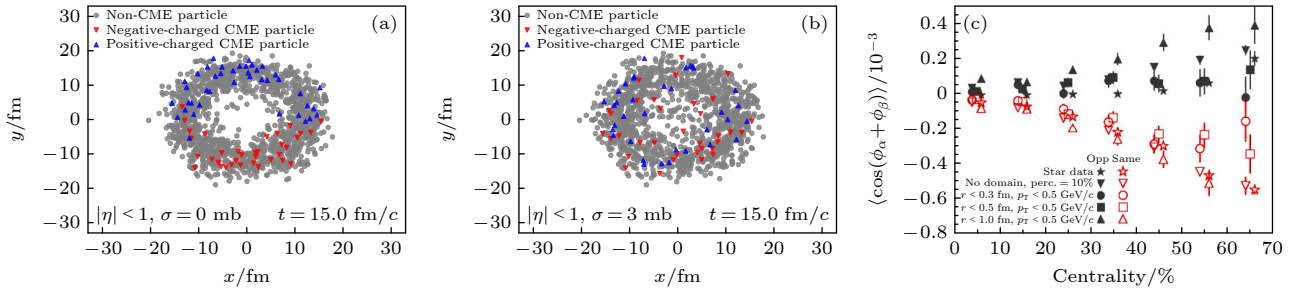

图 8 在 RHIC 能量下 Au + Au 碰撞中部分子相末态中 CME 粒子的分布, 其中 (a) $\sigma = 0$ mb; (b) $\sigma = 10$ mb. (c) 10% 的初始局域电荷分离强度下关联 $\cos(\phi_\alpha + \phi_\beta)$ 对碰撞中心度的依赖性

Fig. 8. Transverse spatial distribution of CME particles in the final partonic state in Au + Au collisions at the RHIC energy, (a) for 0 mb and (b) for 10 mb. (c) Centrality dependence of the azimuthal correlation $\cos(\phi_\alpha + \phi_\beta)$ with 10% of the initial local charge separation.

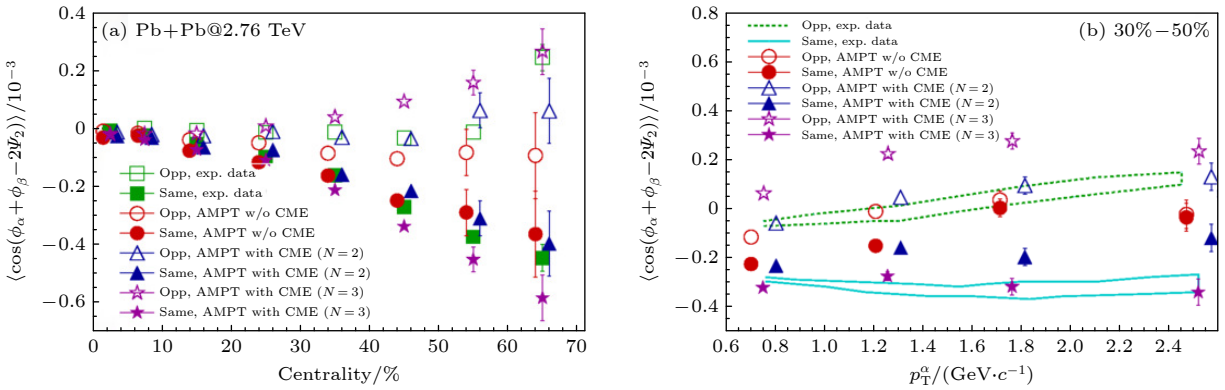

图 9 LHC 能量下 Pb + Pb 碰撞中, (a) 电荷方位角关联 γ 与碰撞中心度的依赖关系, 以及 (b)30%—50% 中心度下, 电荷方位角关联 γ 与横动量 p_{T} 的依赖关系

Fig. 9. (a) Centrality dependence of the charge azimuthal correlation γ in Pb + Pb collisions at LHC energy; (b) transverse momentum p_{T} dependence of the charge azimuthal correlation γ for 30%–50% centrality bin in Pb + Pb collisions at the LHC energy.

主要部分. 这主要是因为 AMPT 模型的优势在于它考虑了几个重要的背景源, 包括横向动量守恒、局部电荷守恒等. 三角形符号代表了 AMPT 模型中 u 夸克和 d 夸克的初始两味夸克电荷分离的结果. 对于 0—60% 的中心度, AMPT 结果与实验数据相似. 但对于 60%—70%, 可以重现同号电荷相关性, 但低估了异号电荷的关联. 另一方面, 星号代表了 u, d 和 s 夸克的初始三味夸克电荷分离的 AMPT 结果. 可以看到, 在 0—30% 的中心度下, 三味夸克情况下的结果与实验数据接近. 然而在 30%—70% 的中心度中, 我们高估了异号和同号电荷关联的实验数据. 总的来说, 这三种情况都能定性地描述实验数据, 但没有一种情况能完美地描述所有中心度的异号电荷和同号电荷关联的实验数据. 为了观察两味夸克 CME 和三味夸克 CME 的区别, 计算了强子-强子和 kaon-强子关联. 图 9(b) 给出了在 30%—50% 的中心度中, 强子-强子电荷方位相关的 p_{T} 依赖关系. 可以看到, 没有初始电荷分离的正常 AMPT 结果可以重现实验的不同电荷关联的数据, 但无法描述同号电荷关联的数据. 初始两味夸克电荷分离的 AMPT 结果也可以描述异号电荷关联的数据, 但低估了同号电荷关联的数据. 初始三味夸克电荷分离的 AMPT 结果可以描述异号和同号电荷关联的数据, 但高估了同号电荷关联的数据. 因此, 无论是二味情况还是三味情况都不能很好地再现实验数据. 因此在目前的实验不确定度下很难得出结论.

为了研究 γ 和 $\Delta\gamma$ 对 CME 信号的敏感度, 进一步研究了它们如何依赖于初始电荷分离百分比, 如图 10 所示. 可以看出, γ 和 $\Delta\gamma$ 对初始电荷分离有非线性响应[60]. 带有 2.5% 初始电荷分离的 AMPT 模型计算的 γ 和 $\Delta\gamma$ 的结果与来自正常 AMPT 模型的结果几乎一样. 带有 5% 初始电荷分离的 AMPT 模型计算的 γ 和 $\Delta\gamma$ 与 0% 和 2.5% 时的结果相差很小, 这表明如果初始电荷分离很小, 用 γ 探测 CME信号会很困难. 当初始电荷分离从 5% 增加到 10%, γ 和 $\Delta\gamma$ 开始随着初始电荷分离百分比的增加而增大. 这些结果表明, 由于强末态相互作用抑制了初始 CME 信号, 当初始电荷分离百分比足够大 (超过 5%) 时, γ 才对 CME 信号敏感.

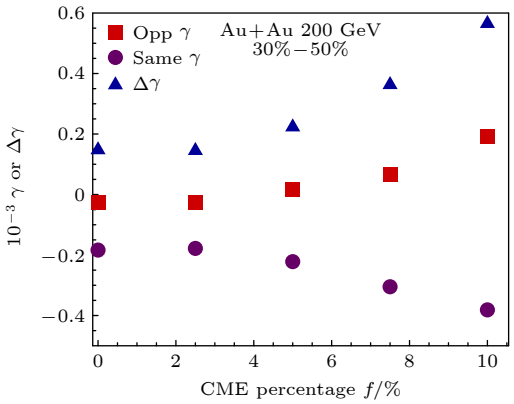

图 10 RHIC 能量下 Au + Au 碰撞 30%—50% 中心度中, 关联 γ 和 $\Delta\gamma$ 对初始电荷分离强度的依赖性

Fig. 10. Dependences of the correlations γ and $\Delta\gamma$ on the initial charge separation percentage in the 30%–50% centrality bin of Au + Au collisions at the RHIC energy.

3.2 小系统碰撞中的 CME

CMS 实验在 LHC 能量下的小系统 p + Pb 碰撞中发现了与 Pb + Pb 碰撞中相似的电荷方位角关联[61], 如图 11(a) 所示, 这对 LHC 能量下手征磁效应的

存在提出了巨大挑战. 原因如下: 对于A + A碰撞, 椭圆流偏心率的主轴几乎沿着磁场方向, 这种特性使得三粒子关联γ能够最大程度地测量手征磁效应. 然而, 在p + A碰撞中发现, 偏心率的主轴相对于磁场是随机的. 这表明在p + A碰撞中, 磁场方向和事件平面几乎无关. 因此, A + A和p + A碰撞中关于磁场的相关性和不相关性意味着由手征磁效应引起的关联在大系统和小系统之间应该是非常不同的. CMS观察到的大小系统中三粒子关联的相似大小和多重数依赖性表明, 实验中关联γ的主要贡献可能与手征磁效应无关. 为了检验以上观点, 研究了小系统碰撞中的手征磁效应. 图 11(b)给出了关联$\langle\cos 2(\Psi_{\rm B}-\Psi_2)\rangle$的$N_{\rm track}$依赖性. 在3个小系统p + Au, d + Au和p + Pb碰撞中可以看到[41], 对于RHIC能量下的p + Au和d + Au碰撞, 当$N_{\rm track}>10$时, 关联$\langle\cos 2(\Psi_{\rm B}-\Psi_2)\rangle$几乎是零; 对LHC能量下的p + Pb碰撞, 当$N_{\rm track}>50$时, 关联$\langle\cos 2(\Psi_{\rm B}-\Psi_2)\rangle$趋近于零. 这表明, 在高多重数时, 传统的手征磁效应观测量$\Delta\gamma$在小系统中失效, 而CMS实验测量的区域为$N_{\rm track}>100$. 因为在低多重数的小系统中, 磁场方向很可能平行于事件平面, 不像A + A碰撞中$\Psi_{\rm B}$垂直于Ψ_2, 对于小系统的低多重数事件, 在手征磁效应存在时$\Delta\gamma$应该变小甚至改变符号. 因此, 为了观测到这样的效应, 我们建议未来的实验应该在较低多重数事件 (周边碰撞) 中观测$\Delta\gamma$. 然而, 我们强调在较低多重数事件中搜索手征磁效应的提议, 是在假设QGP是在这些事件中产生的情况下才是有效的. 此外, 文献[62]发现因为单炮弹质子可能是产生磁场的主要源头, 因此单炮弹的角分布对与磁场方向$\Psi_{\rm B}$和参与平面角Ψ_2的角关联有主要影响.

