

文章编号: 1007-4627(2017)03-0557-06

相对论重离子碰撞手征电荷分离效应的研究

冯笙琴¹, 裴蕾¹, 孙飞¹, 艾鑫¹, 钟洋¹, 殷中宝²

(1. 三峡大学理学院, 湖北 宜昌 443002;

2. 华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430079)

摘要: 相对论重离子碰撞的拓扑荷作用破坏作用平面两侧不同手征性的夸克数目的平衡, 从而引起 P 和 CP 破坏特征。本工作主要分析 RHIC 和 LHC 能区的手征电荷分离作用, 分析手征电荷分离随碰撞中心度、碰撞能量和核屏蔽等依赖关系。并未发现手征电荷分离效应与碰撞能量大小有非常紧密的依赖关系, 但发现核屏蔽效应对手征电荷分离有重要的影响, 与不考虑屏蔽效应相比, 考虑屏蔽效应会使手征分离效应明显压低, 由于屏蔽效应出现, 使得 $a_{++}(a_{--})$ 的分布与 $a_{+-}(a_{-+})$ 分布并不对称。并且还发现手征分离效应主要发生在碰撞参量较大的周边碰撞, 越接近中心碰撞, 手征分离效应几乎可以忽略。

关键词: 手征磁效应; 非中心碰撞; 手征电荷分离; 核屏蔽效应

中图分类号: O572.23 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.03.557

1 引言

手征电荷分离效应(CCSE)^[1]与矢量荷和电荷分离效应一样, 对应为手征特性的分离。RHIC^[2-4]和LHC^[5]已经发表了有关粒子关联特性的手征磁效应的实验结果。通过比较RHIC和LHC结果, 我们发现手征电荷分离与碰撞能量并没有明显的依赖关系。这些实验结果对我们深入研究相对论重离子碰撞手征磁效应有重要的促进作用。

在文献[6-8]中, 我们提出了一种改进非中心核碰撞的磁场计算方法。在计算中, 我们发现相对论重离子碰撞可以产生巨大的磁场, 该磁场存在于碰撞之初, 并随时间快速衰减为零。大量的有关磁场计算文献[9-12]发现RHIC和LHC能区的磁场可以达到 $B \approx 10^{14}$ T。同时我们还发现: 在较高的LHC能区, 初态产生的磁场比RHIC能区高, 但磁场衰减比RHIC能区要快。

Kharzeev, McLerran 和 Warringa (KMW) 等^[12]分析了相对论重离子碰撞由不为零的规范场位形而引起的电荷-宇称(CP)破坏的特征。KMW认为场位形在磁场作用下, 使得碰撞中产生的右手和左手夸克在垂直作用平面两侧发生反向运动, 引起手征电荷分离, 产生手征电流, 这种电荷分离是保持C变换不变的, 这是由于在C变换时, 磁场和电流同时都改变符号, 而P变换时, 电流改变符号, 而磁场不变号, 因此对应P破坏, 同时CP也被破坏。本文将进行手征电荷分离效应的详

细研究, 在第二部分我们将介绍CCSE作用机制; 相关的计算结果将在第三部分给出; 最后一部分将进行总结和分析。

2 手征电荷分离作用机制

文献[12]提出, 手征磁效应(CME)会引起相对于作用平面的手征电荷分离, 分离的电荷 Q 可表示为

$$Q \approx 2Q_w \sum_f |q_f| \beta(2|q_f \Phi|), \quad (1)$$

这里 q_f 对应夸克的电荷数, $\Phi = eB\rho^2$ 为电磁通量, $\beta(x)$ 对应的函数形式为

$$\beta(x) = \begin{cases} x & \text{for } x \leq 1 \\ 1 & \text{for } x \geq 1 \end{cases}. \quad (2)$$

