

重离子碰撞中手征化学势对电磁场演化的贡献*

黄安平

(中国矿业大学材料与物理学院, 徐州 221116)

(2026 年 2 月 22 日收到; 2026 年 4 月 8 日收到修改稿)

在重离子碰撞中, 电磁场对诸多物理现象起着至关重要的作用, 其演化过程受多重因素的影响. 其中, 用于表征夸克-胶子等离子体 (Quark-gluon plasma, QGP) 中夸克左右手数目不平衡性的手征化学势, 通过手征磁效应引入麦克斯韦方程组的电流项, 影响电磁场的动态演化过程. 本文基于 (3+1) 维 CLVisc 相对论流体动力学框架, 在弱场近似下将 Maxwell 方程与流体演化解耦处理, 并通过引入手征电导率 σ_χ , 建立了包含手征反常效应的电磁场数值演化模型. 针对能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200\text{ GeV}$ 、中心度 20%—50% 条件下的 Au+Au 碰撞系统, 系统研究了手征化学势对电场、磁场以及电磁场拓扑项 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 时空演化行为的影响. 研究表明, QGP 介质中由手征化学势诱导的反常效应对电磁场的时间演化特性及空间分布结构均产生显著的调制作用. 具体表现为: 磁场分量 eB_y 呈现稳定的符号分裂特征并表现出类偶极型的空间分布; 电场分量 eE_y 在演化过程中的符号反转现象受到明显抑制; 电磁场拓扑项 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 的幅度演化规律及其空间分布特征均发生系统性改变, 从而直接影响轴矢量反常源项的时空结构. 总体而言, 手征反常效应不仅显著改变电磁场强度的时序演化幅度, 还深刻重构其空间结构特性. 这一独特的作用机制, 为理解 QGP 中电磁场行为的复杂性提供了新的理论视角, 同时也为相关实验观测与验证开辟了重要探索方向.

关键词: 夸克-胶子等离子体, 电磁场, 手征化学势, 重离子碰撞

DOI: 10.7498/aps.75.20260269

CSTR: 32037.14.aps.75.20260269

1 引言

在相对论重离子碰撞中, 可以形成一种退禁闭的强相互作用物质——夸克-胶子等离子体 (QGP), 为研究极端温度、高重子密度以及强电磁场等极端条件下的量子色动力学 (QCD) 性质提供了独特而重要的实验平台. 在非对心重离子碰撞过程中, 高速运动的带电离子会产生极强的瞬时电磁场. 例如, 在相对论重离子对撞机 (RHIC) 的 Au+Au 碰撞中, 磁场强度可达到 $eB \sim m_\pi^2 \sim 10^{18}\text{ Gauss}$ 量级; 而在大型强子对撞机 (LHC) 的更高碰撞能区下, 其强度还可进一步提升一个数量级^[1-9]. 在强电磁场背景下系统研究 QGP 的物理性质, 已成为当前高能核物理研究的前沿方向之一. 例如, 手征磁效

应 (chiral magnetic effect)、手征磁波 (chiral magnetic wave)、 D^0 介子的定向流 v_1 、 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 自旋极化分裂以及 QGP 中的光子椭圆流等多种物理现象均与电磁场密切相关^[10-18]. 对这些物理现象的准确理解与定量刻画, 有赖于对 QGP 中电磁场时空动态演化过程进行系统且精细的描述.

尽管重离子碰撞初始阶段的电磁场强度及其空间分布可以通过旁观者质子的 Liénard-Wiechert 势进行计算^[1-9], 但其在 QGP 火球介质中的后续演化过程仍存在较大不确定性, 依然是亟需深入研究的重要问题之一. 在忽略 QGP 介质响应效应的情形下, 碰撞中产生的磁场将迅速衰减, 其特征寿命可近似估计为 $\tau_B \sim R_A/(\gamma v_z)$; 例如在 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ 的 Au+Au 碰撞中约为 0.06 fm, 而在 LHC 能区该寿命将进一步缩短^[16]. 然而, 在真实碰撞过

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 12205309) 资助的课题.

程中形成的 QGP 由带电夸克与反夸克组成, 具有较高的电导率, 其显著的电磁感应效应能够在很大程度上延长磁场在介质中的存活时间^[19–32].

一般而言, 研究重离子碰撞中电磁场演化问题的理论方法大体分为两大类: 即“强场”方法与“弱场”方法. 在强场框架下, 电磁场对介质整体动力学演化的反作用被认为不可忽略, 因此需要将电磁场与介质演化方程进行自洽耦合求解. 其中最具代表性的理论工具是相对论磁流体力学 (MHD). 在理想磁流体近似中, 电导率被假定为无穷大. 例如, 在 Bjorken 膨胀下的 QGP 中的磁场的演化满足关系 $B(\tau) = B_0(\tau_0/\tau)$ ^[33,34], 其中 B_0 表示初始时刻 τ_0 处的磁场强度. 在更为具体的数值研究方面, 一些基于改进的 ECHO-QGP 数值框架的工作^[35,36], 通过求解相对论理想 MHD 方程, 对重离子碰撞过程中电磁场与介质的耦合演化进行了系统模拟. 数值结果一致表明, 介质的电磁响应效应能够显著延缓磁场的衰减速率, 从而有效延长其在系统中的存活时间. 这些研究通常建立在无限电导率假设之上, 并采用不包含耗散效应的理想流体动力学来描述介质演化, 与真实 QGP 体系中有限电导率及耗散效应并存的复杂物理情形仍存在一定差距.

与之相对, 在弱场近似下, 介质对电磁场的影响被认为不可忽略, 而电磁场对介质性质及动力学演化的反作用则可忽略不计. 在此近似框架中, 介质的时空演化可采用不含电磁场耦合的常规黏滞流体动力学方程来描述; 电磁场的演化则通过 Maxwell 方程组求解, 并在其中通过电流项引入介质效应 (如欧姆定律等) 来实现. 目前, 已有多个理论和数值研究采用了这一方法 (参见文献^[7, 8, 37–44]). 这些工作清楚地表明, 介质的电导率对磁场具有一定的“保持”作用, 能够在一定程度上延长磁场的寿命. 然而, 这类研究通常依赖若干理想化假设, 例如采用恒定电导率、假定静态介质、仅考虑一维 Bjorken 膨胀、或假定介质具有无限横向尺度等. 这些简化条件在一定程度上限制了该方法在实际物理场景中的适用性.

在上述研究基础上, 除了常规电导率效应之外, QGP 介质中的手征化学势也被认为是影响电磁场演化的重要物理因素. 本文在弱场近似框架下, 基于已有工作^[45–47], 进一步深入研究 QGP 火球介质中手征化学势 (μ_5) 在电磁场演化过程中的作用机制. 需要强调的是, 手征化学势对电磁场

演化的影响是通过在电流密度中引入手征反常流 (即手征磁效应, CME) 来实现的, 其形式为 $J_{\text{CME}}^\mu = \sigma_\chi B^\mu$, 其中 σ_χ 为手征电导率, 并与手征化学势成正比关系, 即 $\sigma_\chi \propto \mu_5$. 由此可见, 手征化学势对电磁场演化的影响来源于手征反常输运这一量子效应机制, 其物理本质不同于经典电导率所产生的贡献.

目前已有若干具有代表性的研究工作探讨了手征化学势或手征磁效应对电磁场演化的影响. 例如, 一些研究在假定手征电导率与常规电导率均为常数的条件下, 通过解析求解 Maxwell 方程组^[37,42], 得到手征化学势会对磁场强度产生一定程度增强的定性结论, 但整体效应相对有限. 在 Huang 等^[45]的研究中, 虽然已将手征磁效应纳入电磁场演化框架之中, 但重点主要集中在 QGP 介质电导率对磁场演化行为的影响, 对于手征化学势在电磁场时空演化过程中的具体作用机制尚未展开系统而深入的分析. 基于上述研究基础^[45–47], 本文将对手征化学势在电磁场演化中的独特作用开展更加系统和全面的研究, 以期获得更清晰的电磁场时间演化图像与空间分布结构, 从而为相关物理问题的研究提供更为可靠的电磁场输入信息.

本文其余部分的结构安排如下: 第 2 节简要介绍本研究所采用的理论框架与整体数值流程, 对包含手征反常效应的 Maxwell 方程组的基本特性及其数值求解方法进行概述, 并对所使用的黏滞流体动力学背景作简要回顾. 第 3 节系统研究在不同碰撞能量条件下, 手征反常效应对重离子碰撞中电磁场时空演化行为的影响. 补充材料 A ([online](#)) 给出了 Milne 坐标系中 Levi-Civita 张量与电磁场张量的具体表达式. 与数值实现相关的技术细节整理于补充材料 B ([online](#)) 中, 其中介绍了在流体动力学背景下求解 Maxwell 方程组的数值算法.

2 理论框架

为定量研究手征反常效应对电磁场演化的影响, 本工作采用弱场近似方法^[45,46]. 该近似的核心在于实现 Maxwell 方程组与相对论流体动力学方程的解耦处理, 通过独立求解两套方程体系, 可大幅降低数值模拟的计算复杂度. 具体而言: 在弱场近似框架下, 重点考察介质对电磁场的调制作用 (如感应电流等介质响应), 同时忽略电磁场对介质演化的反馈效应. 基于此, 介质动力学由传统粘滞

流体力学方程描述 (不含电磁耦合项), 而电磁场演化则通过引入介质电导率等响应特性的 Maxwell 方程组求解. 在具体计算流程上, 首先求解相对论流体动力学方程, 模拟 QGP 介质的演化过程, 获得流体的速度场、温度分布以及粒子流密度等宏观物理量; 随后, 将这些流体背景量代入 Maxwell 方程组中的电流密度项中, 进一步计算介质中电场与磁场的时空演化分布. 相应的技术路线如图 1 所示.