3.3 同质异位素碰撞中的 CME

在第 2.2 节中已经了解到, 当前测量 CME 信号的主要困难仍然是存在一些背景效应, 如椭圆流[63–66]、共振衰变、局域电荷守恒等, 这些背景效应的存在对寻找 CME 效应弱信号增加了难度. 最近 RHIC-STAR 合作组的测量结果严格限制了Au + Au碰撞中提取的 CME 信号, 不到 10%[67–69]. 为了从主导的背景中识别出可能的 CME信号, 人们提出了许多不同的方案[70], 最重要的一个方案是同质异位素碰撞项目: $^{96}_{44}$Ru + $^{96}_{44}$Ru和$^{96}_{40}$Zr + $^{96}_{40}$Zr碰撞. 正如第 2.2 节所说, 它们具有相同的核子数但质子数相差 10%[71]. 相同的核子数表示它们应该具有相似的背景, 如集体流; 不同的质子数表示它们会产生不同的磁场, 因此会有不同的 CME 信号. 我们为此先于实验在理论上开展了一些研究工作.

如图 12(a) 所示[72], 两个同质异位素碰撞系统的粒子多重数分布的比值几乎一样, 除了在 0—5%的最中心碰撞中, 略大的 Ru 半径 ($R_{\rm Ru}=5.085$ fm) 产生的粒子多重数分布比较小的 Zr 半径 ($R_{\rm Zr}=5.02$ fm) 要少. 这里的中心度定义用相同的粒子数多重数分布得到, 对于 CME 分析, 关注 20%—60%的中心度范围, 因此由于粒子多重数而产生的背景

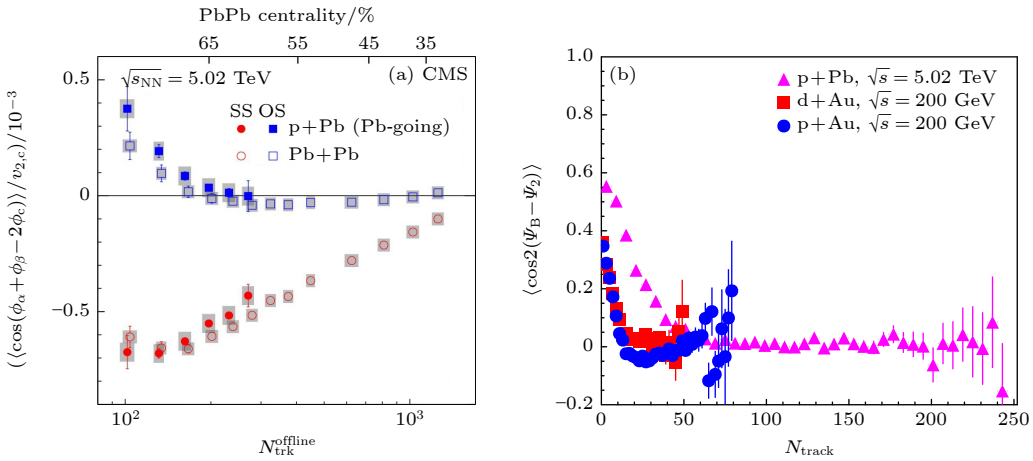

图 11 (a) CMS 合作组测量的在 LHC 能量下 p + Pb 和 Pb + Pb 碰撞中三粒子方位角关联对 $N_{\rm track}$ 的依赖性[61]; (b) 不同能量和小系统碰撞下磁场方位角关联对 $N_{\rm track}$ 的依赖性

Fig. 11. (a) $N_{\rm track}$ dependences of the three-particle azimuthal correlations in p + Pb and Pb + Pb collisions at the LHC energy measured by the CMS Collaboration; (b) $N_{\rm track}$ dependences of correlation between the magnetic field and the event plane for small collisions at different energies.

贡献可忽略不计. 图 12(b) 中, 假设背景效应为 2/3, 发现了 S 有明显的相对差异. 图 12(c) 给出在 20%—60% 的中心度范围, 相对差异是非常平稳的, 与中心度无关. 这个研究表明, 同质异位素碰撞可以作为一个理想的工具, 从 v_2 驱动的背景效应中分离出 CME 信号.

我们利用 AMPT 模型开展了较为系统的模拟研究, 图 13(a) 展示了即使没有初始的 CME, AMPT 模型也可以产生一个相当量级的 $\Delta\gamma$, 这是因为 AMPT 模型内在地具有横向动量守恒和局域电荷守恒的效应, 这些背景效应同样对 $\Delta\gamma$ 有贡献. 在 AMPT 模型的模拟中, 可以通过是否有初始的电荷分离效应提取干净的 CME 的贡献, 即 $H = \gamma^{\rm CME} - \gamma^{\rm no\ CME}$. $\Delta H = H_{\rm opp} - H_{\rm same}$ 与中心度的依赖关系如图 13(b) 所示[43]. ΔH 随碰撞中心度的增加而增加, 并且 Ru + Ru 碰撞的量值大于 Zr + Zr 碰撞的量值. ΔH 的相对差值与 $\Delta\gamma$ 的变化趋势相似, 但幅度更大. 这再次表明, 虽然末态相互作用强烈地稀释了真实的 CME 信号, 但 $\Delta\gamma$ 的相对差异仍然可以清楚地反映 CME 的贡献. 由于末态相互作用可以显著降低初始 CME, 因此图 13(c) 研究了初始加入的电荷分离最终会有多少可以存活到末态, 可以看出电荷分离效应最终被末态相互作用抑制为原来的 1/3 左右. 但 Ru + Ru 的末态电荷分离仍高于 Zr + Zr. 图 13(a) 下半部分显示了 Ru + Ru 和 Zr + Zr碰撞中电荷分离的相对差异, 初态和末态的相对差异是一致的, 这意味着末态相互作用可以保持两个碰撞系统之间的相对差异. 因此, 相对差异是反映同质异位素碰撞中 CME 信号的可靠观测量.

正如 2.2 节中展示的具有两种形变参数设置的同质异位素碰撞中的磁场结果, 这里图 14(a) 和图 14(b) 展示了同质异位素碰撞中磁场和方位角的关联与参与平面 $\Psi_2^{\rm PP}$ 和旁观平面 $\Psi_2^{\rm SP}$ 的依赖关系. 可以发现对 old case1, 关联 $\langle(eB/m_\pi^2)^2\cos 2(\Psi_B-\Psi_2)\rangle$ 和 $\langle(eB/m_\pi^2)^2\cos 2(\Psi_B-\Psi_2^{\rm SP})\rangle$ 的相对比值结果是相似的, 这是由于 old case1 中形变差异相对较小. 但是, 两种反应平面计算的关联在 old case2

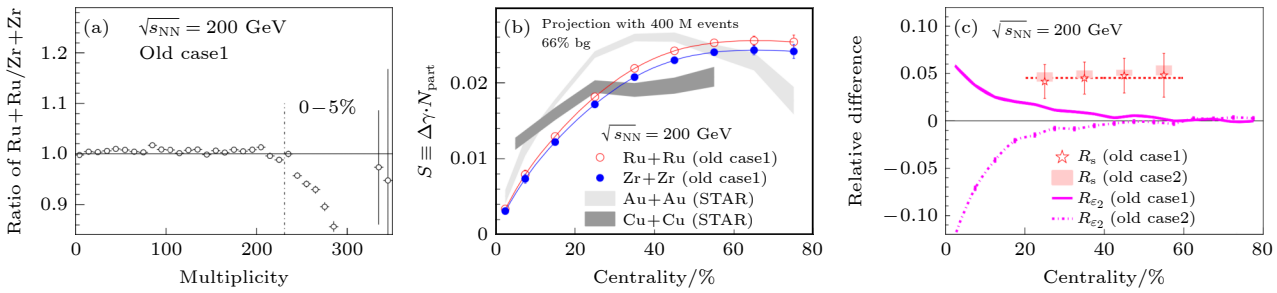

图 12 RHIC 能量的同质异位素碰撞中, (a) old case1 的同质异位素碰撞中粒子分布比; (b) $S = N_{\rm part} \times \Delta\gamma$ 与中心度的依赖关系; (c) S 的相对比值与中心度的依赖关系

Fig. 12. (a) Ratio of multiplicity distribution between two isobar collisions for the deformation old case1; (b) centrality dependence of $S = N_{\rm part} \times \Delta\gamma$; (c) centrality dependence of the relative ratio of S.