KMW^[12]指出, 如果磁场 $eB \sim 1/\rho^2$, 对应有较大概率发生电荷分离, 这里 ρ 为不为零环绕数的场位形的大小。这对应磁场量级为 $\alpha_s^2 T^2$, 其大小大约为 $10^2 \sim 10^3$ MeV²。通过计算发现: RHIC 和 LHC 能区的非中心核碰撞可以产生这样大小的磁场^[9-12]。下面将结合相对论重离子非中心碰撞, 并取两核碰撞的重叠区域的磁场近似为均匀磁场计算手征电荷分离效应。

N_a^\pm 和 N_b^\pm 分别定义为作用平面上(a)、下(b)总正(+)/负(-)电荷数, 单位为e, $N^\pm = N_a^\pm + N_b^\pm$ 为某一碰撞事件总正(+)/负(-)电荷数, 和 $\Delta_\pm = N_a^\pm - N_b^\pm$

收稿日期: 2016-12-06; 修改日期: 2017-03-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11475068, 11247021); 湖北省自然科学基金资助项目(2014CFB671)

作者简介: 冯笙琴(1967-), 男, 湖北黄梅人, 教授, 博士, 从事中高能核物理研究; E-mail: fengsq@ctgu.edu.cn.

定义为作用平面两侧的带电荷数差。当发生电荷分离时，必然会引起 Δ_+ 和 Δ_- 同时发生改变，其结果为

$$\pm \sum_f |q_f| \beta (2|q_f \Phi|) f_{\pm}(x_{\perp}), \quad (3)$$

这里我们选择 $Q_w = \pm 1$, 发生 $Q_w > 1$ 的概率很低可以忽略。考虑核屏蔽作用, 也即是位于核表面的核子比核里面的核子更有利于引起手征变化 Δ_{\pm} , 本文引入核屏蔽函数 $f_{\pm}(x_{\perp})$, 其形式为

$$f_{\pm}(x, y) = \exp(-|y_{\pm}(x) - y|/\lambda), \quad (4)$$

这里 λ 对应为核屏蔽长度, $y_+(x)$ 和 $y_-(x)$ 被定义为两核碰撞的重叠区域的 y 坐标的上限和下限。因此 $|y_{\pm}(x) - y|$ 是坐标点 y 到表面的上/下限的距离, 很容易得出:

$$y_+(x) = \begin{cases} \sqrt{R^2 - (x - b/2)^2} & -R + b/2 \leq x \leq 0 \\ \sqrt{R^2 - (x + b/2)^2} & 0 \leq x \leq R + b/2, \end{cases} \quad (5)$$

这里 b 为碰撞参量, R 为原子核的半径, 我们要说明的是 $y_+(x) = -y_-(x)$ 。对于较大碰撞参量的极端相对论核-核碰撞的重叠区域, 我们可以近似认为产生的磁场为均匀磁场。真空中磁场随时间变化非常剧烈, 本文中还将考虑 QGP 的响应。用 N_t^{\pm} 分别定义相对于作用平面上升/下降相变的粒子数, $N_t = N_t^+ + N_t^-$ 为发生相变的粒子总数, Δ_t 为上升与下降相变的粒子数之差, 并且 $\Delta_t = N_t^+ - N_t^-$ 。

我们假设所有相变均独立发生, Δ_t 由一维自由游走模型决定。由于 N_t 变化正比于 $\sqrt{N_t}$, 因此有:

$$\langle \Delta_t^2 \rangle = \int_{t_i}^{t_f} dt \int_V d^3x \int d\rho \frac{dN_t}{d^3x dt d\rho}, \quad (6)$$

这里 V 为发生相变的区域体积。我们假设所有变化彼此之间互相独立, 所以, Δ_{\pm} 变化对应为所有贡献之和:

$$\langle \Delta_{\pm}^2 \rangle = \frac{1}{2} \int_{t_i}^{t_f} dt \int_V d^3x \int d\rho \frac{dN_t}{d^3x dt d\rho} \times [f_-(x, y)^2 + f_+(x, y)^2] \left[\sum_f |q_f| \gamma (2|q_f eB| \rho^2) \right]^2, \quad (7)$$