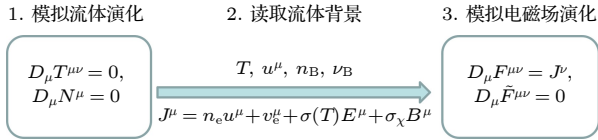


图 1 本研究的技术路线: 首先通过求解流体动力学方程模拟介质演化, 获得温度、流速场及守恒流密度等流体背景; 随后在此基础上求解 Maxwell 方程组, 模拟电磁场的演化

Fig. 1. The technical workflow of this study: First, the evolution of the medium is simulated by solving the hydrodynamic equations, yielding the fluid background information such as temperature, flow velocity, and conserved current densities; subsequently, based on this fluid background, the Maxwell equations are solved to simulate the evolution of the electromagnetic fields.

2.1 Milne 时空中的 Maxwell 方程组

为刻画电磁场在膨胀介质中的时空演化特征, 采用 Milne (即 (τ, x, y, η)) 坐标系中的 Maxwell 方程组, 其协变形式可表示为

$$\hat{D}_\mu F_M^{\mu\nu} = J^\nu, \quad (1)$$

$$\hat{D}_\mu \tilde{F}_M^{\mu\nu} = 0, \quad (2)$$

其中, 下标 M 表示电磁张量定义在 Milne 坐标系中. 协变导数 $\hat{D}_\mu$ 对二阶张量 $t^{\nu\rho}$ 的作用定义为

$$\hat{D}_\mu t^{\nu\rho} = \partial_\mu t^{\nu\rho} + \Gamma_{\lambda\mu}^\nu t^{\lambda\rho} + \Gamma_{\lambda\mu}^\rho t^{\nu\lambda},$$

式中, $\Gamma_{\mu\nu}^\rho$ 是 Christoffel 符号, 其表达式为

$$\Gamma_{\mu\nu}^\rho = \frac{1}{2} g^{\rho\sigma} (\partial_\nu g_{\sigma\mu} + \partial_\mu g_{\sigma\nu} - \partial_\sigma g_{\mu\nu}).$$

本文采用的 Milne 度规 $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -\tau^2)$. 电磁张量的对偶张量定义为

$$\tilde{F}_M^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_M^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}^M,$$

其中 $\epsilon_M^{\mu\nu\rho\sigma}$ 为 Milne 坐标系下的 Levi-Civita 张量. 值得注意的是, 与 Minkowski 坐标系相比, 电磁张量及 Levi-Civita 张量在 Milne 空间中的具体形式

均有所不同, 其具体关系见于补充材料 (online).

上述麦克斯韦方程组中的电流项, 由介质内部电流与外部电流两部分组成:

$$J^\mu = J_m^\mu + J_s^\mu,$$

$$J_m^\mu = n_q u^\mu + d_q^\mu + \sigma F_M^{\mu\nu} u_\nu + \sigma_\chi \tilde{F}_M^{\mu\nu} u_\nu, \quad (3)$$

其中 J_s^μ 描述重离子碰撞过程中高速运动带电粒子产生的外部源电流; J_m^μ 表示介质中的电流, n_q 为电荷数密度, d_q^μ 为电荷扩散流, u^μ 为 QGP 的流体四速度. 参数 σ 和 σ_χ 分别表示 QGP 介质的电导率和手征电导率. 电导率 σ 假定与温度成正比, 采用 $\sigma/T = 0.4$, 该取值在先前的研究 [45] 给出的合理数值范围内. 鉴于电导率本身仍存在不确定性, 本文不对其展开系统讨论, 相关讨论可参考文献 [45]. 手征电导率 σ_χ , 在本文中采用文献 [48] 给出的表达式:

$$\sigma_\chi = \left(\frac{e^2}{2\pi^2} N_c \sum_f q_f^2 \right) \mu_5, \quad (4)$$

其中, e 表示元电荷, $N_c = 3$ 为色自由度, f 为夸克味道标记. 本文考虑 3 种夸克味道, $f = u, d, s$, 其对应的电荷分别为 $q_f = 2/3, -1/3, -1/3$. 由此可得 $\sum_{f=u,d,s} q_f^2 = 2/3$. 这里 μ_5 为手征化学势, 其具体表达式将在下文中进一步讨论.

下文采用 McLerran 与 Skokov 提出的处理方案 [7], 将电磁场分解为外场与内场:

$$F_M^{\mu\nu} = F_{M,\text{int}}^{\mu\nu} + F_{M,\text{ext}}^{\mu\nu}, \quad \tilde{F}_M^{\mu\nu} = \tilde{F}_{M,\text{int}}^{\mu\nu} + \tilde{F}_{M,\text{ext}}^{\mu\nu}.$$

其中“ext”表示由高速带电粒子产生的外部电磁场, “int”表示 QGP 介质中诱导的内部电磁场. 因此, 上述麦克斯韦方程 (1) 和 (2) 可分解为内场与外场的两个方程组. 其中, 外部场满足:

$$\hat{D}_\mu F_{M,\text{ext}}^{\mu\nu} = J_s^\nu, \quad (5)$$

$$\hat{D}_\mu \tilde{F}_{M,\text{ext}}^{\mu\nu} = 0. \quad (6)$$

该方程组具有解析解, 对应于高速运动电荷所产生的电磁场. 本文将对撞的两个原子核近似为理想球体, 并在其静止参考系中应用 Gauss 定理计算电场和磁场, 随后通过洛伦兹变换得到实验室系下的电场和磁场. 具体计算方法可参考文献 [45].

内部电磁场满足:

$$\hat{D}_\mu F_{M,\text{int}}^{\mu\nu} = J_m^\nu,$$

$$\hat{D}_\mu \tilde{F}_{M,\text{int}}^{\mu\nu} = 0, \quad (7)$$

其中, 介质中的电流密度:

$$J_m^\mu = n_q u^\mu + d_q^\mu + \sigma(F_{M,\text{int}}^{\mu\nu} + F_{M,\text{ext}}^{\mu\nu})u_\nu + \sigma_\chi(\tilde{F}_{M,\text{int}}^{\mu\nu} + \tilde{F}_{M,\text{ext}}^{\mu\nu})u_\nu. \quad (8)$$

结合补充材料 (online) 中的电场 $\tilde{E}$ 、磁场 $\tilde{B}$ 与电磁场 $F_{M,\text{int}}^{\mu\nu}$ 之间的关系, 内部场方程组 (7) 可具体分解为如下形式. 其中, 关于内部电场 $\tilde{E}$ 的约束方程和动力学方程为

$$\begin{aligned} \partial_x \tilde{E}^x + \partial_y \tilde{E}^y + \partial_\eta \tilde{E}^\eta &= J_m^\tau, \\ \partial_\tau(\tau \tilde{E}^x) &= \partial_y(\tau^2 \tilde{B}^\eta) - \partial_\eta \tilde{B}^y - \tau J_m^x, \\ \partial_\tau(\tau \tilde{E}^y) &= -\partial_x(\tau^2 \tilde{B}^\eta) + \partial_\eta \tilde{B}^x - \tau J_m^y, \\ \partial_\tau(\tau \tilde{E}^\eta) &= \partial_x \tilde{B}^y - \partial_y \tilde{B}^x - \tau J_m^\eta. \end{aligned} \quad (9)$$

而内部磁场 $\tilde{B}$ 的约束方程和动力学方程为

$$\begin{aligned} \partial_x \tilde{B}^x + \partial_y \tilde{B}^y + \partial_\eta \tilde{B}^\eta &= 0, \\ \partial_\tau(\tau \tilde{B}^x) &= -\partial_y(\tau^2 \tilde{E}^\eta) + \partial_\eta \tilde{E}^y, \\ \partial_\tau(\tau \tilde{B}^y) &= \partial_x(\tau^2 \tilde{E}^\eta) - \partial_\eta \tilde{E}^x, \\ \partial_\tau(\tau \tilde{B}^\eta) &= -\partial_x \tilde{E}^y + \partial_y \tilde{E}^x. \end{aligned} \quad (10)$$

需要指出的是, 为了简化记号, 以上表达式中省略了内部场的下标“int”; 在后续讨论中, 将根据具体需要重新引入该下标. 本文将采用时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 方法, 即 Yee 算法, 对上述两个方程组进行数值求解. 该算法具有良好的稳定性与计算效率, 已在多项研究中得到验证 [7,43,45,46]. 算法细节简要总结于补充材料 B (online).

