

文章编号: 1007-4627(2024)01-0551-07

# 质心能量 7.7 GeV 下 Au+Au 碰撞中初始密度涨落对累积矩的影响

岳晓清<sup>1,2</sup>, 李鹏程<sup>2</sup>, 王永佳<sup>2,†</sup>, 李庆峰<sup>2,3,†</sup>, 刘福虎<sup>1</sup>

(1. 山西大学理论物理研究所, 太原 030006;

2. 湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000;

3. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

**摘要:** 重离子碰撞中的密度涨落效应及其对观测量的影响是核物理研究领域的一个重要方向。本文利用极端相对论量子分子动力学 (UrQMD) 模型, 通过改变初始化时两个核子之间的最小距离  $d_{\min}$ , 讨论了碰撞能量  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=7.7$  GeV 下 Au+Au 碰撞中初始密度涨落对净质子多重数分布累积矩的影响。结果发现, 当  $d_{\min}$  从 1.6 fm 减小到 1.0 fm 时, 坐标空间中初态密度涨落增大。在火球膨胀阶段,  $d_{\min}$  引起的初始密度涨落效应对累积矩的影响逐渐减弱, 平均场的效应逐渐显著。在末态的动量空间中, 较小的赝快度窗口 ( $\Delta\eta \leq 4$ ) 下初态密度涨落对净质子数分布涨落的影响较小; 然而在一个较大的赝快度窗口下 ( $\Delta\eta > 4$ ), 其对净质子数的累积矩比值有着较为明显的影响, 在半中心碰撞 ( $b=5$  fm) 中,  $d_{\min}$  所带来的影响大约为平均场所带来影响的 2~3 倍。

**关键词:** 重离子碰撞; 初始密度涨落; 输运模型; 累积矩

**中图分类号:** O571.6

**文献标志码:** A

**DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC25

## 0 引言

高温高密强相互作用物质的性质是当前核物理前沿的热点研究方向, 相关研究对理解宇宙早期状态、致密星体的形成与演化等有着重要的作用<sup>[1-6]</sup>。相对论重离子碰撞实验是目前在地面实验室产生高温高密强相互作用物质的唯一有效手段, 通过调整碰撞能量和体系大小等条件, 可以产生相关研究所需要的不同温度、密度条件下的强相互作用物质。量子色动力学 (QCD) 理论预言, 在极端高温或者高密的条件下, 被禁闭在强子态中的夸克和胶子将会发生退禁闭现象形成夸克-胶子等离子体 (QGP), 即发生强子相到 QGP 相的相变<sup>[7-8]</sup>。格点 QCD 计算结果表明在重子化学势为零, 温度  $T_c \approx 160$  MeV 时, 强子相与 QGP 相之间的相变为平滑过渡<sup>[9-10]</sup>。而基于 QCD 的有效理论模型预言在高重子化学势时, 强子相与 QGP 相之间将发生一阶相变, 一阶相变与平滑过渡区域相交的点被称为 QCD 临界点<sup>[11]</sup>。然而, 不同的理论模型对于 QCD 临界点在 QCD 相图中位置的预言存在较大的差异<sup>[12-14]</sup>。QCD 临界点位置的

确认是探索核物质相结构的里程碑, 具有非常重要的意义<sup>[15]</sup>。

理论计算表明, 在重离子碰撞中守恒荷 (在系统的演化过程中, 总量不变的物理量, 如重子数、电荷数和奇异数) 分布的高阶累积矩对系统的关联长度较为敏感, 而在临界点附近系统的关联长度将发散<sup>[16]</sup>。因此, 守恒荷的高阶累积矩常被用作研究热密核物质属性、QCD 相变及确定 QCD 临界点位置的灵敏探针<sup>[17-19]</sup>。实验上, 近些年基于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机上开展的束流能量扫描实验, STAR 合作组陆续发表了一系列有关守恒荷分布的高阶累积矩的结果<sup>[20-25]</sup>。最新的净质子数分布的累积矩结果显示其四阶累积矩出现了非单调的能量依赖行为, 该行为暗示着热密核物质可能穿过临界区域受到临界涨落的影响, 即展现出了 QCD 临界点存在的迹象<sup>[26-27]</sup>。目前, 实验装置升级后的第二阶段的能量扫描实验已经完成<sup>[28-29]</sup>, 正在进行的更高精度的实验数据分析, 将为 QCD 临界点的寻找和相边界的确定带来关键证据。此外, 为探索高重子密度区 QCD 相图结构, 世界上各个科技强国正