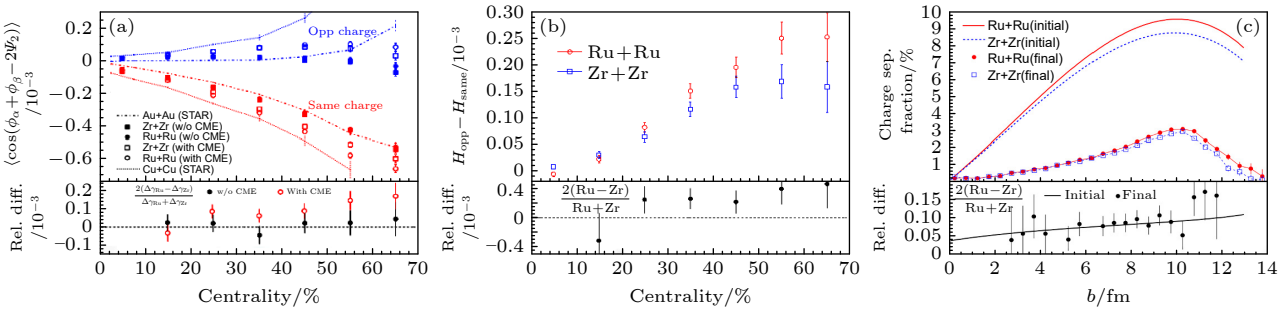

图 13 RHIC 能量的同质异位素碰撞中, (a) 方位角关联及其相对比值与中心度的依赖关系; (b) $H = \gamma^{\rm CME} - \gamma^{\rm no\ CME}$ 及其相对比值与中心度的依赖关系; (c) 初始电荷分离强度和末态电荷分离强度及其相对比值对碰撞参数 b 的依赖关系

Fig. 13. In isobar collisions at the RHIC energy: (a) The centrality dependence of azimuthal correlation and its relative ratio; (b) the centrality dependence of $H = \gamma^{\rm CME} - \gamma^{\rm no\ CME}$ and its relative ratio; (c) the impact parameter b dependence of initial charge separation strength and final state charge separation strength and its relative ratios.

中呈现出不同的结果, 即 $\Psi_2^{\rm PP}$ 的相对比值大于 $\Psi_2^{\rm SP}$ 的相对比值. 并且, 与 $\Psi_2^{\rm SP}$ 有关的关联要强于与 $\Psi_2^{\rm PP}$ 有关的关联. 这是因为 $\langle(eB/m_\pi^2)^2\cos 2(\Psi_B-\Psi_2^{\rm SP})\rangle$ 主要受到磁场的影响, 但 $\langle(eB/m_\pi^2)^2\cos 2(\Psi_B-\Psi_2)\rangle$ 受到磁场和 $\langle\cos 2(\Psi_B-\Psi_2)\rangle$ 的共同影响. 这些结果表明, 相对于 $\Psi_2^{\rm SP}$, $\Delta\gamma$ 的关联能反映更干净的 CME 信号[42].

然而, 最近来自 RHIC-STAR 的 5 个合作组对同质异位素碰撞项目的双盲分析[73]结果显示, 两个同质异位素碰撞的比值小于 1[74], 这意味着实验结果中没有观察到预测的 CME 信号. 并且 STAR 观测到两个同质异位素碰撞中带电粒子的多重性和集合流存在差异, 因此实际上它们的背景是不同的. 已有研究结果表明[75–80], 需要考虑中子皮效应和(或)四极及八极形变来解释测量的差异, 如此得到的结果支持两个同质异位素碰撞中中子皮结构和核形变的存在. 为了解释这种差异的来源, 考虑两个同质异位素的核变形或核结构效应. 对两个同质异位素碰撞或者考虑了原子核的四极和 (或) 八极形变或者考虑了中子皮效应等共 18 套参数设置, 相关的分析结果与 STAR 进行对比, 我们计算了每一套参数设置的相对平均 χ^2, 最终发现带有中子皮效应的 halo-type 参数设置的 χ^2 最小. 这说明通过 3 个观测量结果的对比 (如图 15 所示), halo-type 与实验结果最为接近. 接下来, 选用 halo-type 这套参数在 AMPT 模型中加入不同强度的 CME 电荷分离效应, 研究其中的 CME 信号, 并将相关结果与 STAR 实验结果进行比较.

图 16 所示为 AMPT 模型得到的考虑了不同强度电荷分离效应 ($f=0$, 2%, 5%, 7.5%, 10%) 的 CME 观测量 $\Delta\gamma$ 与中心度的依赖关系, 并且图 16(b) 中分别展示了两个同质异位素碰撞中相应观测量的比值与实验结果的对比[81]. 可以发现, $f=7.5\%$

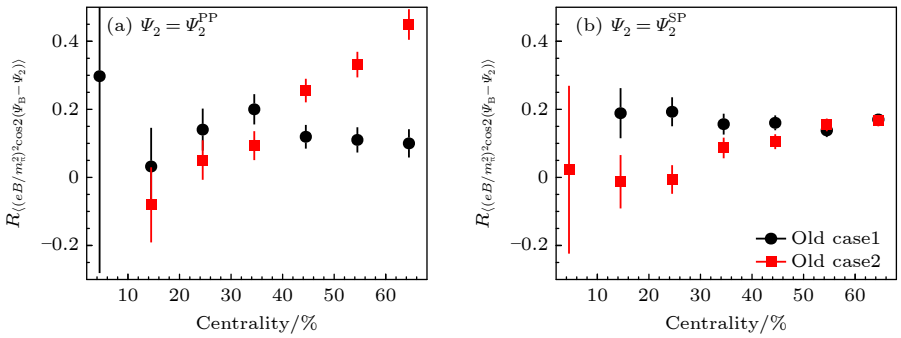

图 14 RHIC 能量的同质异位素碰撞中, (a) 与 $\Psi_2^{\rm PP}$ 有关的关联的相对比值与中心度的依赖关系; (b) 与 $\Psi_2^{\rm SP}$ 有关的关联的相对比值与中心度的依赖关系

Fig. 14. In isobar collisions at the RHIC energy, (a) centrality dependence of the relative ratios of the correlations related to $\Psi_2^{\rm PP}$; (b) centrality dependence of the relative ratios of the correlations related to $\Psi_2^{\rm SP}$.

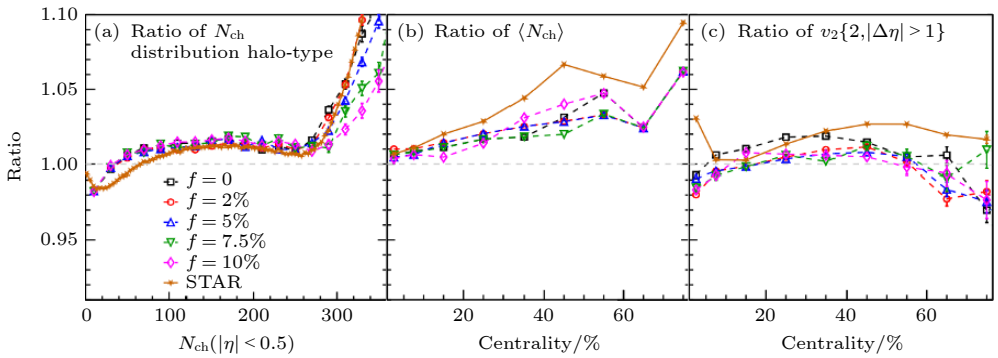

图 15 RHIC 能量的同质异位素碰撞中不同电荷分离强度下, (a) 带电粒子分布比值, (b) 平均带电粒子比值与中心度的依赖关系以及 (c) v_2 比值与中心度的依赖关系与实验结果的对比

Fig. 15. (a) The charged particle multiplicity distribution ratio, (b) the centrality dependence of average charged particle ratio, and (c) the centrality dependence of v_2 ratio in isotopic collisions for different charge separation strengths at the RHIC energy, in comparison with the STAR data.

和 $f=10\%$ 的结果远远偏离实验结果, 尤其是在 20%—50% 的中心度碰撞中. 与实验数据相比, 不考虑 CME 或较小的 CME 强度可以描述实验数据. 然而, 因为在我们有限的统计中, $f=0$, 2% 和 $f=5\%$ 的结果是一致的, 所以没有 CME 和小强度的 CME 的结果很难区分. 这表明, 在同质异位素碰撞中, 初始 CME 信号是不存在的或较小的. 并且我们的发现与最近逐事件反常黏性流体动力学 (EBE-AVFD) 的模拟一致, 他们表明 STAR 的结果隐含了约 5% 的 CME 信号的贡献 [82]. 因此, 寻找同质异位素碰撞中可能出现的 CME 小信号需要更敏感的观测数据. 然而, 由于我们的事件数量有限, AMPT 模拟得到的统计误差较大. 与 STAR 数据的误差相比, 我们估计 AMPT 模拟至少需要约 1.8×10^9 事件数才能区分这样的弱 CME 信号. 由于计算成本较高, 我们将留待以后做进一步研究.

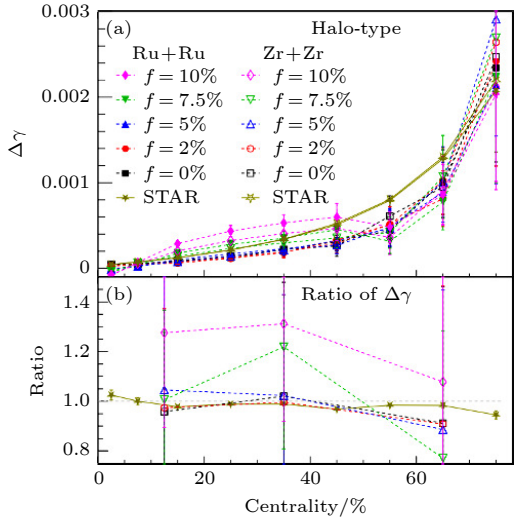

图 16 RHIC 能量的同质异位素碰撞中 $\Delta\gamma$ 及其比值与中心度的依赖关系

Fig. 16. Centrality dependence of $\Delta\gamma$ and its ratio in isobar collisions at the RHIC energy.