为了便于与其他研究结果进行比较, 文中后续展示的电场与磁场均采用 Minkowski 坐标系表示. 电场与磁场在 Milne 坐标系与 Minkowski 坐标系之间的转换关系为

$$\begin{aligned} E^x &= \cosh \eta E_M^x + \sinh \eta B_M^y, \\ E^y &= \cosh \eta E_M^y - \sinh \eta B_M^x, \\ E^z &= \tau E_M^\eta, \\ B^x &= \cosh \eta B_M^x - \sinh \eta E_M^y, \\ B^y &= \cosh \eta B_M^y + \sinh \eta E_M^x, \\ B^z &= \tau B_M^\eta. \end{aligned} \quad (11)$$

需要注意的是, 上述电场和磁场均为总场, 即内场与外场的叠加. 对于 Minkowski 坐标系, 总场可表示为 $E = E_{\text{int}} + E_{\text{ext}}$, $B = B_{\text{int}} + B_{\text{ext}}$. 而对于 Milne 坐

标系, 总场则为 $E_M = E_M^{\text{int}} + E_M^{\text{ext}}$, $B_M = B_M^{\text{int}} + B_M^{\text{ext}}$.

2.2 手征化学势

上文所述, 要在麦克斯韦方程组中引入手征反常效应, 必须首先给出手征电导率 ((4) 式) 中所包含的手征化学势 μ_5 的具体表达式. 类似于夸克化学势, 手征化学势 μ_5 用于刻画 QCD 体系中左右手夸克数目不平衡程度. QCD 理论表明, 由于胶子场的量子拓扑涨落, 会诱导产生左右手夸克数目的不对称 [49–51]. 需要指出的是, 这种拓扑涨落在大量事例平均下为零, 即 $\langle \mu_5 \rangle_{\text{event}} = 0$; 但在具体单个重离子碰撞事例中通常有 $\mu_5 \neq 0$, 仅在多事例平均后才有 $\langle \mu_5 \rangle_{\text{event}} \rightarrow 0$, 而其涨落满足 $\langle \mu_5^2 \rangle_{\text{event}} \neq 0$.

在本工作中, 为了避免逐事例模拟所带来的巨大计算开销, 同时突出主要物理图像并省略次要复杂细节, 我们以平均碰撞情形替代逐事例处理, 并采用近似关系 $\mu_5 = \sqrt{\langle \mu_5^2 \rangle_{\text{event}}}$ 来估计手征化学势的有效大小. 数值计算中采用如下形式的手征化学势表达式 [52]:

$$\mu_5 = \sqrt{3}\pi \left(\frac{320N_f^2 \Gamma_{\text{sph}}}{T^2} - \frac{T^2}{3} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

其中 Γ_{sph} 表示 sphaleron 扩散速率, 即单位时空体积内拓扑数变化的产生率. 该物理量通常是温度的显函数, 并且在不同理论框架下具有不同的具体形式 [53–56]. 本文采用如下参数化形式 [52]:

$$\Gamma_{\text{sph}} = g_s^4 N_c^4 (eBT^2 + 15.9T^4) / (384\sqrt{3}\pi^5). \quad (13)$$

需要注意的是, (13) 式中 Γ_{sph} 与介质中的磁场强度相关. 在本文的数值模拟中, 流体演化阶段的磁场相对于温度明显较弱. 如图 2 所示, 在 QGP 流体阶段满足 $eB < 0.01m_\pi^2$, 且此时体系温度与 π 介子质量同量级 ($T \sim m_\pi$). 由此可得磁场相关项的量级为 $eBT^2 \sim 0.01T^4$, 远小于主导项 $15.9T^4$. 因此, 在后续数值计算中可以忽略磁场 sphaleron 扩散速率的贡献. 相应地, sphaleron 扩散速率取为

$$\Gamma_{\text{sph}} = g_s^4 N_c^4 15.9T^4 / (384\sqrt{3}\pi^5). \quad (14)$$

此外, 我们也测试了上述文献中给出的其他参数化形式, 结果表明对整体数值演化与主要物理结论不产生本质性影响.

2.3 CLVisc 流体动力学框架描述

为顺利求解麦克斯韦方程组, 需要从流体动力

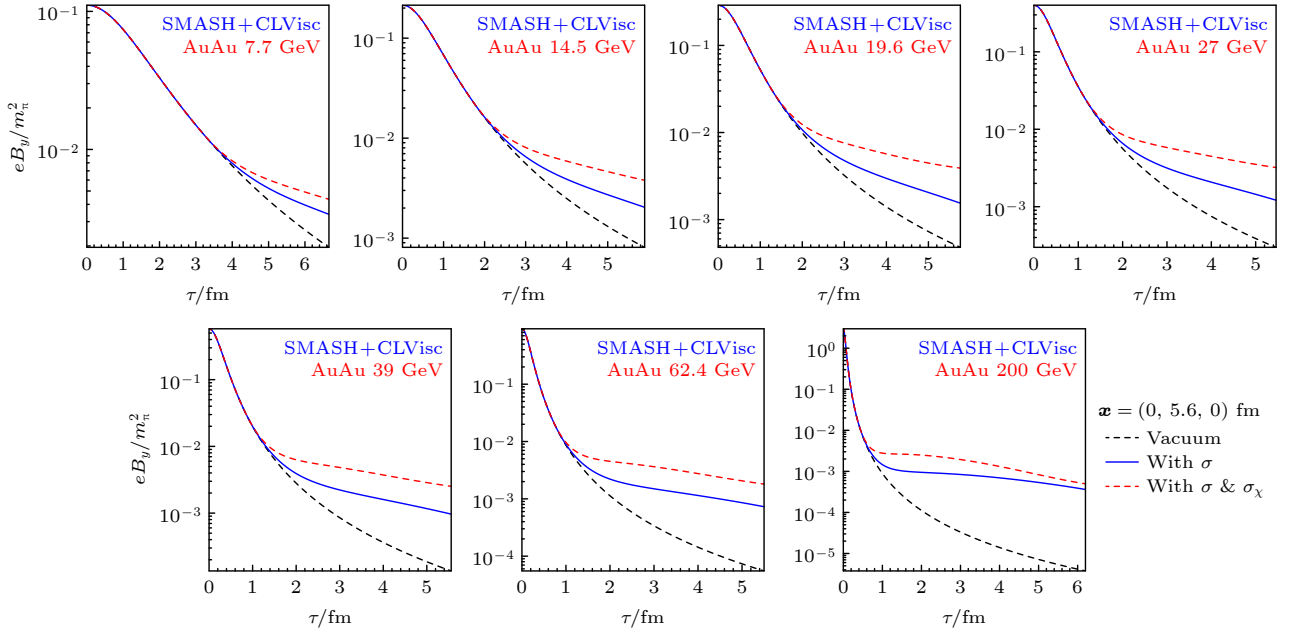


图 2 不同碰撞能量条件下火球坐标点 (0, 5.6, 0) fm 处磁场随时间的演化规律

Fig. 2. Evolution behavior of the magnetic field with time at the fireball coordinate point (0, 5.6, 0) fm under different collision energies.

学方程中读取 QGP 介质的流速 u^μ 、温度 T 以及重子数密度或重子流密度等. 本文中, QGP 介质的动力学演化由 (3+1) 维 CLVisc 流体动力学框架描述 [57–59]. 该框架已成功应用于 RHIC 实验中宽能区重离子碰撞下 QGP 体性质的理论计算, 以及 Λ 超子的极化与螺旋性研究 [59–62].

本工作选用最新的 SMASH 强子输运模型 [63–67] 模拟重离子碰撞的初始条件及其后续非平衡演化过程. SMASH 最初旨在描述低能区强子体系的非平衡微观动力学行为. 通过引入弹性散射、共振态的形成与衰变, 以及对质量不超过 2.35 GeV 的所有强子的弦碎裂过程, SMASH 能够以蒙特卡罗方法高效求解相对论 Boltzmann 方程, 从而对系统的非平衡演化提供精确描述.

在 SMASH 中, 初始质子和中子从核 Woods-Saxon 分布中采样, 并携带束流动量传播, 直至发生首次碰撞. 随后, 这些初始粒子及新产生的强子持续经历碰撞过程, 直到接近固有时等于流体动力学起始时间 τ_0 的超曲面. 在该 τ_0 超曲面上, 假设所有强子已达到局域热平衡, 从而可据此构造初始的能动张量与重子流:

$$T^{\mu\nu}(\tau_0, x, y, \eta) = \sum_i \frac{p_i^\mu p_i^\nu}{p_i^\tau} G(\tau_0, x, y, \eta),$$

$$J^\mu(\tau_0, x, y, \eta) = \sum_i B_i \frac{p_i^\mu}{p_i^\tau} G(\tau_0, x, y, \eta), \quad (15)$$

其中 $G(\tau_0, x, y, \eta)$ 为相对于网格点 (x, y, η) 的高斯展宽核函数:

$$G(\tau_0, x, y, \eta) = \frac{1}{\mathcal{N}} \exp \left[-\frac{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{(\eta - \eta_{si})^2}{2\sigma_\eta^2} \right], \quad (16)$$

而

$$p^\mu = \left[m_T \cosh(Y - \eta_s), p_x, p_y, \frac{1}{\tau_0} m_T \sinh(Y - \eta_s) \right], \quad (17)$$

为 Milne 坐标系下强子的四动量, 其中 m_T 为横向质量, Y 为快度, η_s 为空间-时间快度. B_i 表示强子的重子数, $\mathcal{N}$ 为归一化因子, 用以保证从 SMASH 输运到流体动力学描述过程中能动张量与重子数的守恒. 初始固有时 τ_0 由两碰撞核完全穿越彼此所需时间确定, 其近似表达式为

$$\tau_0 = \frac{2R}{\sinh(y_{\text{beam}})}, \quad (18)$$

其中 R 为核半径, y_{beam} 为束流快度, 二者均与碰撞能量相关. 高斯展宽参数 σ_r 和 σ_η 通过与最中心碰撞下鉴别粒子产额的实验数据对比进行标定.