和

$$\langle \Delta_+ \Delta_- \rangle = - \int_{t_i}^{t_f} dt \int_V d^3x \int d\rho \frac{dN_t}{d^3x dt d\rho} \times [f_-(x, y) f_+(x, y)] \left[\sum_f |q_f| \gamma (2|q_f eB| \rho^2) \right]^2. \quad (8)$$

利用

$$\rho \sim (\Gamma^{\pm}/\alpha_S)^{-1/4} \sim 1/(\alpha_S T), \quad (9)$$

对应的 QCD sphaleron 相变率 Γ^{\pm} [12] 为

$$\frac{dN_t^{\pm}}{d^3x dt} \equiv \Gamma^{\pm} \sim 192.8 \alpha_S^5 T^4. \quad (10)$$

由此可以得到

$$\frac{d\langle \Delta_{\pm}^2 \rangle}{d\eta} = 2\chi \alpha_S \left[\sum_f q_f^2 \right]^2 \int_{V_{\perp}} d^2x_{\perp} \times [f_-(x, y)^2 + f_+(x, y)^2] \int_{t_i}^{t_f} d\tau \tau [eB(\tau, \eta, x_{\perp})]^2, \quad (11)$$

和

$$\frac{d\langle \Delta_+ \Delta_- \rangle}{d\eta} = -4\chi \alpha_S \left[\sum_f q_f^2 \right]^2 \int_{V_{\perp}} d^2x_{\perp} \times [f_-(x, y) f_+(x, y)] \int_{t_i}^{t_f} d\tau \tau [eB(\tau, \eta, x_{\perp})]^2, \quad (12)$$

这里 $\tau = (t^2 - z^2)^{1/2}$ 为固有时, $\eta = \frac{1}{2} \log[(t+z)/(t-z)]$ 为时空快度, 对应等式 (11) 和 (12) 的面积积分范围 V_{\perp} 为两核重叠区域的横向面积, 时间的积分范围是从初始时刻 τ_i ($\tau_i = R/\sinh(Y_0)$, (其中 Y_0 为入射粒子的快度)) 到末态 τ_f 。上式中 χ 为一常数, 给定该常数为 1, 详细的分析可参看文献 [12]。

在文献 [7-9] 中, 我们利用 Woods-Saxon 核分布代替均匀核分布 [12] 计算了相对论重离子碰撞的磁场分布。两个带相同的电荷 Z 和半径 R 的核以接近光速 (快度为 Y_0) 沿着 (或逆着) z 方向碰撞。在 $t=0$ 时刻, 我们定义为碰撞参量 b 的非中心核-核碰撞的初始时刻, 此时, 两核的中心分别位于 $x = \pm b/2$, 对应的碰撞参量沿着 x 轴方向。两核重叠的区域的核子定义为参加反应核子, 两核非重叠区域的核子称为旁观核子。由于两核以接近光速进行碰撞, 对应的洛伦兹因子 γ 很大, 考虑洛伦兹收缩效应, 可以把碰撞核近似看成是圆盘形状 (对应为 $z=0$ 平面)。详细的相对论重离子碰撞的磁场计算可以参看文献 [7-9]。

大量的理论和实验工作认为, 相对论重离子碰撞产生的物质对应为夸克胶子等离子体 (QGP), 对应 QGP 的电导率 σ 并不会为零。一些工作认为 [13, 14] QGP 在高温情况下对电磁场有积极的响应作用, 也可以理解为: QGP 响应对磁场在 QGP 环境中的时空演化发生重要影响 [15-17]。

为了研究 QGP 对电磁场的响应, 可利用麦克斯韦方程 [18]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (14)$$