除此之外, 我们还研究了不同初始核结构下集体流与碰撞能量的依赖关系. 图 17 给出了在 0—5% 和 20%—50% 中心度的两个同质异位素碰撞中 5 套形变参数设置的椭圆流 $v_2\{2\}$ 及其比值与能量的依赖关系 [83]. 整体来看, 两个中心度下, v_2 的大小明显依赖于能量, 即能量越大, v_2 越大, 这点毋庸置疑. 但对不同的原子核形变设置, 不同中心度下, v_2 的比值与能量的依赖关系也有所不同, 但大部分情况下该比值在低能量碰撞中更大. 这些说明低能量的同质异位素碰撞中原子核形变对同质异位素碰撞中的集体流影响更大, 更大的背景效应将会影响 CME 的研究.

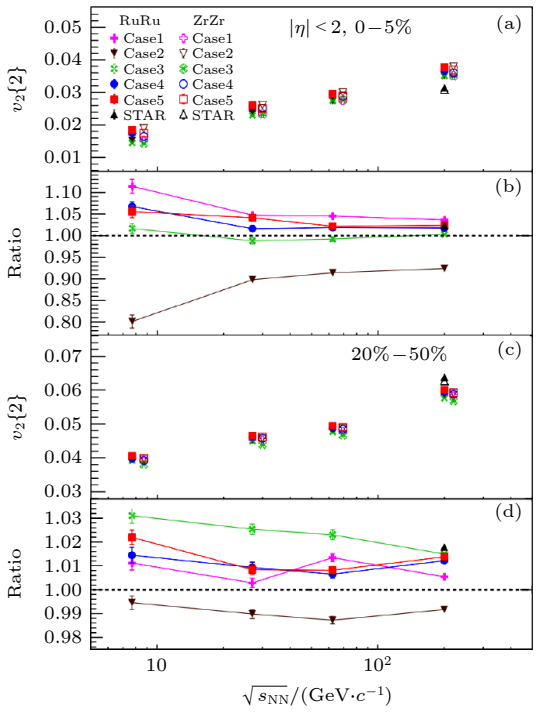

图 17 RHIC 能量的同质异位素碰撞中, 0—5% 中心度中 (a) $v_2\{2\}$ 及 (b) 其比值和 20%—50% 中心度中 (c) $v_2\{2\}$ 及 (d) 其比值与碰撞能量 $\sqrt{s}$ 的依赖关系

Fig. 17. Collision energy $\sqrt{s}$ dependence of (a) $v_2\{2\}$ and (b) its ratio in 0–5% centrality bin, and collision energy $\sqrt{s}$ dependence of (c) $v_2\{2\}$ and (d) its ratio in 20%–50% centrality bin (lower panel) in isobar collisions at the RHIC energy.

本节主要介绍了研究 CME 常用的观测量, 以及相关的一些研究结果. 借用引入 CME 效应的 AMPT 模型, 研究了 RHIC 能量和 LHC 能量下大系统的 A + A 碰撞、小系统碰撞、同质异位素碰撞中 CME 的一些观测量的研究结果. 除了本节介绍的 CME 观测量外, 还有很多其他的观测量, 比如与不变质量有关的 [84]、与参与平面和反应平面相关的关联 [84,85]、带符号的平衡函数等观测量 [86,87], 都已经被用来开展 CME 的研究工作. 也有一些研究工作研究了不同大小碰撞系统中的 CME 效应 [88], 发现虽然大系统碰撞中产生了更强的磁场和手征不平衡, 但由于存在更大的体积效应, 电荷不对称也因此被压低, 因此在同质异位素碰撞中带电粒子关联比 Au + Au 碰撞中还要大. 此外, 还有借用其他模型, 比如 KMW 模型, 研究了考虑 QGP 电导率以及不同碰撞能量的 CME 的研究结果 [89,90];

以及流体力学模型 AVFD, 定量理解流体动力阶段中 CME 诱导的电荷分离的产生和演变及其对其理论参数的依赖性等[91].

4 手征磁波 (CMW)

如图 18 所示, CME 和 CSE 效应相互激发、循环反复, 由此产生电荷和手征荷的密度波. 类比于电磁波, 我们称它为手征磁波. 可以根据电荷分布理解 CMW, CMW 将引起 QGP 中的电四极矩现象, 即两极获得额外正电荷, 赤道处获得额外负电荷, 这样就形成了四极电荷, 提升了 π^+ 和 π^- 椭圆流之间的简并性, 导致分裂, 即 $\Delta v_2 = v_2^{\pi^-} - v_2^{\pi^+}$, 其随着电荷不对称 $A_{\rm ch} = (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$ 线性增长, $N_\pm$ 指产生的正/负强子数量. 在这个基线 $v_{2,\pm}^{\rm base}$ 上, CMW 将引入一个附加的贡献, 椭圆流的系数可以表示为 $v_2^\pm \approx v_{2,\pm}^{\rm base} \mp r \times A_{\rm ch}/2$, 其中 $v_{2,\pm}^{\rm base}$ 是零电荷不对称 $\mu_0 = 0$ 的正/负强子的椭圆流, r 是代表 CMW 强度的斜率参数[92–94]. 这样的流分离现象已经被实验观察到[95,96], 但由于受背景效应的影响, 这样的分离现象与 CMW 的关系还需要进一步深入研究.

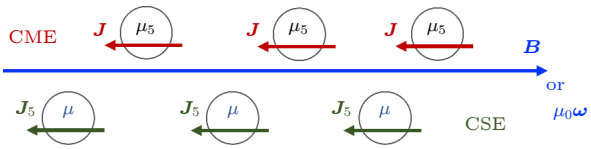

图 18 手征磁波 (CMW) 示意图, 图片来自文献 [35]

Fig. 18. Schematic diagram of chiral magnetic wave (CMW), which is taken from Ref. [35].

图 19(a) 所示为在 AMPT 模型中 200 GeV 能量下 30%—40% 中心度的 Au + Au 碰撞中引入的初始部分子态在 3% 初始四极子百分比在横平面的中心赝快度 ($|\eta| < 1$) 净电荷密度 $\rho_{\Delta Q} = {\rm d}\Delta Q/{\rm d}x{\rm d}y$. 它呈现的电四极分布的特征是在赤道附近有额外的负电夸克和在两极附近有额外的正电夸克, 并且 3% 的初始四极百分比的电四极分布非常明显. 图 19(b) 给出了 200 GeV 能量下 Au + Au 碰撞中, 不同初始四极矩分布强度下斜率参数 r 与中心度的依赖关系. 斜率参数 r 对初始四极矩强度和中心度都非常敏感, 它随初始四极矩强度的增加而增加, 从中心到周边的碰撞减少[97]. 将 AMPT 结果与实验的初步趋势进行比较, 可以估计出一个对初始四极矩百分比的中心度依赖性有帮助的约束. 对于 0—10% 的最中心碰撞, 实验倾向于没有初始四极子百分数, 这与 CMW 的期望一致, 即在最中心的碰撞中, 由于旁观者核子数量较少, 所以电磁场强度相对较小. 初始四极矩百分比从中心到周边的碰撞增加, 除了最周边的 70%—80%, 这支持了从中心到周边的碰撞产生更多的四极矩变形. 然而由于从中心到周边碰撞的部分子相互作用强度降低, 初始四极矩百分比的增加并不能导致斜率参数 r 的增加. 在最周边的 70%—80% 的情况下, 初始四极矩的百分比是不确定的, 因为部分子相演化太短或太弱, 无法将任何有限的初始电四极矩转化为介子椭圆流的电荷不对称. 值得注意的是, 在本研究中初始电四极分布是在形成部分子的平均时间引入的, 然而由于磁场在 QGP 中的寿命至今仍不清楚, 所以相关效应有待深入研究.

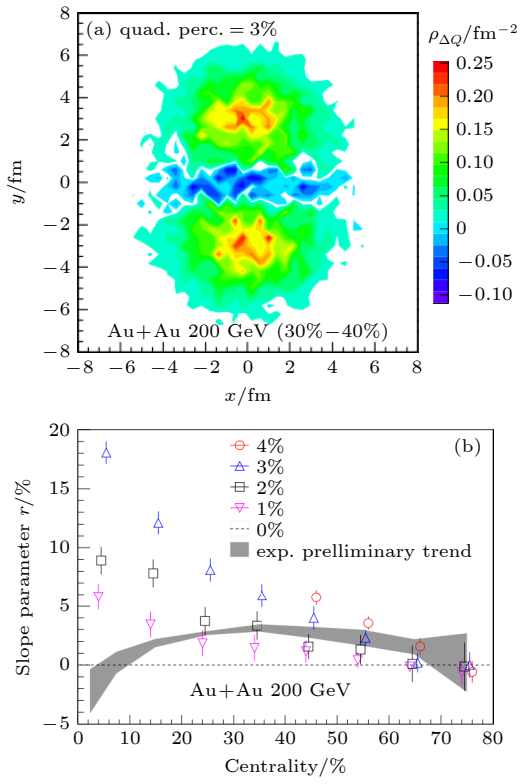

图 19 RHIC 能量 30%—40% 中心度 Au + Au 碰撞中, (a) 初态部分子态的 3% 初始四极矩强度在横平面的净电荷密度分布; (b) 不同初态部分子四极矩强度下斜率参数对中心度的依赖性

Fig. 19. (a) Net charge density distribution in the transverse plane for the 3% initial quadrupole charge separation for 30%–40% centrality bin in Au + Au collisions at the RHIC energy; (b) centrality dependence of the slope parameter for different strengths of initial quadrupole charge separation.