由于本文研究的能区范围由高到低, 净重子密度对 QGP 介质的演化具有关键影响. 因此, CLVisc 流体动力学框架 [57–59] 采用 KT 算法同时数值求解能动张量与重子数守恒方程, 以精确描述介质的动力学演化:

$$\begin{aligned}\nabla_\mu T^{\mu\nu} &= 0, \\ \nabla_\mu J_B^\mu &= 0,\end{aligned}\quad (19)$$

其中能动张量与净重子流可分解为

$$\begin{aligned}T^{\mu\nu} &= (e + P)u^\mu u^\nu - Pg^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu}, \\ J_B^\mu &= n_B u^\mu + d_B^\mu,\end{aligned}\quad (20)$$

式中, e 为能量密度, P 为压强, u^μ 为流速, $\pi^{\mu\nu}$ 为剪切应力张量, d_B^μ 为重子扩散流. 在本工作中, 为简化模型计算, 忽略体黏滞压强 Π 的贡献. 剪切应力张量 $\pi^{\mu\nu}$ 及流速 u^μ 满足 Israel-Stewart 二阶流体动力学方程.

在流体动力学演化过程中, 剪切黏滞系数被设定为与温度无关但依赖于碰撞能量 [68], 同时重子扩散系数取为零. 为使流体动力学方程组完备, 本文采用 NEOS-BQS 状态方程 [69,70]. 该状态方程是在零化学势下基于 HOTQCD 格点 QCD 的计算结果 [71], 通过格点磁化率计算对有限化学势进行 Taylor 展开, 从而引入化学势依赖性的. QGP 介质的演化终止时间, 局域能量密度 e_{frz} 降低至 0.4 GeV/fm³. 随后, 利用投影方法 [57] 从冻结超曲面上提取出热力学变量及冻结体积微元. 在本文中, 通过对给定中心度区间内 5000 个具有逐事例涨落的 SMASH 初始事件进行平均, 获得了平滑的 SMASH 初始条件. 最终, 流体动力学计算中所采用的自由参数随碰撞能量的依赖关系总结于表 1 中.

表 1 流体动力学模拟所需自由参数的数值
Table 1. Values of free parameters required for fluid dynamics simulation.

$\sqrt{s_{\text{NN}}}/\text{GeV}$	τ_0/fm	σ_r/fm	σ_η/fm
7.7	3.2	1.0	0.35
14.5	1.7	1.0	0.35
19.6	1.2	1.0	0.35
27	1.0	1.0	0.35
39	0.9	1.0	0.5
62.4	0.7	1.0	0.55
200	0.4	1.0	0.8

3 计算结果与讨论

在给出数值结果之前, 先对相关的物理图像作简要说明. 如已有研究所述 [45], 重离子碰撞中 QGP 火球的时空演化通常可分为 3 个阶段: 初始

阶段、预平衡阶段以及流体动力学阶段. 与之相应, 磁场的演化原则上也可划分为 3 个阶段. 然而, 鉴于本文关注的是 QGP 介质中手征反常效应对磁场演化的影响, 本文仅将磁场的演化划分为两个阶段, 即预平衡阶段和流体动力学阶段. 在预平衡阶段, 为了简化问题并突出主要物理机制, 假定电磁场在真空中演化, 不受 QGP 介质的影响; 而在流体动力学阶段, Maxwell 方程是在 QGP 介质背景下求解的. 因此, 磁场的演化将受到 QGP 介质性质的显著影响, 尤其是手征反常效应的特殊作用. 这里所涉及的背景信息包括流体速度、温度、重子数密度以及重子数流密度等.

为便于将本文数值模拟得到的磁场结果与其他理论研究及实验测量结果进行对比 [72–74], 本文选取 20%—50% 的中心度区间. 基于 CLVisc 模型的初始态模块, 对 Au+Au 碰撞体系在 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = (7.7, 14.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200)$ GeV 下进行模拟, 相应的碰撞参数 $b = (8.873, 8.844, 8.856, 8.861, 8.846, 8.892, 8.889)$ fm, 并据此估算初始磁场. 上述各碰撞体系对应的流体动力学演化起始固有时间列于表 1 的第 2 列.

本工作在数值求解麦克斯韦方程组时, 并未与电流守恒方程进行自洽耦合, 因此无法同时得到自洽演化的电荷密度 n_Q 与电荷扩散流 d_Q^μ . 为此, 本文采用文献 [75–78] 中常用的近似处理方法, 即取 $n_Q = 0.4en_B$ 和 $d_Q^\mu = 0.4ed_B^\mu$, 其中系数 0.4 来源于 Au+Au 碰撞体系中质子数与核子总数的比例关系. 需要指出的是, 上述近似虽可在一定程度上刻画电荷密度与重子数密度之间的对应关系, 但通常仅在无外加电磁场或电磁场效应较弱时才具有较好的适用性. 在更严格的理论框架下, 应当将麦克斯韦方程组与电荷守恒流方程进行自洽耦合求解, 以同时描述电磁场与带电流体的相互反馈演化过程. 本文作为一项初步探索性研究, 旨在突出主要物理机制并控制数值复杂度, 因而暂未引入上述全耦合求解方案, 相关问题将留待后续工作中进一步系统研究.

3.1 手征反常效应对磁场 eB_y 演化的影响

图 2 展示了 20%—50% 中心度区间内 Au+Au 碰撞体系在 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = (7.7, 14.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200)$ GeV 不同碰撞能量下磁场的时间演化行为.

图中所示结果对应于 QGP 火球坐标点 $(0, 5.6, 0)$ fm 处的磁场演化. 黑色虚线表示真空中磁场的演化; 蓝色实线和红色虚线分别对应在介质中、未考虑和考虑手征电导率情况下的磁场演化行为. 可以清楚地看到, 由于电导率的贡献, 介质效应在一定程度上减缓了磁场在流体中的衰减过程, 该结果与已有研究结论一致 [2,45]. 进一步对比是否引入手征电导率的计算结果表明, QGP 介质中的手征反常效应能够对磁场产生额外增强作用, 从而进一步抑制其衰减趋势. 这一行为与文献 [42] 中关于 eB_y 在后期演化阶段的结果相一致; 相比之下, 本文基于更贴近实际物理情形的数值模拟, 所呈现的增强效应更加显著. 此外, 结果还显示, 该手征反常效应对碰撞能量及演化时间的依赖性整体较弱.

下面进一步分析空间平面上磁场分布随时间演化的整体特征. 图 3 展示了在对撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中, 快度中心平面 ($\eta = 0$) 上磁场分量 eB_y/m_π^2 的时空演化分布结构. 图中 6 组图像对应系统演化的不同时期, 分别对应演化过程中的不同时期阶段; 在每一部分中, 左列为常规情形 (不包含手征反常效应, $\sigma_\chi = 0$) 下的演化结果, 右列为包含手征反常效应 ($\sigma_\chi \neq 0$) 时的演化

结果. 各组图像按照时间顺序由左至右, 由上至下排列, 直观反映磁场分布的动态演化过程.

可以清楚地看到, 引入手征反常效应后, eB_y 的时空分布形态发生了显著改变. 在存在手征反常效应的情形下, 磁场 eB_y 在 $y = 0$ 两侧区域呈现出明显的符号分裂结构, 整体表现出类偶极型分布特征: 在上半平面 ($y > 0$) 区域, eB_y 的方向与初始磁场 eB_y 方向保持一致, 而在下半平面 ($y < 0$) 区域, 则发展出方向相反的磁场分量. 该分布特征与传统物理图像存在明显差异. 按照通常认知 [5,7,16,45,79], 在不考虑手征反常效应时, 磁场 eB_y 在空间上整体保持沿 y 方向分布, 仅随时间逐步衰减; 这一点也与常规情形 (左列) 的数值结果相一致, 其中既未出现磁场符号翻转, 也未形成偶极型空间结构.

上述结果表明, 手征反常效应不仅会影响磁场的时间衰减行为, 还会重构其空间分布特征. 尤其是这种对磁场空间形态的重构效应, 对当前手征磁效应的研究提供了新的视角和方向.

3.2 手征反常效应对电场 eE_y 演化的影响

在图 4 中, 展示了不同碰撞能量下火球空间点 $(0, 5.6, 0)$ fm 处电场 eE_y/m_π^2 随时间的演化行为.