这里 μ 和 ϵ 分别对应 QGP 的磁导率和介电常数, 可以假定为常量。由欧姆定律, 对应的电流 \mathbf{J} 为

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (15)$$

这里 \mathbf{v} 为 QGP 流的速度, 由方程 (15), 可以得到磁场的方程为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu} (\nabla^2 \mathbf{B} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}). \quad (16)$$

上式右边的第一项为对流项, 第二项为扩散项, 这两项之比定义为磁雷诺兹数 R_m :

$$R_m = LU\sigma\mu, \quad (17)$$

上式 U 为流的特征速度, L 为 QGP 的特征长度。假设 QGP 为良导体, 可以忽略扩散项, 也即是取 $R_m \gg 1$, 取理想导体限情况:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (18)$$

对应 Bjorken 纵向膨胀的时空图像为^[16-18]

$$v_z = z/t. \quad (19)$$

在 Bjorken 时空演化图像下, 对应的磁场变化特征为

$$B_x(t, x, y, z) = \frac{t_0}{t} e^{-\frac{c_s^2}{2d_x^2}(t^2 - t_0^2)} B_x(t_0, x_0, y_0, z_0), \quad (20)$$

和

$$B_y(t, x, y, z) = \frac{t_0}{t} e^{-\frac{c_s^2}{2d_y^2}(t^2 - t_0^2)} B_y(t_0, x_0, y_0, z_0). \quad (21)$$

上式中的 $\mathbf{B}^0(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(t = t_0, \mathbf{r})$ (t_0 定义为 QGP 形成时间), c_s 为声速, $d_{x,y}$ 为横向分布的平方根宽度。

从上面的分析可以看出: 磁场 \mathbf{B} 的时空演化受初态磁场分布影响, 本文主要讨论中心点 $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ 的磁场, 它的随时间演化分布形式为

$$B_x(t, \mathbf{0}) = \frac{t_0}{t} e^{-\frac{c_s^2}{2d_x^2}(t^2 - t_0^2)} B_x^0(\mathbf{0}), \quad (22)$$

和

$$B_y(t, \mathbf{0}) = \frac{t_0}{t} e^{-\frac{c_s^2}{2d_y^2}(t^2 - t_0^2)} B_y^0(\mathbf{0}). \quad (23)$$

分别给定 $d_x \sim d_y \sim 3$ 和 $c_s^2 \sim 1/3$ 。文献 [6-8], 我们计算了真空中磁场 eB 分布特征, 图 1 研究了在 QGP 中的磁场随固有时变化关系。从图 1 可以看出, 在 QGP 介质中的磁场比在真空中的磁场随时间衰减要慢得多, 换句话说, 考虑 QGP 响应, 相对论重离子碰撞产生的磁场会持续更长的时间。

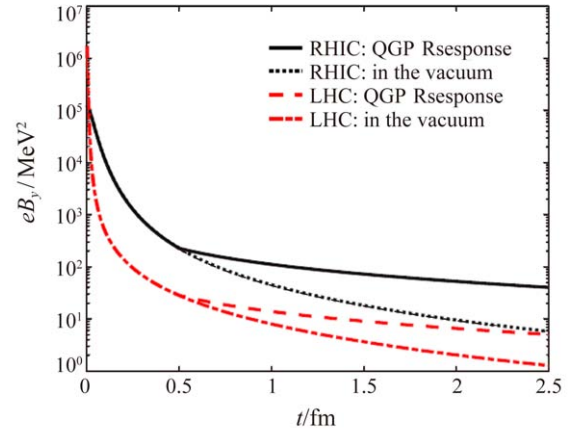


图 1 (在线彩图) RHIC 和 LHC 能区的碰撞中心点 $(x, y) = (0, 0)$ 在碰撞参量 $b = 8$ fm 时的磁场 eB_y 随固有时 τ 的变化关系, 实线和点线分别对应 RHIC 能区考虑 QGP 介质响应和在真空中的磁场曲线, 虚线和点划线分别对应 LHC 能区考虑 QGP 介质响应和在真空中的磁场曲线