除了以上在模型中直接引入 CMW 的四极矩分布外, 我们的研究还发现了产生四极矩的一种新方式. 由 (5) 式可知, QED 反常是手征反常的重要来源之一, 它在一些手征反常效应中起着关键作用. 在相对论重离子碰撞中, (5) 式的第二项通常代表电磁场构型的第二洛伦兹不变量 $I_2 = \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$. 例如, Kharzeev 认为平行的电场 $\boldsymbol{E}$ 和磁场 $\boldsymbol{B}$ 构型会使狄拉克海中费米表面的左右手费米子的平衡发生偏移. 根据 (5) 式可知, 由于 $\mu_5 \propto \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$, 手征磁效应会产生并且诱导一个矢量流 $\boldsymbol{J}^{\rm CME}$. 因此我们研究了电场和磁场的耦合 $I_2 = \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$[98]. 图 20(a) 给出了 $t = 0$ 时刻碰撞参数 $b = 10$ fm 时 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 在横平面上的空间分布. 这里可以清晰地看到, $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 的空间分布类似于一个偶极子, 即在上半平面 ($y > 0$ 平面) $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B} < 0$; 但在下半平面 ($y < 0$ 平面), $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B} > 0$. 因此, 周边碰撞中, 沿着 y 方向的磁场与电场和磁场耦合的偶极分布再次耦合, 会诱导一个 CME 电流 $J^{\rm CME}$, 它的存在会导致电荷的四极矩分布, 与 CMW 诱导的电四极矩类似. 总的来说, 电磁反常也同样可以诱导电四极矩, 可以引起末态正负电荷之间的椭圆流差异, 但并不会形成 CMW.

图 20(b) 给出了用 4 种不同的面积计算方法 M1, M2, M3 和 M4 计算的 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 区域的平均密度与 $N_{\rm part}$ 的依赖关系, 并与实验上的斜率参数 r 对比. 由于 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 的分布是偶极对称的, 因此可以只选择横平面的下半平面计算平均值. 另一方面, 我们认为 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 的密度能反映电四极矩的强度. 可以发现, 通过 4 种方法计算所得的 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 的密度与 $N_{\rm part}$ 的依赖关系与测量的斜率参数 r 的趋势相似. 这表明, 在一个很大磁场存在的情况下, 由于 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 的存在, 如此的手征反常的偶极构型可以诱导一个类似于手征磁波的效应. 值得注意的是, 这个新机制不需要一个有限的重子密度 (即 $\mu = \mu_{\rm B} \neq 0$, $\mu_{\rm B}$ 是重子化学势), 而这是手征磁波机制中驱动手征分离效应的必要条件. 我们期望我们的新机制可以导致不同于手征磁波驱动的斜率参数 r 的能量依赖性, 原则上可以在 RHIC 的束流能量扫描项目中检验.

此外, 与 CMW 相关的背景效应也需要一些研究结果. 图 21(a) 所示为斜率 $A_{\rm ch}$ 与 $\langle v_2\rangle$ 的关系; 图 21(b) 给出积分的三粒子关联差与 $\langle v_2\rangle$ 的关系[99]. 在实验上, 后者在统计学上具有优势, 因为它不需要将数据样本分成不同的 $A_{\rm ch}$. 用两种模型的结果比较两个可观察量, 四极矩的 AMPT 结果不显示任何 $\langle v_2\rangle$ 依赖性. 即使 $\langle v_2\rangle$ 减少一半, 可观测量仍然保持不变. 线性拟合在 $\langle v_2\rangle = 0$ 时提供显著的正截距, 这表明了 CMW 信号的强度. 相比之下, LCC (local charge conservation) 的冲击波模型 (blast wave, BW) 结果被发现与 $\langle v_2\rangle$ 是成正比的. 随着 $\langle v_2\rangle$ 的减少, 可观测量线性减少, 并且对离散 ρ_2 方法, 在 $\langle v_2\rangle = 0$ 时的截距是 0. 注意, 混合 ρ_2 方法的截距略接近于零, 这来自于采样数据的 ρ_2 初始分布的波动. 信号和背景对 ESE (event shape engineering) 的反应不同的原因在于它们不同的起源: 前者源于与 $\langle v_2\rangle$ 无关的四极矩结构, 而后者, 纯粹是通过动力学 v_2 产生的效应. 这里呈现的是两个理想的

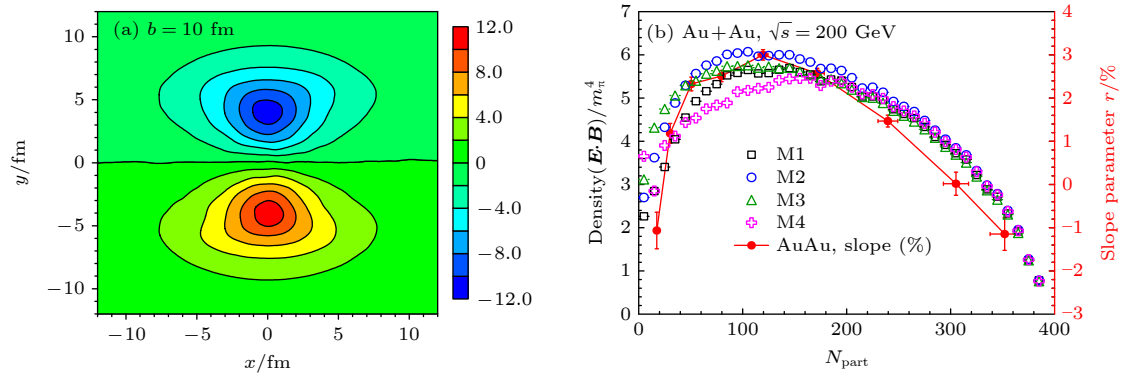

图 20 (a) RHIC 能量碰撞参数 $b = 10$ fm 下 Au + Au 碰撞中 $e^2\langle \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\rangle$ 在横平面上的分布; (b) 不同计算方法得出的 $\langle \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\rangle$ 在 $t = 0$ 时在 $y < 0$ fm 的横向平面内的分区平均密度和斜率参数的碰撞中心度依赖性

Fig. 20. (a) Spatial distributions of $e^2\langle \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\rangle$ in the transverse plane at $t = 0$ for $b = 10$ fm in Au + Au collisions at the RHIC energy, where the unit is m_π^4; (b) zone-averaged density of $\langle \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\rangle$ from different calculation methods (open symbols) at $t = 0$ in the transverse plane of $y < 0$ fm and the slope parameter (red filled symbol) as functions of $N_{\rm part}$ in Au + Au collisions at the RHIC energy.

极端: 模型单独包含 CMW或 LCC. 实际上, 实验中测得的观测值很可能同时包含了信号和背景. 在这种情况下, 数据点可能形成一个正斜率和非零截距的关系. CMW 占比, 或者更准确地说, 上限值可以通过在 $v_2=0$ 和 v_2 非零情况下的观测值之间的比率来提取: $f_{\rm CMW}=\dfrac{b}{a\langle v_2\rangle+b}$, 其中 a 和 b 是线性拟合的斜率和截距. 类似方法已成功地应用于限制 CME 占比, 因此我们认为将其扩展到 CMW 研究应该是高度可行的. 最近我们进一步提出了一个改进的 BW 模型, 它可以同时描述在 LHC 能量下的 CME 和 CMW 的实验结果, 表明 LHC 能量下 CME 和 CMW 的观测量可能主要是由局部电荷守恒背景所贡献[100].

在引入了逐事件涨落的四极矩以后, 定义了新的观测量 W_n 关联函数来研究 CMW, 计算结果如图 22 所示[101]. 从图 22(a) 可以看出, 在没有四极矩的情况下, W_2 呈现一个凸的形状, 这和用实验上用 R 关联测量 CME 的方法非常类似. 这里凸的形状可以来自于共振态衰变或者电荷守恒, 此时正负电荷之间的椭圆流会因为这些物理过程产生关联, 表现在 v_2^+ 和 v_2^- 会有一个非零的协方差. 图 22(b) 给出了 10% 的夸克受四极矩影响时的结果, 此时 W_2 呈现凹形. 并且此时 W_2 的中心值关于 Δv_2 不对称, 这是因为金离子具有正的净电荷和重子数, 因此图 22(b) 的四极矩结构在事件中占多数. 图 22(c) 给出了两种不同的四极矩对 W_2 关联的影响, 对于不同的四极矩构型, W_2 有两种斜率不同的线性分布. 这是因为单看一种四极矩时, 受 W_2 影响的 Δv_2 不会逐事件涨落, 因此两种方法的分布宽度不变, 仅中心值平移. 对于 W_3 关联, 在所有情况下的分布都是一致的, 即 W_3 不会随四极矩的改变而改变, 这是三角流和磁场方向无关导致的.

本节主要借用了 AMPT 模型对 CMW 的一些研究结果, 除了直接引入 CMW 信号之外, 还发

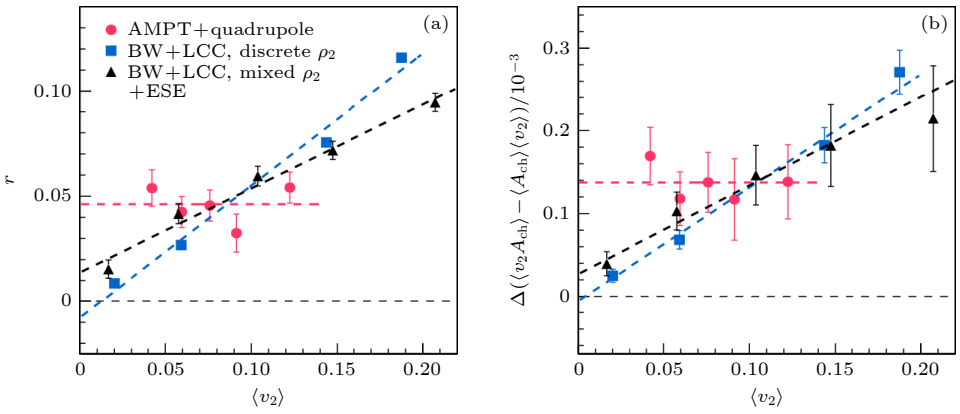

图 21 (a) $A_{\rm ch}-\Delta v_2$ 的斜率与 $\langle v_2\rangle$ 的依赖关系; (b) 积分的三粒子关联的差与 $\langle v_2\rangle$ 的依赖关系

Fig. 21. (a) $\langle v_2\rangle$ dependence of the slope of $A_{\rm ch}-\Delta v_2$; (b) $\langle v_2\rangle$ dependence of the difference of the integrated three-particle correlator.