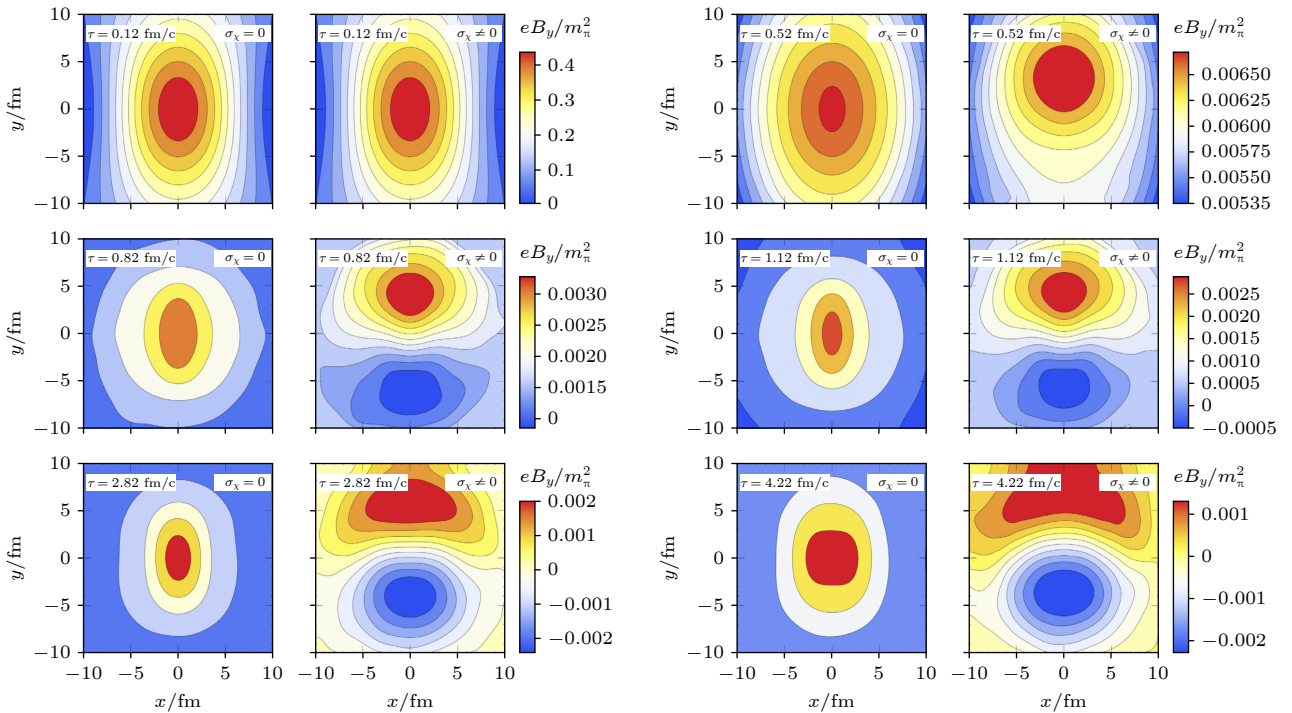


图 3 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中快度中心平面 ($\eta = 0$) 上磁场分量 eB_y/m_π^2 的演化分布图

Fig. 3. Spatiotemporal evolution of the magnetic field component eB_y/m_π^2 in the mid-rapidity plane ($\eta = 0$) for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

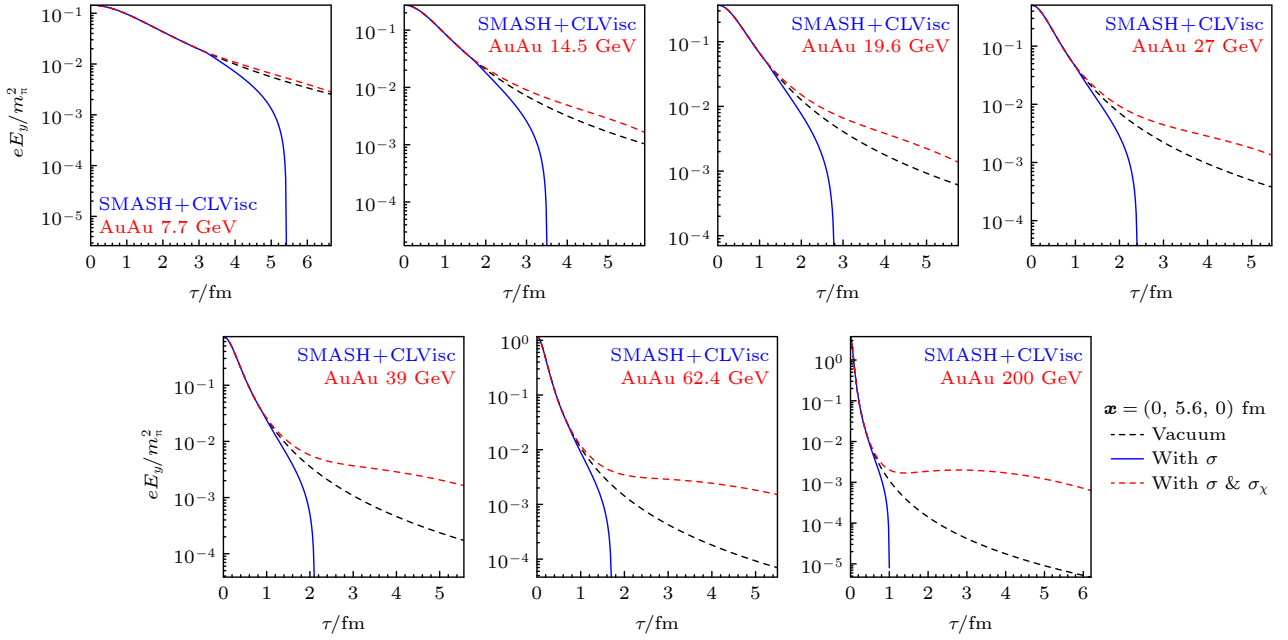

 图 4 不同碰撞能量下火球空间点 $(0, 5.6, 0)$ fm 处电场 eE_y/m_π^2 随时间的演化行为

Fig. 4. Evolution of the electric field eE_y/m_π^2 as a function of time at the spatial point $(0, 5.6, 0)$ fm within the fireball across different collision energies.

图中给出了中心度为 20%—50% 的 Au+Au 碰撞模拟结果, 覆盖质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ —200 GeV 的能区范围. 黑色虚线表示真空背景下的电场演化结果, 蓝色实线与红色虚线分别对应介质环境中不考虑手征电导率 ($\sigma_\chi = 0$) 和考虑手征电导率 ($\sigma_\chi \neq 0$) 两种情形. 数值结果表明, 在不考虑手征电导率时, 电场 eE_y 会迅速衰减并反向进入负值区间; 而引入手征电导率后, 该反转过程被明显抑制, 电场的方向在整个演化过程中得以保持. 进一步比较不同碰撞能量可以发现, 手征电导率对电场演化的调制作用随碰撞能量升高而更加显著.

本文同时展示了电场 eE_y 在横向平面上的时空演化分布特征. 图 5 给出了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 下 Au+Au 碰撞体系在横向平面 ($\eta = 0$) 处电场分量 eE_y/m_π^2 的演化分布行为. 图中 6 组图像对应系统演化的不同时期, 时间顺序按从左至右、由上至下依次递增排列; 在每一组内, 左列表示不考虑手征反常效应 ($\sigma_\chi = 0$) 的情形, 右列表示包含手征反常效应 ($\sigma_\chi \neq 0$) 的情形.

对比结果表明, 在不包含手征电导率时, $y = 0$ 上下两侧区域中的电场 eE_y 在演化过程中会出现明显的符号翻转现象. 例如在初始时刻, 上半区域的 eE_y 主要为正值, 但随着时间推进逐步转变为负值. 相比之下, 在引入手征电导率后, 该符号翻转

趋势受到显著抑制, $y = 0$ 上下区域中电场 eE_y 的符号及其整体空间分布在更长时间尺度内保持稳定.

上述结果表明, 手征反常效应能够显著抑制电场 eE_y 在 $y = 0$ 上下半平面中的符号翻转行为, 并有助于维持其整体空间分布结构的稳定性与持续性.

3.3 手征反常效应对电磁场拓扑项 $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 演化的影响

上文已分别讨论电场与磁场的演化分布如何受到手征反常效应的影响. 结果表明, 该效应不仅改变了电磁场的时间演化行为, 同时也显著重构了其空间分布形态, 使之与传统物理图像呈现出明显差异. 本节进一步对电场与磁场矢量点乘 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ (在本文中亦称为电磁场拓扑项) 进行详细分析.

首先, 图 6 给出了 Au+Au 碰撞在不同质心能量 ($\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ —200 GeV) 条件下, 火球空间点 $(0, 5.6, 0)$ fm 处电磁场拓扑项 $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}/m_\pi^4$ 的时间演化行为. 对应模拟中心度区间为 20%—50%, 黑色虚线表示真空情形下的演化基准. 对比可以看出, 蓝色实线 (无手征反常效应, $\sigma_\chi = 0$) 在演化后期迅速衰减; 而红色虚线 (含手征反常效应, $\sigma_\chi \neq 0$) 则显著延缓了拓扑项的衰减速率, 并在高能碰撞条件下表现出更强的持续性. 这一特征与上文中电场