3 手征电荷分离效应研究

Voloshin^[17] 提出了一套研究垂直于作用平面两侧电荷分离的研究方法, 对于已指定的碰撞事件^[12, 17], 可以定义关联函数为

$$g(\phi_\alpha, \phi_\beta) = \frac{1}{N_\alpha N_\beta} \sum_{i=0}^{N_\alpha} \sum_{j=0}^{N_\beta} \cos(\phi_{\alpha i} + \phi_{\beta j}), \quad (24)$$

上式的 $\alpha, \beta = \pm$ 定义电荷的符号, $\phi_{\alpha i}$ 定义为带电粒子与作用平面的方位角, N_\pm 为带正或负电荷粒子的总数目。

对 N_e 个相同事件的关联函数求平均, 可以消除多重数的涨落, 通过这种方法, 可以定义^[12, 17] 平均后的关联因子 a_{++}, a_{--}, a_{+-} 和 a_{-+} 为

$$a_{\alpha\beta} = -\frac{1}{N_e} \sum_{n=1}^{N_e} g(\phi_\alpha, \phi_\beta). \quad (25)$$

关联函数 $g(\phi_\alpha, \phi_\beta)$ 定义为

$$g(\phi_\alpha, \phi_\beta) = \frac{1}{N_\alpha N_\beta} (X_\alpha X_\beta - Y_\alpha Y_\beta), \quad (26)$$

上式中

$$X_\pm \equiv \sum_{i=1}^{N_\pm} \cos(\phi_i^\pm), \quad Y_\pm \equiv \sum_{i=1}^{N_\pm} \sin(\phi_i^\pm). \quad (27)$$

如果考虑磁场很大的情况, 可近似认为粒子沿着磁场方向极化, 此时可假设所有的粒子发射垂直于作用平面, 在这种情况下 $\phi = \pi/2$ 或 $\phi = 3\pi/2$, 我们有

$$Y_{\pm} = \Delta_{\pm}. \quad (28)$$

由此可以得到

$$a_{++} = a_{--} = \frac{1}{N_{+}^2} \langle \Delta_{\pm}^2 \rangle \quad (29)$$

和

$$a_{+-} = a_{-+} = \frac{1}{N_{+}N_{-}} \langle \Delta_{+}\Delta_{-} \rangle, \quad (30)$$

上式中 N_{\pm} 表示在相关 η 区域的带正 (负) 电粒子总数。

文献 [19, 20] 利用 Glauber 模型计算了有关 RHIC 和 LHC 能区的核-核碰撞的核几何特性, 比喻说, 参加反应的核子数和两两核-核碰撞的次数随核-核碰撞的中心度的关系。由这些关系并结合本文的一些结果, 我们可以给出与手征磁相关的分别对应 RHIC 和 LHC 能区的 $a_{++}(a_{--})$ 随碰撞中心度的依赖关系, 分别由图 2(a, b) 给出。从图 2(a, b) 我们发现: $a_{++}(a_{--})$ 随中心度的增加 (b 升高) 而增加, 并且随核屏蔽长度的增加而增加。图 2 还计算了不考虑屏蔽情况的 $a_{++}(a_{--})$ 随中心度变化关系, 我们发现: 不考虑屏蔽情况的 $a_{++}(a_{--})$ 大小明显高于有屏蔽时 $a_{++}(a_{--})$ 的大小, 我们的计算结果与实验结果^[21, 22]一致。