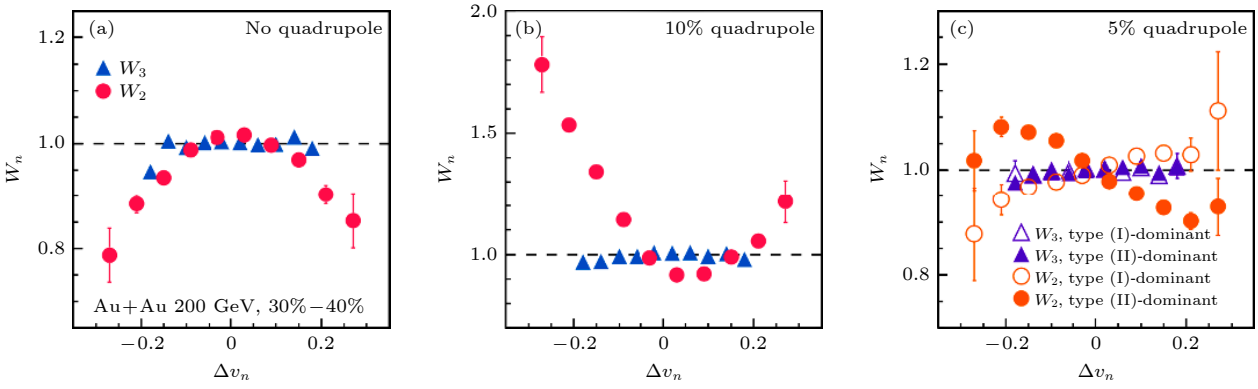

图 22 关联 $W_{2(3)}$ 与 Δv_2 的依赖关系, (a) 四极矩为零的情况; (b)10% 的四极矩; (c) 不同类型的 5% 的四极矩

Fig. 22. Δv_2 dependence of the correlation $W_{2(3)}$, (a) the case of zero quadrupole; (b) the case of quadrupole of 10%; (c) different types of cases of quadrupole of 5%.

现了 $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ 机制也会产生类似 CMW 信号的观察结果. 也利用模型模拟了分别存在 CMW 信号和背景的情况, 同时也提出了观测 CMW 的新观测量.

5 其他磁场效应

以上介绍的主要是高能重离子碰撞中磁场导致的与手征相关的一些新奇现象, 然而在中低能碰撞区域, 磁场同样可以产生很多有趣的物理现象.

考虑到光子与磁场关系的特殊性, 用 BUU 模型研究了二者的关系 [102]. 图 23 给出了 40 MeV 的 N + Pb 碰撞中光子的定向流 v_1 和椭圆流 v_2 与光子的横动量 $p_{\rm T}$ 的关系. 对于 v_1, 在 $p_{\rm T}\in(0,25)$ 范围内无论有没有磁场, v_1 和 v_2 都随 $p_{\rm T}$ 的增加而减小, 即磁场对 v_1 和 v_2 没有影响; 当 $p_{\rm T}>25$ MeV 时, v_1 和 v_2 发生劈裂, 随着 $p_{\rm T}$ 的增加而增加, 并且有磁场情况下对 v_1 是压低的作用和对 v_2 是增强的作用, 这点与预测结果是一致的. 这里表明 v_1 和 v_2 都受到磁场的影响, $p_{\rm T}$ 大的光子对磁场更敏感, 即磁场使 v_1 和 v_2 对 $p_{\rm T}$ 的依赖性增强. 此外, 还研究了出射核子的 v_1 和 v_2 与 $p_{\rm T}$ 的依赖关系, 总体上, 磁场对出射核子产生的 v_1 和 v_2 均无影响, 但对光子产生的 v_1 和 v_2 有效应. 从质量的角度分析, 核子的质量约为 1 GeV, 光子无质量, 因此光子流更容易受到磁场的影响. 因此, 中低能重离子碰撞实验上可以用光子流作为探针研究磁场相关效应.

在中低能重离子碰撞领域, 原子核内的质子和中子构成的两个独立硬球在外界偶极激发下, 体系质心位置附近会发生相对偶极振荡, 此即为激发态原子核的巨偶极共振 (giant dipole resonance, GDR) 现象, 由于 GDR 产生的 γ 能谱的特征分布携带大量奇异原子核的结构信息, 因此 GDR 成为研究奇异原子核性质的有力探针. 这里用考虑了磁场的 EQMD 模型, 通过研究偶极矩的响应和强度分析 GDR 效应 [103]. 如图 24(a)—(c) 分别展示了 GDR 谱的峰值能量、峰值强度以及宽度与入射能量的依赖关系. 可以清晰地看到, 有磁场存在时, 随着入射能量的增加, 峰值能量和峰值强度也增加; 但宽度的结果有所不同, 在入射能量小于 200 MeV 时, 随入射能量的增加而减小, 当入射能量大于 200 MeV 时, 宽度保持不变. 这些不同, 可能来自磁场产生的不同.

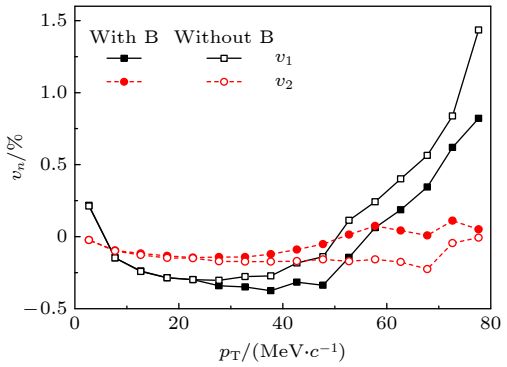

图 23 40 MeV 的 N + Pb 碰撞中光子的定向流 v_1 和椭圆流 v_2 与光子的横动量 $p_{\rm T}$ 的关系

Fig. 23. Direct flow v_1 and elliptical flow v_2 as functions of $p_{\rm T}$ of photons for N + Pb collisions at 40 MeV.

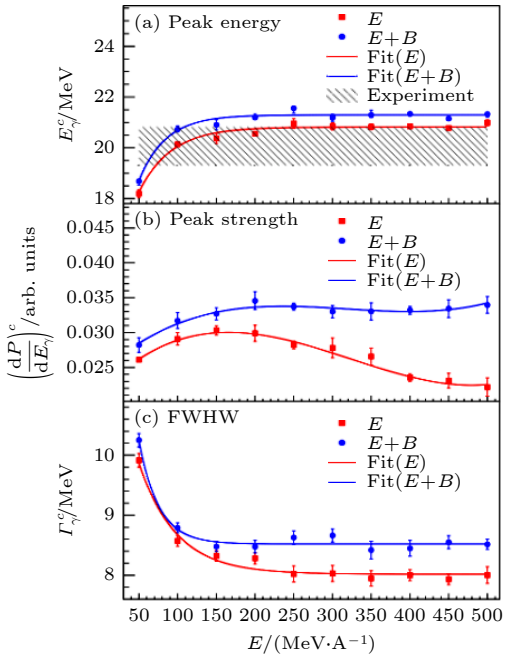

图 24 ^{16}O + ^{40}Ca 碰撞在无磁场和有磁场的情况下, GDR 光谱的 (a) 峰值能量, (b) 峰值强度和 (c) 光谱宽度与入射能量的关系

Fig. 24. (a) Peak energy, (b) peak intensity, and (c) spectral width of the GDR spectrum as functions of incident energy for ^{16}O + ^{40}Ca collisions in the absence and presence of the magnetic field.

考虑到 GDR 模式来自激发态, 接下来研究与激发能有关的温度与入射能量的依赖关系, 如图 25(a) 所示. 这里只研究了极其超周边碰撞, 因此入射能量越高, ^{16}O 和 ^{40}Ca 相互作用时间越短, ^{40}Ca 的激发能越低. 因此 ^{40}Ca 的温度也随入射能量的增加而减小, 这也是合理的. 但上面的结果中磁场对 GDR 宽度的影响与这里磁场对温度的影响并不相同, 这说明, 除温度外, 还存在某些受磁场

影响的因素, 比如已有的研究结果显示原子核旋转会受磁场的影响. 图 25(b) 所示为 ^{40}Ca 角动量分量 J_y 与入射能量的依赖关系. 可以看到, 存在磁场时 J_y 对入射能量的依赖明显高于无磁场的情况. 之前的研究结果表明, GDR 宽度随核子角动量的增加而增加, 因此这里角动量与磁场的依赖关系与上面宽度与磁场的依赖关系有关. 对比图 25 的两个结果可以发现, 入射能量低于 250 MeV 时, 磁场使温度降低但让 J_y 增加; 入射能量高于 250 MeV 时, 磁场使二者均增加. 这也是为什么有磁场存在时, 高入射能量下 GDR 宽度增加的原因. 这里也注意到, 对于低入射能量, 即便无磁场, 角动量也很大. 这表明在低能区, 可能不仅只有 GDR 的振动模式, GDR 的宽度可能由旋转引起的一种混合状态, 因此这种情况下, 很难提取干净的 GDR 振动模式. 但随着入射能量的增加, 角动量变小, 从而减小了旋转引起的混合状态. 这可能是因为在较高入射能量区域, GDR 的能量位置接近实验结果的原因.