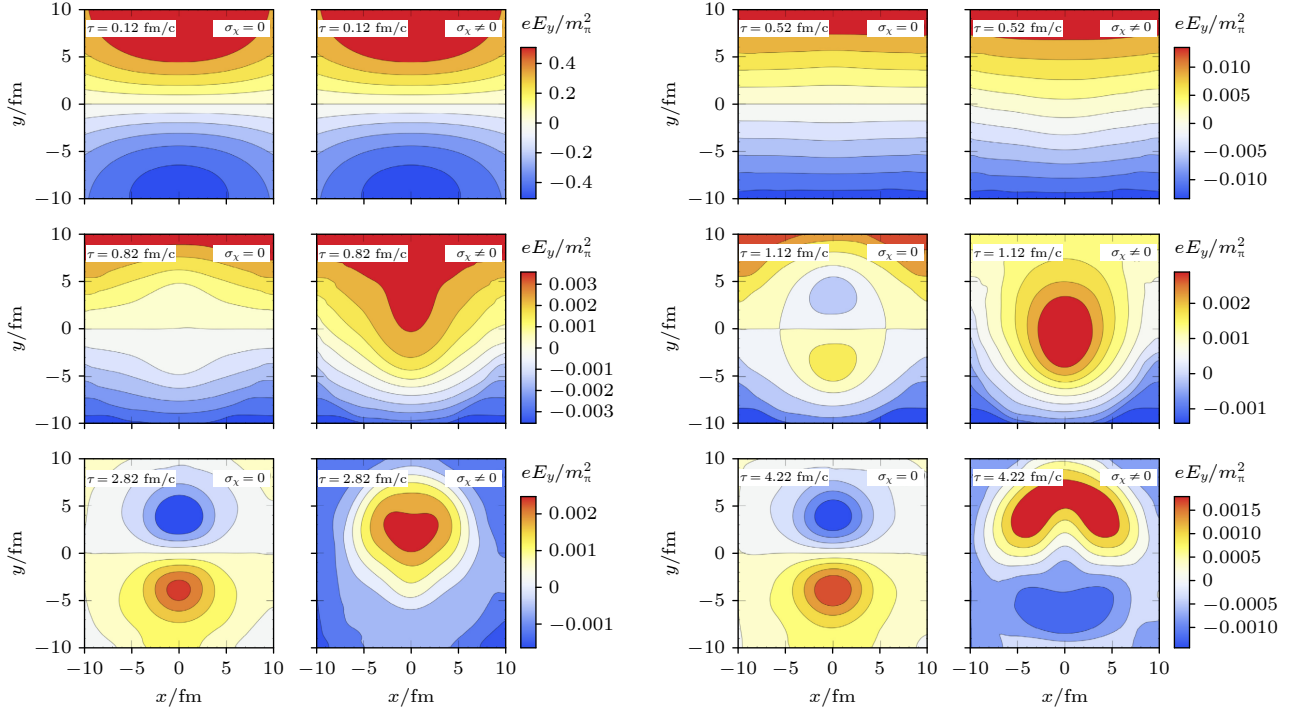

 图 5 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV 下 Au+Au 碰撞中横平面 ($\eta = 0$) 电场分量 eE_y/m_π^2 的演化分布

Fig. 5. Spatiotemporal evolution of the electric field component eE_y/m_π^2 in the transverse plane ($\eta = 0$) for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV.

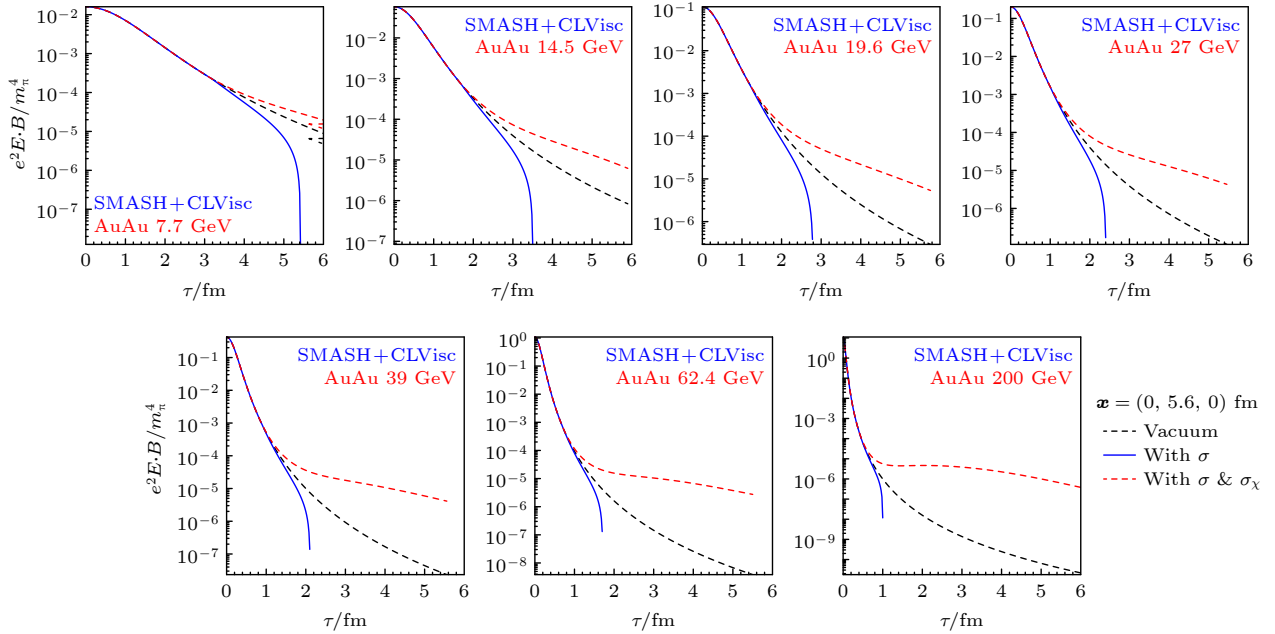

 图 6 Au+Au 碰撞中不同质心能量下, 火球空间点 (0, 5.6, 0) fm 处电磁场拓扑项 $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} / m_\pi^4$ 的时间演化行为

Fig. 6. Time evolution of the electromagnetic topological term $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} / m_\pi^4$ at the spatial coordinate (0, 5.6, 0) fm for Au+Au collisions across various beam energies.

E_y 与磁场 B_y 联合作用下的演化规律保持一致. 具体而言, 在不考虑手征电导率时, 电磁场拓扑项 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 会快速衰减并发生符号反转进入负值区间; 而在引入手征电导率后, 该反转趋势被明显抑制,

使 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 在整个演化过程中保持稳定的符号方向.

其次, 图 7 展示了 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV 条件下 Au+Au 碰撞在横平面 ($\eta = 0$) 上的电磁场拓扑项 $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} / m_\pi^4$ 的时空分布演化. 整幅图按照不同固

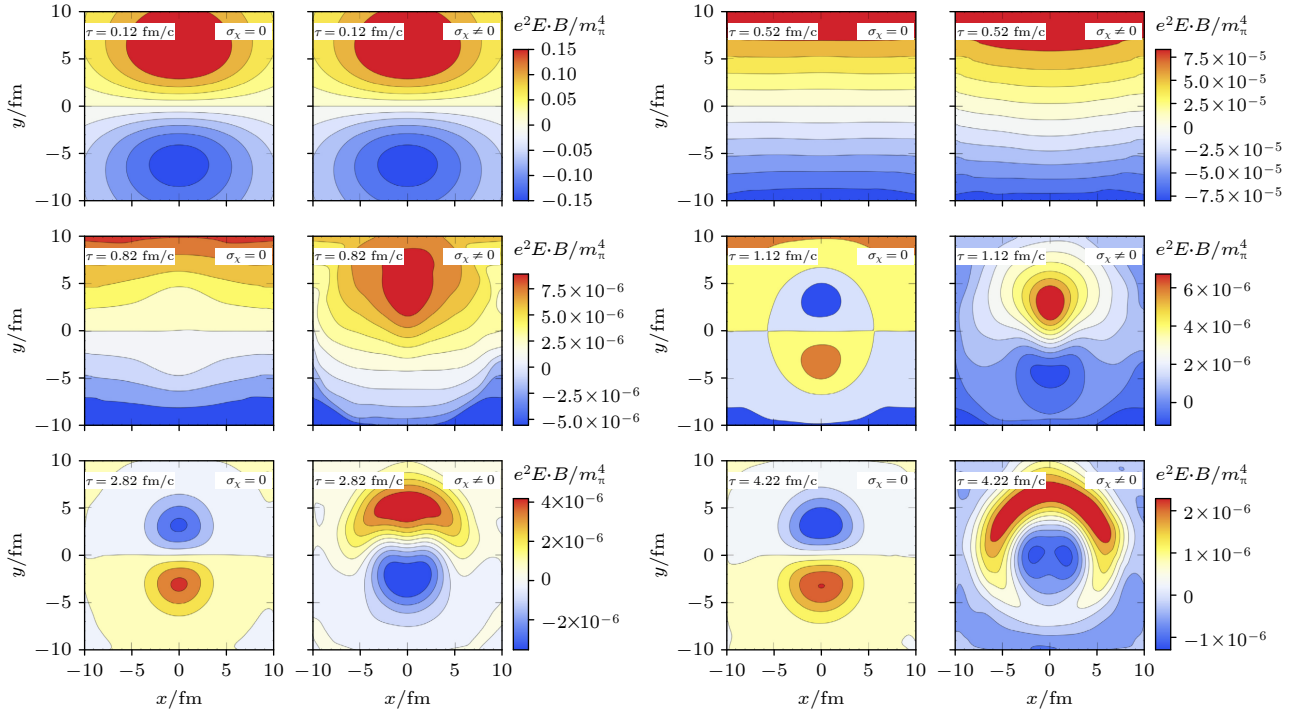


图 7 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV 下 Au+Au 碰撞中横平面 ($\eta = 0$) 电磁场拓扑项 $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} / m_\pi^4$ 的时空演化

Fig. 7. Spatio-temporal evolution of the electromagnetic topological term $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} / m_\pi^4$ in the transverse plane ($\eta = 0$) for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV.