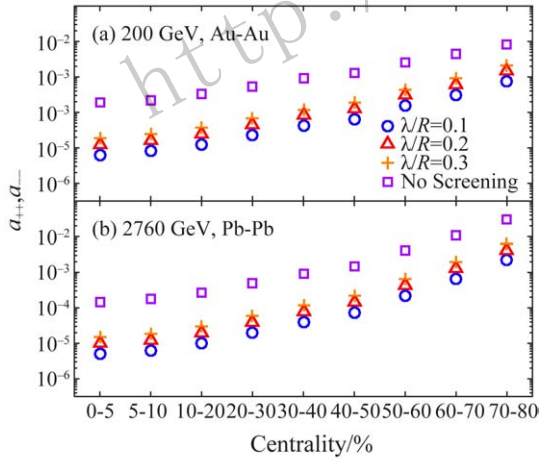


图 2 (在线彩图) RHIC 能区 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Au-Au 碰撞的 $a_{++}(a_{--})$ 随中心度变化关系 (a), 及 LHC 能区 $\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV, Pb-Pb 碰撞的 $a_{++}(a_{--})$ 随中心度变化关系 (b), λ 为核屏蔽长度

图 3 给出 $|a_{+-}|/a_{++}$ 随 b/R 变化关系曲线。结果显示: $|a_{+-}|/a_{++}$ 随着碰撞参量的增大而增大, 这主要是由于随着碰撞参量增加, 对应的系统大小减小, 屏蔽效应减弱, 导致出现图 3 的结果。

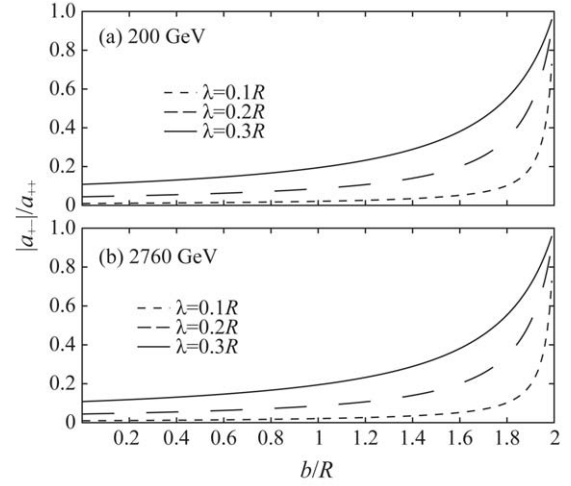


图 3 RHIC 能区 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Au-Au 碰撞的 $|a_{+-}|/a_{++}$ 随 b/R 变化关系 (a), 及 LHC 能区 $\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV, Pb-Pb 碰撞的 $|a_{+-}|/a_{++}$ 随 b/R 变化关系 (b), λ 为核屏蔽长度

图 4(a) 给出 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时的不同的碰撞系统 Au-Au 碰撞与 Cu-Cu 碰撞系统的 $a_{++}(a_{--})$ 随中心度的变化关系, 图 4(b) 给出 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时的不同的碰撞系统 Au-Au 碰撞与 Cu-Cu 碰撞系统的 $|a_{+-}|/a_{++}$ 随中心度的变化关系, 我们发现: 碰撞系统越小, 对应的 $a_{++}(a_{--})$ 越大, 但是 $|a_{+-}|/a_{++}$ 却与 $a_{++}(a_{--})$ 变化特征不同, 较大的碰撞系统对应的 $|a_{+-}|/a_{++}$ 值越大。

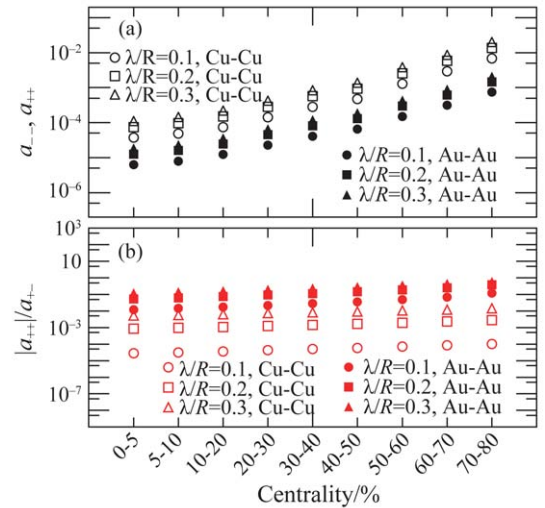


图 4 (在线彩图) RHIC 能区 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Au-Au 碰撞与 Cu-Cu 碰撞的 $a_{++}(a_{--})$ 随中心度变化关系的比较 (a), 及 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Au-Au 碰撞与 Cu-Cu 碰撞的 $|a_{+-}|/a_{++}$ 随中心度变化关系的比较 (b), 其中: λ 为核屏蔽长度