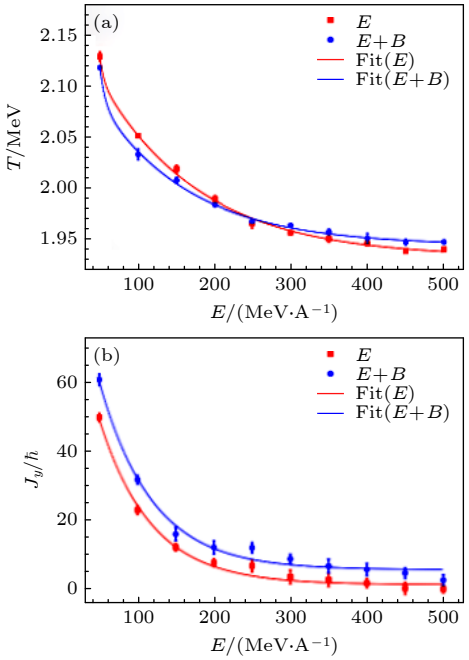

图 25 ^{16}O + ^{40}Ca 碰撞在无磁场和有磁场的情况下, (a) 温度和 (b) 角动量 J_y 与入射能量的关系

Fig. 25. (a) Temperature and (b) angular momentum J_y as functions of the incident energy for ^{16}O + ^{40}Ca collisions in the absence and presence of the magnetic field.

6 总结和展望

本文主要介绍了相对论重离子碰撞中的手征反常现象, 主要是手征磁效应和手征磁波, 由于 QCD 胶子场的存在, 会发生强相互作用下局域的 $\mathcal{CP}$ 破缺, 同时由于相对论重离子碰撞可以产生极强的磁场, 二者共同作用, 可以诱导如此的手征反常现象. 观测这些手征反常现象, 可以帮助寻找强相互作用中的 $\mathcal{CP}$ 破缺的证据, 从而帮助解决宇宙中正反物质不对称的问题.

本文首先介绍了相对论重离子碰撞中不同碰撞系统和不同碰撞能量下的电磁场大小. 可以发现, 对于 A + A 碰撞, 磁场在周边碰撞中达到最大, 并且随着碰撞能量的增加, 磁场大小也相应增加; 对于小系统 p + A 碰撞, 虽然事件平均后的磁场为零, 但逐事件的磁场并不为零; 同时磁场的大小也受原子核结构的影响, 比如 C 核, 分别有链状、三角构型和 Woods-Saxon 分布, 3 种核子构型的磁场有明显差异; 此外, 用扩展的 KMW 模型研究磁场的演化和寿命. 借用 AMPT 模型, 研究了大系统碰撞、小系统碰撞以及同质异位素碰撞中的手征磁效应, 发现大系统碰撞中的关联 γ 对低于 5% 强度的 CME 信号不够敏感, 这是源于末态相互作用对 CME 信号较大的消弱作用. 对于小系统碰撞, 可以发现在周边碰撞中有望找到可能存在的 CME 信号, 但前提是同时需要 QGP 的产生. 在同质异位素碰撞的前期研究中, 首先分析了两个碰撞系统之间存在的差异, 以及可能存在的 CME 信号大小, 我们的研究结果表明, 同质异位素碰撞是寻找 CME 信号的不错选择, 并且预测了相当多的观测量能观测到足够强度的 CME. 即便是有形变存在, 与旁观平面有关的关联也能反映更干净的 CME 信号. STAR 合作组 5 个小组对不同的 CME 观测量分别展开了双盲分享研究, 目前的结果一致, 均是小于 1, 与 CME 预期比值不符, 不支持同质异位素碰撞中存在明显的手征磁效应. 我们最新的研究结果表明, 同质异位素碰撞中可能存在非常小的 CME 信号, 需要更加敏感的实验观测量和开展进一步的研究工作.

类似于 CME 的做法, 我们也在 AMPT 模型中直接加入了 CMW 的四极矩分布, 发现初始四极矩分布可以经过末态相互作用转化为 π 介子的椭圆流的电荷不对称. 同时还发现, 电磁场的耦合也能产生类似于 CMW 信号的四极矩分布, 这一新机制为 STAR 实验中观察到的 π 介子的电荷相关的椭圆流提供了新的可能解释. 此外, 还研究了与 CMW 背景相关的一些效应, 应用只考虑 CMW

机制的模型和只考虑 LCC 的模型进行对比, 可以发现仅考虑 CMW 的斜率参数 r 与 v_2 没有依赖关系; 但只考虑 LCC 的结果与 v_2 是成正比的, 基于此我们提出了提取 CMW 比例的办法. 我们应用了一个新的 CMW 观测量 W_n 关联函数, 可以通过其分布的形状反映是否存在 CMW 现象.

最后, 研究了磁场效应在中低能碰撞中的一些有趣结果. 发现光子在 $p_{\rm T} < 25$ MeV时, 它的 v_1 和 v_2 与磁场无关; 但 $p_{\rm T} > 25$ MeV 时, 受磁场的影响, v_1 变小, v_2 变大, 进而提出用光子流作为探针研究磁场效应. 还研究了磁场对巨偶极共振的影响, 发现磁场会增强巨偶极共振分布的峰值能量、峰值强度和光谱宽度.

总之, 我们利用多种模型工具开展了一系列磁场和手征相关效应的研究, 发现无论是高能还是中低重离子碰撞过程中, 磁场都会引起很多非常有趣的物理现象, 这为研究核物理世界中的微观规律带来了前所未有的机遇[104]. 然而其中还存在很多未解之谜, 有关其背后的物理作用机制, 值得我们未来继续在实验和理论上开展更加深入的研究工作[105–107].

参考文献

[1] Gross D J, Wilczek F 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 1343
[2] Politzer H D 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 1346
[3] Adams J,Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. (STAR Collaboration). 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 102
[4] Adcox K, Adler S S, Afanasiev S, et al. (PHENIX Collaboration). 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 184
[5] Aamodt K, Quintana A A, Achenbach R, et al. (ALICE Collaboration). 2008 *JINST* **3** S08002
[6] Bzdak A, Esumi S, Koch V, Liao J, Stephanov M, Xu N 2020 *Phys. Rep.* **853** 1
[7] Luo X, Xu N 2017 *Nucl. Sci. Tech.* **28** 112
[8] Xu J, Liao J, Gyulassy M 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 092501
[9] Siemens P J, Rasmussen J O 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 880
[10] Kolb P F, Sollfrank J, Heinz U W 2000 *Phys. Rev. C* **62** 054909
[11] Teaney D, Lauret J, Shuryak E V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4783
[12] Song H, Heinz U W 2008 *Phys. Rev. C* **77** 064901
[13] Jeon S, Heinz U 2015 *Int. J. Mod. Phys. E* **24** 1530010
[14] Shen C, Yan L 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 122
[15] Lao H L, Liu F H, Li B C, Duan M Y, Lacey R A 2018 *Nucl. Sci. Tech.* **29** 164
[16] Waqas M, Liu F H, Li L L, Alfanda H M 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 109
[17] Poskanzer A M, Voloshin S A 1998 *Phys. Rev. C* **58** 1671
[18] Gale C, Jeon S, Schenke B 2013 *Int. J. Mod. Phys. A* **28** 1340011
[19] Alver B, Roland G 2010 *Phys. Rev. C* **81** 054905
[20] Ma G L, Wang X N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 162301
[21] Ma L, Ma G L, Ma Y G 2016 *Phys. Rev. C* **94** 044915
[22] Lee T D, Yang C N 1956 *Phys. Rev.* **104** 254
[23] Christenson J H, Cronin J W, Fitch V L, Turlay R 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 138
[24] Skokov V, Illarionov A Y, Toneev V 2009 *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 5925
[25] Bzdak A, Skokov V 2012 *Phys. Lett. B* **710** 171
[26] Deng W T, Huang X G 2012 *Phys. Rev. C* **85** 044907
[27] Hattori K, Huang X G 2017 *Nucl. Sci. Tech.* **28** 26
[28] Rojas H P, Martinez A P, Cuesta H J M 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 2117
[29] Kharzeev D 2006 *Phys. Lett. B* **633** 260
[30] Kharzeev D, Zhitnitsky A 2007 *Nucl. Phys. A* **797** 67
[31] Kharzeev D E, McLerran L D, Warringa H J 2008 *Nucl. Phys. A* **803** 227
[32] Fukushima F, Kharzeev D E, Warringa H J 2008 *Phys. Rev. D* **78** 074033
[33] Son D T, Zhitnitsky A R 2004 *Phys. Rev. D* **70** 074018
[34] Metlitski M A, Zhitnitsky A R 2005 *Phys. Rev. D* **72** 045011
[35] Kharzeev D E, Liao J F, Voloshin S A, Wang G 2016 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **88** 1
[36] Kharzeev D E, Yee H U 2011 *Phys. Rev. D* **83** 085007
[37] Luo X L, Gao J H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112503 (in Chinese) [罗晓丽, 高建华 2023 物理学报 **72** 112503]
[38] Bertsch G F, Gupta S D 1988 *Phys. Rep.* **160** 189
[39] Maruyama T, Niita K, Iwamoto A 1996 *Phys. Rev. C* **53** 297
[40] Lin Z W, Ko C M, Li B A, Zhang B, Pal S 2005 *Phys. Rev. C* **72** 064901
[41] Zhao X L, Ma Y G, Ma G L 2018 *Phys. Rev. C* **97** 024910
[42] Zhao X L, Ma G L, Ma Y G 2019 *Phys. Rev. C* **99** 034903
[43] Deng W T, Huang X G, Ma G L, Wang G 2018 *Phys. Rev. C* **97** 044901
[44] Cheng Y L, Zhang S, Ma Y G, Chen J H, Zhong C 2019 *Phys. Rev. C* **99** 054906
[45] Chen Y, Sheng X L, Ma G L 2021 *Nucl. Phys. A* **1011** 122199
[46] Zhong Y, Yang C B, Cai X, Feng S Q 2015 *Chin. Phys. C* **39** 104105
[47] Kharzeev D E, Liao J F 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 55
[48] Huang X G 2016 *Rept. Prog. Phys.* **79** 076302
[49] Gao J H, Ma G L, Pu S, Wang Q 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 90
[50] Voloshin S A 2004 *Phys. Rev. C* **70** 057901
[51] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. [STAR]. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 251601
[52] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. 2010 *Phys. Rev. C* **81** 054908
[53] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. [STAR]. 2013 *Phys. Rev. C* **88** 064911
[54] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. [STAR]. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 052302
[55] Abelev B, Adam J, Adamova D, et al. [ALICE]. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 012301
[56] Lin Z W, Zheng L 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 113
[57] Ma G L, Zhang B 2011 *Phys. Lett. B* **700** 39
[58] Shou Q Y, Ma G L, Ma Y G 2014 *Phys. Rev. C* **90** 047901
[59] Huang L, Ma C W, Ma G L 2018 *Phys. Rev. C* **97** 034909
[60] Huang L, Nie M W, Ma G L 2020 *Phys. Rev. C* **101** 024916
[61] Khachatryan V, Sirunyan A M, Tumasyan A, et al. [CMS]. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 122301
[62] Zhang Z W, Cen X Z, Deng W T 2022 *Chin. Phys. C* **46** 084103