有时间 τ 分为 6 组序列, 用以直观呈现拓扑项随时间推进的整体演化结构. 每一时间切片中均并列给出 $\sigma_\chi = 0$ (左列, 无手征反常效应) 与 $\sigma_\chi \neq 0$ (右列, 包含手征反常效应) 两种情形, 从而清晰对比手征反常输运对空间分布形态的影响. 结果表明, 手征反常效应对电磁场拓扑项 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 同样具有显著影响, 不仅会改变其时间演化模式, 还会系统性重构其空间分布结构, 并在整体性质上表现出与常规情形截然不同的行为特征. 这一差异将直接作用于轴反常流守恒方程 $\partial_\mu J_5^\mu = -C_5 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 中的源项强度与符号分布, 从而进一步影响手征磁效应相关观测信号的理论评估.

3.4 讨论

手征磁效应在电磁场的时空演化过程中不仅会影响其强度, 还会重构其空间结构, 使得相较于经典情形出现显著的反常行为. 其物理本质在于, QGP 中夸克的手性不平衡 (如 μ_5 所衡量) 通过 CME 电流传递给电磁场, 从而改变电磁场的螺旋度, 并进一步导致其空间结构发生重构. 为揭示这一现象的物理起源, 本文在 Minkowski 时空框架下基于电磁场的波动方程开展定性分析:

$$(\nabla^2 - \partial_t^2 - \sigma \partial_t) \mathbf{E} + \sigma_\chi \nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad (21)$$

$$(\nabla^2 - \partial_t^2 - \sigma \partial_t) \mathbf{B} + \sigma_\chi \nabla \times \mathbf{B} = 0. \quad (22)$$

在此, 忽略了手征电导率 σ_χ 的时空依赖性, 并省略外源电流项, 这些近似不会影响定性的物理图像. 上述波动方程的详细推导可参见文献 [45]. 可以看出, 方程左侧第 1 项对应经典贡献, 包含扩散项与由介质电导率 σ 引入的阻尼项, 其主要作用是抑制电磁场的快速变化, 但并不改变其原有的空间结构. 相比之下, 第 2 项来源于手征磁效应, 其形式为旋度项, 能够耦合不同空间分量, 从而对电磁场的空间分布产生影响并引发结构重构. 以 y 分量磁场为例, 其演化将受到 x 与 z 分量的空间梯度的影响; 这种跨分量的动力学耦合, 正是驱动磁场结构重构的关键机制. 同样, 该物理图像亦适用于 y 方向电场的演化情况.

4 结论

本文在 (3+1) 维 CLVisc 流体动力学背景下, 系统研究了有限重子密度 QGP 介质中手征反常效应对电磁场时空演化行为的影响. 在弱场近似框架内, 通过将 Maxwell 方程与相对论流体动力学

方程解耦处理,并在电流密度中引入手征电导率 σ_χ ,构建了包含手征反常输运贡献的电磁场数值演化模型.针对 Au+Au 碰撞在 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV、中心度 20%—50% 条件下的碰撞体系,系统分析了磁场、电场以及电磁场拓扑项 $e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 的时间演化规律与空间分布特征.

数值结果表明, QGP 介质的有限电导率能够整体延缓电磁场的衰减过程,而手征反常效应在此基础上进一步增强磁场强度并延长其持续时间.对于磁场分量 eB_y ,引入手征电导率后不仅表现出更缓慢的时间衰减行为,同时在空间分布上形成稳定的符号分裂结构,呈现偶极子型分布特征,显示出对传统磁场空间图像的系统性重构作用.在电场分量 eE_y 的演化过程中,手征反常输运能够显著抑制后期符号翻转行为,使电场方向在更长时间尺度内保持稳定,并在高能碰撞条件下表现出更强的调制效应.

进一步研究表明,电磁场拓扑项 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 对手征反常输运响应尤为敏感.在考虑手征电导率时,该拓扑项的衰减速率明显降低,符号保持性显著增强,其空间分布结构亦发生整体性重构.由于 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 直接作为源项进入轴反常方程 $\partial_\mu J_5^\mu = C_5 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$,上述变化将直接影响轴荷产生及手征不平衡的时空分布,从而对手征磁效应及相关观测信号的理论评估产生重要影响.

总体而言,本文结果表明,手征反常输运不仅在幅度层面调制电磁场强度的时间演化行为,同时在结构层面重塑其空间分布特征与拓扑性质.该效应对碰撞能量与演化时间的整体依赖性相对较弱,表明其在较宽能区范围内均可能产生可观测影响.

需要指出的是,本文工作仍基于若干近似假设,有待在后续研究中进一步完善.首先,手征电导率所依赖的手征化学势 μ_5 在本文中主要通过温度依赖关系参数化给出,尚未通过轴反常方程 $\partial_\mu J_5^\mu = C_5 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 进行自洽演化求解.其次,电荷密度与电荷扩散流采用近似关系 $n_Q = 0.4en_B$ 与 $d_Q^\mu = 0.4ed_B^\mu$ 进行构造,该处理虽可在一定程度上刻画电荷输运行为,但尚不构成严格自洽的动力学闭合方案;更严格的处理应将 Maxwell 方程组与电流守恒方程耦合求解,以获得自洽的电荷密度与电流分布演化.此外,本文采用的是平滑平均的流体背景而非逐事例演化,手征化学势 μ_5 亦以事件平均量 $\mu_5 = \sqrt{\langle \mu_5^2 \rangle_{\text{event}}}$ 形式引入,尚未考虑逐事例涨落效

应.最后,本研究假设 QGP 预平衡阶段不存在介质效应,即电磁场在该阶段处于真空演化状态.作者此前的研究已证实,预平衡阶段的介质效应,尤其在低能区间,对电磁场的演化具有显著影响.因此,未能自洽地纳入预平衡阶段的介质反馈是本工作的一个局限,这也将是我们后续研究中重点改进和完善的方向.

未来工作可在以下方向进一步拓展:一是建立 Maxwell 方程、电荷守恒方程与轴反常流方程的全耦合数值框架,实现电荷与轴荷密度的自洽时空演化;二是引入逐事例初始涨落背景,系统研究电磁场、手征化学势及电荷输运量的事件涨落效应.在此基础上,将手征反常输运动力学与实验可观测测量建立更直接的定量对应关系,为手征磁效应及相关实验信号的判别与约束提供更加稳健的理论依据.

感谢清华大学物理系施舒哲助理教授以及 Indiana University 物理系 Jinfeng Liao 教授在本工作开展过程中所给予的有益讨论与宝贵建议.

参考文献

- [1] Kharzeev D E, McLerran L D, Warringa H J 2008 *Nucl. Phys. A* **803** 227
- [2] Skokov V, Illarionov A Y, Toneev V 2009 *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 5925
- [3] Voronyuk V, Toneev V D, Cassing W, Bratkovskaya E L, Konchakovski V P, Voloshin S A 2011 *Phys. Rev. C* **83** 054911
- [4] Bzdak A, Skokov V 2012 *Phys. Lett. B* **710** 171
- [5] Deng W T, Huang X G 2012 *Phys. Rev. C* **85** 044907
- [6] Błochyński J, Huang X G, Zhang X, Liao J 2013 *Phys. Lett. B* **718** 1529
- [7] McLerran L, Skokov V 2014 *Nucl. Phys. A* **929** 184
- [8] Tuchin K 2016 *Phys. Rev. C* **93** 014905
- [9] Chen Y, Sheng X L, Ma G L 2021 *Nucl. Phys. A* **1011** 122199
- [10] Kharzeev D E, Landsteiner K, Schmitt A, Yee H U 2013 *Strongly Interacting Matter in Magnetic Fields* (Berlin, Heidelberg: Springer) p1
- [11] Kharzeev D E, Liao J, Voloshin S A, Wang G 2016 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **88** 1
- [12] Kharzeev D E, Liao J 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 55
- [13] Fukushima K 2019 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **107** 167
- [14] Shovkovy I A 2021 *Anomalous plasma: Chiral magnetic effect and all that, in Peter Suranyi 87th Birthday Festschrift: A Life in Quantum Field Theory* (Singapore: World Scientific) pp291–316
- [15] Li W, Wang G 2020 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70** 293
- [16] Huang X G 2016 *Rept. Prog. Phys.* **79** 076302
- [17] Wang X, Shovkovy I A, Yu L, Huang M 2020 *Phys. Rev. D* **102** 076010
- [18] Sun J A, Yan L 2024 *Phys. Lett. B* **858** 139046
- [19] Gupta S 2004 *Phys. Lett. B* **597** 57