图 5 给出了 RHIC 和 LHC 能区的不同的质心系能量 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4, 130, 200$ 和 2760 GeV 情况下,

$a_{++}(a_{--})$ 和 $a_{+-}(a_{-+})$ 随碰撞中心度的关系。从图 5 可以看出: 随碰撞参量的增大, 对应的手征电荷分离效应增大, 在中心碰撞时, 手征电荷分离效应消失, 最大的手征电荷分离效应的 a_{++} 可以达到 1.8×10^{-3} 。另外, 图中还可以发现 $a_{++}(a_{--})$ 与 $a_{+-}(a_{-+})$ 并不对称, 这是由于屏蔽效应使 $a_{+-}(a_{-+})$ 压低引起的。

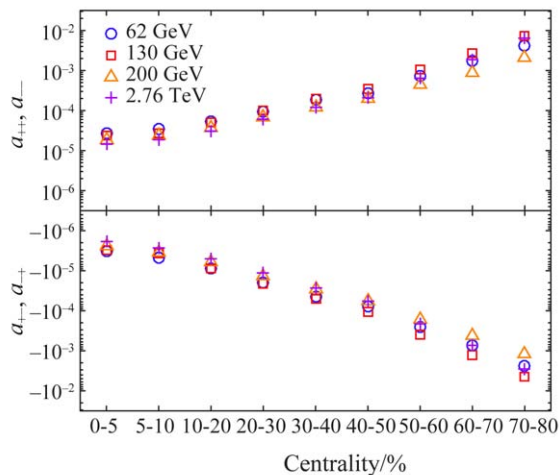


图 5 分别显示在 RHIC 和 LHC 能区的不同的质心系能量 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$, 130 GeV , 200 GeV 和 2760 GeV 情况下, $a_{++}(a_{--})$ 和 $a_{+-}(a_{-+})$ 随碰撞中心度的关系, 核屏蔽长度 $\lambda/R = 0.3$ 。

4 总结和分析

本文首先考虑了 QGP 介质对手征磁场的响应, 并与真空中磁场的结果进行比较, 我们发现磁场的响应会延长磁场的持续时间, 对结果会产生一定的影响。我们的磁场计算结果与其它理论预言结果基本一致。

本文系统研究了 RHIC 和 LHC 能区的手征电荷分离随碰撞中心度, 碰撞能量和碰撞系统大小的关系, 可以看出手征电荷分离主要发生在非中心碰撞, 随着碰撞参量加大, 手征电荷分离效应越明显。虽然, 分别计算了 RHIC 和 LHC 能区的手征电荷分离, 但我们并未发现与碰撞能量大小有非常紧密的依赖关系, 这与实验结果一致。本文还考虑了核屏蔽效应, 我们发现核屏蔽效应对手征电荷分离有重要的影响。另外我们还发现: 手征分离效应主要发生在碰撞参量较大的周边碰撞, 越接近中心碰撞, 手征分离效应几乎可以忽略。

参考文献:

- [1] FUKUSHIMA K, KHARZEEV D, WARRINGA H J. *Physical Review D*, 2008, **78**(7): 074033.
- [2] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, *et al.* *Physical Review Letters*, 2009, **103**(25): 251601.
- [3] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, *et al.* *Physical Review C*, 2010, **81**(5): 054908.
- [4] AJITANAND N N, LACEY R A, TARANENKO A, *et al.* *Physical Review C*, 2011, **83**(R): 011901.
- [5] ABELEV B I, ADAM J, ADAMOVA D, *et al.* *Physical Review Letters*, 2013, **110**(1): 012301.
- [6] MO Yujun, FENG Shengqin, SHI Yafei. *Physical Review C*, 2013, **88**(7): 024901.
- [7] ZHONG Yang, YANG Chunbin, CAI Xu, *et al.* *Advances in High Energy Physics*, 2014, **2014**: 193039.
- [8] ZHONG Yang, YANG Chunbin, CAI Xu, *et al.* *Shengqin, Chinese Physics C*, 2015, **39**(10): 104105.
- [9] VORONYUK V, TONEEV V D, CASSING W, *et al.* *Physical Review C*, 2011, **83**(16): 054911.
- [10] SKOKOV V, ILLARIONOV A Y, TONEEV V D. *International Journal of Modern Physics A*, 2009, **24**(31): 5925.
- [11] DENG Weitian, HUANG Xuguang, *Physical Review C*, 2012, **85**(8): 044907.
- [12] KHARZEEV D E, MCLERRAN L D, WARRINGA H J. *Nuclear Physics A*, 2008, **803**: 227.
- [13] AARTS G, ALLTON C, FOLEY J, *et al.* *Physical Review Letters*, 2007, **99**(2): 022002.
- [14] DING H T, FRANCIS A, KACZMAREK O, *et al.* *Physical Review D*, 2011, **83**(3): 034504.
- [15] TAGHAVI S F, WIEDEMANN U A. *Physical Review C*, 2015, **91**(2): 024902.
- [16] OLLITRAULT J Y. *European Journal of Physics*, 2008, **29**(2): 275.
- [17] VOLOSHIN S A. *Physical Review C*, 2004, **70**(5): 057901.
- [18] DENG W T, HUANG X G, *Physical Review C*, 2012, **85**(4): 044907.
- [19] ABELEV B I, ADAM J, ADAMOVA D, *et al.* *Physical Review C*, 2013, **88**(4): 044909.
- [20] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, *et al.* *Physical Review C*, 2009, **79**(3): 034909.
- [21] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, *et al.* *Physical Review Letters*, 2015, **114**(6): 252302.
- [22] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, *et al.* *Physical Review Letters*, 2009, **103**(25): 251601.

Study of Chiral Charge Separation Effect in Relativistic Heavy Ion Collisions

FENG Shengqin^{1,1)}, PEI Lei¹, SUN Fei¹, AI Xin¹, ZHONG Yang¹, YIN Zhongbao²

(1. College of Science, China Three Gorges University, Yichang 443002, Hubei, China;

2. Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 100049, China)

Abstract: The topological charge interactions in relativistic heavy ion collisions cause quark chirality imbalance, resulting in charge separation under the strong magnetic field and local P and CP violation. In this paper, the chiral charge separation at RHIC and LHC energies is systematically analyzed as functions of the collision centrality, the collision energy and the nuclear shielding factor. It is found that there is not a very close dependence of the chiral charge separation effect on the collision energies, but that has an important dependence on nuclear shielding factor. Compared with the non-shielding effect, the shielding effect can reduce the chiral separation effect obviously. Due to the shielding effect, the distribution of $a_{++}(a_{--})$ and the distribution of $a_{+-}(a_{-+})$ are asymmetric. One also finds that chiral separation effect, which is almost negligible when more close to the central collision, occurs mainly in the peripheral collision for larger impact parameter.

Key words: chiral magnetic effect; non-central collision; chiral charge separation; nuclear shielding effect

<http://www.npr.ac.cn>

Received date: 6 Dec. 2016; **Revised date:** 30 Mar. 2017

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11475068, 11247021); Natural Science Foundation of Hubei Province(2014CFB671)

1) E-mail: fengsq@ctgu.edu.cn.