[63] Bzdak A, Koch V, Liao J 2011 *Phys. Rev. C* **83** 014905
[64] Liao J, Koch V, Bzdak A 2010 *Phys. Rev. C* **82** 054902
[65] Schlichting S, Pratt S 2011 *Phys. Rev. C* **83** 014913
[66] Wang F 2010 *Phys. Rev. C* **81** 064902
[67] Zhao J [STAR] 2021 *Nucl. Phys. A* **1005** 121766
[68] Zhao J, Wang F 2019 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **107** 200
[69] Wang F 2022 *Acta Phys. Polon. Supp.* **16** 15
[70] Li W, Wang G 2020 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70** 293
[71] Voloshin S A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 172301
[72] Deng W T, Huang X G, Ma G L, Wang G 2016 *Phys. Rev. C* **94** 041901
[73] Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. [STAR]. 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 48
[74] Abdallah M, Aboona B E, Adam J, et al. [STAR]. 2022 *Phys. Rev. C* **105** 014901
[75] Xu H J, Li H, Wang X, Shen C, Wang F 2021 *Phys. Lett. B* **819** 136453
[76] Xu H J, Zhao W, Li H, Zhou Y, Chen L W, Wang F 2021 arXiv: 2111.14812 [nucl-th]
[77] Zhang C, Jia J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 022301
[78] Jia J, Zhang C J 2023 *Phys. Rev. C* **107** L021901
[79] Jia J 2022 *Phys. Rev. C* **105** 014905
[80] Jia J 2022 *Phys. Rev. C* **105** 044905
[81] Zhao X L, Ma G L 2022 *Phys. Rev. C* **106** 034909
[82] Kharzeev D E, Liao J, Shi S 2022 *Phys. Rev. C* **106** **L051903**
[83] Li F, Ma Y G, Zhang S, Ma G L, Shou Q, Shou Q Y 2022 *Phys. Rev. C* **106** 014906
[84] Wang F Q, Zhao J 2018 *Nucl. Sci. Tech.* **29** 179
[85] Xu H J, Zhao J, Wang X, Li H, Lin Z W, Shen C, Wang F 2018 *Chin. Phys. C* **42** 084103
[86] Choudhury S, Dong X, Drachenberg J, et al. 2022 *Chin. Phys. C* **46** 014101
[87] Tang A H 2020 *Chin. Phys. C* **44** 054101
[88] Liang G R, Liao H F, Lin S, Yan Li, Li M 2020 *Chin. Phys. C* **44** 094103
[89] Chen B X, Feng S Q 2020 *Chin. Phys. C* **44** 024104
[90] Feng S Q, Pei L, Sun F, Zhong Y, Yin Z B 2018 *Chin. Phys. C* **42** 054102
[91] Jiang Y, Shi S, Yin Y, Liao J 2018 *Chin. Phys. C* **42** 011001
[92] Yee H U, Yin Y 2014 *Phys. Rev. C* **89** 044909
[93] Taghavi S F, Wiedemann U A 2015 *Phys. Rev. C* **91** 024902
[94] Hongo M, Hirono Y, Hirano T 2017 *Phys. Lett. B* **775** 266
[95] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. [STAR]. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 252302
[96] Adam J, Adamova D, Aggarwal M M, et al. [ALICE]. 2016 *Phys. Rev. C* **93** 044903
[97] Ma G L 2014 *Phys. Lett. B* **735** 383
[98] Zhao X L, Ma G L, Ma Y G 2019 *Phys. Lett. B* **792** 413
[99] Wang C Z, Wu W Y, Shou Q Y, Ma G L, Ma Y G, Zhang S 2021 *Phys. Lett. B* **820** 136580
[100] Wu W Y, Shou Q Y, Christakoglou P, Das P, Haque M R, Ma G L, Ma Y G, Mohanty B, Wang C Z, Zhang S, Zhao J 2023 *Phys. Rev. C* **107** L031902
[101] Shen D Y, Chen J H, Ma G L, Ma Y G, Shou Q Y, Zhang S, Zhong C 2019 *Phys. Rev. C* **100** 064907
[102] Deng X G, Ma Y G 2018 *Eur. Phys. J. A* **54** 204
[103] Cao Y T, Deng X G, Ma Y G 2022 *Phys. Rev. C* **106** 014611
[104] Ruan L J, Xu Z B, Yang C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112401 (in Chinese) [阮丽娟, 许长补, 杨驰 2023 物理学报 **72** 112401]
[105] Shou Q Y, Zhao J, Xu H J, Li W, Wang G, Tang A H, Wang F Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112504 (in Chinese) [寿齐烨, 赵杰, 徐浩洁, 李威, 王钢, 唐爱洪, 王福强 2023 物理学报 **72** 112504]
[106] Gao J H, Sheng X L, Wang Q, Zhuang P F 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112501 (in Chinese) [高建华, 盛欣力, 王群, 庄鹏飞 2023 物理学报 **72** 112501]
[107] Pu S, Huang X G 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 071202 (in Chinese) [浦实, 黄旭光 2023 物理学报 **72** 071202]

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

Electromagnetic field effects and anomalous chiral phenomena in heavy-ion collisions at intermediate and high energy*

Zhao Xin-Li [1)2)] Ma Guo-Liang [1)2)†] Ma Yu-Gang [1)2)‡]

1) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application, Ministry of Education, Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai* 200433, *China*)

2) (*Shanghai Research Center for Theoretical Nuclear Physics, National Natural Science Foundation of China, Fudan University, Shanghai* 200438, *China*)

(Received 20 February 2023; revised manuscript received 31 March 2023)

Abstract

Heavy-ion collisions can produce high-temperature and high-density quantum chromodynamics (QCD) matter under extremely strong electromagnetic fields, which triggers off many important anomalous chiral phenomena, such as the chiral magnetic effect and chiral magnetic wave. The anomalous chiral phenomena can help to find the evidence of $\mathcal{CP}$ symmetry breaking in the strong interaction, deepen the understanding of the QCD vacuum fluctuations, and disclose the mystery of asymmetry of antimatter-matter in the universe.

In this paper, firstly, the magnetic fields are investigated for small and large colliding systems at relativistic heavy ion collider (RHIC) and large hadron collider (LHC). These studies indicate that collision energy and initial nucleon structure have significant effects on magnetic fields. And, the lifetimes of magnetic field in different media are very different in heavy-ion collisions. Then, in order to study the chiral magnetic effect, some experimental observables are studied by using a multi-phase transport model without or with different strengths of the chiral magnetic effect. For small systems, if QGP exists, the chiral magnetic effect could be observed in the peripheral collisions. For isobaric collisions, the correlators with respect to the spectator plane can imply a much cleaner signal of chiral magnetic effect than that with respect to the participant plane. Our results support that the strength of chiral magnetic effect may be absent or small in isobaric collisions. Next, some new strategies are applied to study the chiral magnetic wave. Moreover, a novel mechanism for the electric quadrupole moment can also explain the charge-dependent elliptic flow of pions generated by the chiral magnetic wave. In addition, some interesting phenomena also occur, owing to the magnetic field in heavy-ion collisions at intermediate energy. The directed flow and elliptic flow of photons have no effect on magnetic field at $p_{\rm T} < 25$ GeV. However, because of the magnetic field, the directed flow of photons decreases and the elliptic flow of photons increases at $p_{\rm T} > 25$ GeV. Besides, the magnetic field has a significant effect on giant dipole resonance, i.e. the magnetic field increases the angular momentum and enhances some observables of the giant dipole resonance spectrum. In conclusion, magnetic field plays a key role in heavy-ion collisions at both high energy and intermediate energy. It provides an unprecedented opportunity for studying the microscopic laws of nuclear physics. However, there are still many unsolved problems that need further studying in the future.

Keywords: magnetic field, deformed nuclei, chiral magnetic effect, chiral magnetic wave

PACS: 25.75.-q, 25.70.-z **DOI:** 10.7498/aps.72.20230245

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1604900), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12147101, 11890714, 11835002, 11961131011, 11421505, 12105054), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB34030000), and the Major Project of Basic and Applied Basic Research of Guangdong Province, China (Grant No. 2020B0301030008).

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

‡ Corresponding author. E-mail: mayugang@fudan.edu.cn