- [20] Aarts G, Allton C, Foley J, Hands S, Kim S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 022002
- [21] Ding H T, Francis A, Kaczmarek O, Karsch F, Laermann E, Soeldner W 2011 *Phys. Rev. D* **83** 034504
- [22] Ding H T, Kaczmarek O, Meyer F 2016 *Phys. Rev. D* **94** 034504
- [23] Aarts G, Martinez Resco J M 2002 *J. High Energy Phys.* **11** 022
- [24] Huang X G, Liao J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 232302
- [25] Jiang Y, Huang X G, Liao J 2015 *Phys. Rev. D* **91** 045001
- [26] Bannur V M 2007 *Phys. Rev. C* **75** 044905
- [27] Das A, Mishra H, Mohapatra R K 2019 *Phys. Rev. D* **99** 094031
- [28] Hosoya A, Kajantie K 1985 *Nucl. Phys. B* **250** 666
- [29] Nam S I 2012 *Phys. Rev. D* **86** 033014
- [30] Cassing W, Linnyk O, Steinert T, Ozvenchuk V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 182301
- [31] Arnold P B, Moore G D, Yaffe L G 2003 *J. High Energy Phys.* **05** 051
- [32] Wang Z, Zhao J, Greiner C, Xu Z, Zhuang P 2022 *Phys. Rev. C* **105** L041901
- [33] Roy V, Pu S, Rezzolla L, Rischke D 2015 *Phys. Lett. B* **750** 45
- [34] Pu S, Roy V, Rezzolla L, Rischke D H 2016 *Phys. Rev. D* **93** 074022
- [35] Inghirami G, Del Zanna L, Beraudo A, Moghaddam M H, Becattini F, Bleicher M 2016 *Eur. Phys. J. C* **76** 659
- [36] Inghirami G, Mace M, Hirono Y, Del Zanna L, Kharzeev D E, Bleicher M 2020 *Eur. Phys. J. C* **80** 293
- [37] Tuchin K 2015 *Phys. Rev. C* **91** 064902
- [38] Stewart E, Tuchin K 2018 *Phys. Rev. C* **97** 044906
- [39] Stewart E, Tuchin K 2021 *Nucl. Phys. A* **1016** 122308
- [40] Gursoy U, Kharzeev D, Rajagopal K 2014 *Phys. Rev. C* **89** 054905
- [41] Gürsoy U, Kharzeev D, Marcus E, Rajagopal K, Shen C 2018 *Phys. Rev. C* **98** 055201
- [42] Li H, Sheng X L, Wang Q 2016 *Phys. Rev. C* **94** 044903
- [43] Zakharov B G 2014 *Phys. Lett. B* **737** 262
- [44] Aarts G, Allton C, Amato A, et al. 2015 *J. High Energy Phys.* **2015** 186
- [45] Huang A, She D, Shi S, Huang M, Liao J 2023 *Phys. Rev. C* **107** 034901
- [46] Huang A, Wu X Y, Huang M 2024 *Phys. Rev. D* **110** 094032
- [47] Siddique I, Huang A, Huang M, Wasaye M A 2025 *Phys. Rev. C* **112** 014906
- [48] Kharzeev D E, Warringa H J 2009 *Phys. Rev. D* **80** 034028
- [49] Belavin A A, Polyakov A M, Schwartz A S, Tyupkin Y S 1975 *Phys. Lett. B* **59** 85
- [50] Hooft G 1976 *Phys. Rev. D* **14** 3432
- [51] Kharzeev D E 2010 *Ann. Phys.* **325** 205
- [52] Chao J, Chu P, Huang M 2013 *Phys. Rev. D* **88** 054009
- [53] Khlebnikov S Y, Shaposhnikov M 1988 *Nucl. Phys. B* **308** 885
- [54] Son D T, Starinets A O 2002 *J. High Energy Phys.* **2002** 042
- [55] Ambjørn J, Anagnostopoulos K N, Krasnitz A 2001 *J. High Energy Phys.* **2001** 069
- [56] Bödeker D 1998 *Phys. Lett. B* **426** 351
- [57] Pang L, Wang Q, Wang X N 2012 *Phys. Rev. C* **86** 024911
- [58] Pang L G, Petersen H, Wang X N 2018 *Phys. Rev. C* **97** 064918
- [59] Wu X Y, Qin G Y, Pang L G, Wang X N 2022 *Phys. Rev. C* **105** 034909
- [60] Jiang Z F, Wu X Y, Cao S, Zhang B W 2023 *Phys. Rev. C* **107** 034904
- [61] Wu X Y, Yi C, Qin G Y, Pu S 2022 *Phys. Rev. C* **105** 064909
- [62] Yi C, Wu X Y, Yang D L, Gao J H, Pu S, Qin G Y 2024 *Phys. Rev. C* **109** L011901
- [63] Schäfer A, Karpenko I, Wu X Y, Hammelmann J, Elfner H 2022 *Eur. Phys. J. A* **58** 230
- [64] Weil J, Steinberg V, Staudenmaier J, et al. 2016 *Phys. Rev. C* **94** 054905
- [65] Götz N, Constantin L, Elfner H 2024 *Phys. Rev. C* **110** 034901
- [66] Götz N, Elfner H 2022 *Phys. Rev. C* **106** 054904
- [67] Inghirami G, Elfner H 2022 *Eur. Phys. J. C* **82** 796
- [68] Karpenko I A, Huovinen P, Petersen H, Bleicher M 2015 *Phys. Rev. C* **91** 064901
- [69] Monnai A, Schenke B, Shen C 2021 *Int. J. Mod. Phys. A* **36** 2130007
- [70] Monnai A, Schenke B, Shen C 2019 *Phys. Rev. C* **100** 024907
- [71] Bazavov A, Brambilla N, Tormo X, Petreczky P, Soto J, Vairo A 2014 *Phys. Rev. D* **90** 094503
- [72] Guo X, Liao J, Wang E 2020 *Sci. Rep.* **10** 2196
- [73] Becattini F, Lisa M A 2020 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70** 395
- [74] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. 2017 *Nature* **548** 62
- [75] Bazavov A, Ding H T, Hegde P, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 072001
- [76] Bollweg D, Goswami J, Kaczmarek O, Karsch F, Mukherjee S, Petreczky P, Schmidt C, Scior P, Collaboration H 2021 *Phys. Rev. D* **104** 074512
- [77] Bollweg D, Karsch F, Mukherjee S, Schmidt C 2021 *Nucl. Phys. A* **1005** 121835
- [78] Ding H T, Gu J B, Kumar A, Li S T 2025 arXiv: 2508.07532 [hep-lat]
- [79] Shi S, Jiang Y, Lilleskov E, Liao J 2018 *Ann. Phys.* **394** 50

Effect of chiral chemical potential on electromagnetic field evolution in heavy-ion collisions^{*}

HUANG Anping

(School of Material Science and Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 22 February 2026; revised manuscript received 8 April 2026)

Abstract

In relativistic heavy-ion collisions, the strong electromagnetic (EM) field plays a crucial role in various quantum transport phenomena in the quark-gluon plasma (QGP), such as the chiral magnetic effect, chiral magnetic wave, and spin polarization of hyperons. The evolution of the EM field is significantly influenced by the medium response of the QGP, in which the chiral anomaly induced by the chiral chemical potential μ_5 provides a unique quantum contribution that has not been systematically investigated.

Based on the 3+1D CLVisc relativistic viscous hydrodynamics with SMASH initial conditions, we numerically study the effect of the chiral chemical potential on the spatiotemporal evolution of EM fields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV with 20%–50% centrality. Within the weak-field approximation, the Maxwell equations are decoupled from the hydrodynamical evolution, and the chiral anomaly is introduced through the chiral conductivity $\sigma_\chi \propto \mu_5$ in the electric current density. The EM fields are solved using the finite-difference time-domain (FDTD) method in the Milne coordinate system.

The numerical results indicate that the chiral anomaly not only enhances the strength of the magnetic field eB_y and extends its lifetime, but also generates a stable sign-splitting and dipole-like spatial distribution of eB_y , which is remarkably different from the conventional case without chiral transport. For the electric field eE_y , the chiral anomaly considerably suppresses the late-time sign reversal, leading to a more stable field direction and spatial structure. Moreover, the electromagnetic topological term $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$, acting as the source term in the axial anomaly equation, shows a significantly slower decay and a systematically modified spatial distribution when the chiral anomaly is considered.

These results demonstrate that the chiral anomaly plays a dual role: it simultaneously modulates the temporal decay amplitude of electromagnetic fields and reshapes their spatial topological structure. The underlying physical mechanism is that the chiral imbalance of quarks in the QGP (characterized by μ_5) is coupled to the electromagnetic field via the chiral magnetic effect (CME) current, which changes the helicity of the electromagnetic field and further leads to the restructuring of its spatial distribution. This work provides a refined and realistic description of electromagnetic field evolution in the QGP and offers new theoretical perspectives for understanding experimental signals associated with the chiral magnetic effect in relativistic heavy-ion collisions.

Keywords: quark-gluon plasma, electromagnetic field, chiral chemical potential, heavy-ion collision

DOI: [10.7498/aps.75.20260269](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260269)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260269](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260269)

^{*} Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12205309).

重离子碰撞中手征化学势对电磁场演化的贡献

黄安平

Effect of chiral chemical potential on electromagnetic field evolution in heavy-ion collisions

HUANG Anping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 160101 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260269

CSTR: 32037.14.aps.75.20260269

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260269>

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

中高能重离子碰撞中的电磁场效应和手征反常现象

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

物理学报. 2023, 72(11): 112502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230245>

用单发电子束探测激光等离子体内电磁场演化实验研究

A single long electron bunch detect electromagnetic field evolution in laser plasma

物理学报. 2022, 71(1): 012901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211374>

重离子碰撞中QCD物质整体极化的实验测量

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

物理学报. 2023, 72(7): 072401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222452>

重离子碰撞中的矢量介子自旋排列

Global spin alignment of vector mesons in heavy ion collisions

物理学报. 2023, 72(7): 072502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230071>

相对论重离子碰撞中的手征效应实验研究

Progress on the experimental search for the chiral magnetic effect, the chiral vortical effect, and the chiral magnetic wave

物理学报. 2023, 72(11): 112504 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230109>

相对论重离子碰撞中光子-光子相互作用的碰撞参数依赖性

Impact parameter dependence of photon-photon interactions in relativistic heavy-ion collisions

物理学报. 2023, 72(20): 201201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230948>