收稿日期: 2023-06-30; 修改日期: 2024-01-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12335008, U2032145); 国家重点研发计划资助项目 (2020YFE0202002); 山西省自然科学基金 (202103021224036)

作者简介: 岳晓清 (1994-), 女, 山西太原人, 博士研究生, 从事重离子碰撞理论研究; E-mail: bysjbxsqw@163.com

† 通信作者: 王永佳, E-mail: wangyongjia@zjhu.edu.cn; 李庆峰, E-mail: liqf@zjhu.edu.cn

在建设和运行大型粒子加速器拟进行相应的实验研究,如德国反质子与离子研究设施 (FAIR) 上的压缩重子物质 (CBM) 实验<sup>[30]</sup>、俄罗斯杜布纳联合核子研究所 (JINR) 的重离子超导同步加速器 (NICA) 上的 MPD 实验<sup>[31]</sup>以及我国惠州在建的强流重离子加速器装置 (HIAF)<sup>[32-35]</sup>,它们都涵盖有几个 GeV 的能量区域,将极大推动高重子密度区核物质相结构的研究。

理论上,理解非临界效应对守恒荷分布的高阶累积矩的贡献对使用高阶累积矩研究 QCD 相结构和寻找临界点有着重要作用。借助于输运理论模型,人们探究了重子数守恒、非平衡效应、体积涨落以及强子再散射和弱衰变等背景效应对守恒荷涨落的影响<sup>[36-42]</sup>,发现这些因素对守恒荷分布有着较大的影响,且在更高阶累积矩上有更明显的表现。另外,近几年的研究表明,原子核的形变、中子皮等结构效应都对守恒荷分布的高阶累积矩带来一定的影响<sup>[43-44]</sup>,从而可以利用相关结果研究原子核的结构效应。事实上,相对论重离子碰撞是一个复杂的非平衡动力学演化过程,包含有几个重要的演化阶段。因此,为了更好地理解守恒荷涨落的动力学信息,我们需要对不同阶段的非临界涨落以及守恒荷分布的高阶累积矩的演化过程进行研究。弹靶核的初始化已成为输运理论模型模拟重离子碰撞的关键环节之一,有研究指出,初始化过程中的几何涨落或初始密度分布对末态涨落和关联观测量,如集体流和轻粒子产额比等,有着不可忽视的影响<sup>[45-50]</sup>。因此,初始化过程中的密度涨落对守恒荷涨落及其演化过程的影响非常值得深入研究。

本文基于极端相对论量子分子动力学 (UrQMD) 模型<sup>[51]</sup>,通过改变弹靶核初始化过程中两个核子之间需要满足的最小距离  $d_{\min}$  引入不同的初始密度涨落,进而探究初始密度涨落对守恒荷分布的高阶累积矩的影响。本文安排如下:第 1 节简单介绍所使用的 UrQMD 模型和累积矩的计算方法;第 2 节对初始密度涨落在不同时空下对高阶累积矩的影响进行讨论和分析;最后第 3 节给出总结。

## 1 UrQMD 模型及累积矩的简介

### 1.1 UrQMD 模型简介

UrQMD 模型是一个广泛用于描述较大尺度入射能量下  $p+p$ ,  $p+A$  和  $A+A$  反应的微观输运模型<sup>[51-54]</sup>,其主要由初始化、粒子在势相互作用下进行演化、碰撞项和末态碎块构建四部分构成。在初始化中,每个核子均由高斯形的波包描述:

$$\Psi_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} e^{-(\vec{r}-\vec{r}_i(t))^2/2L} e^{ip_i(t)\cdot\vec{r}/\hbar}, \quad (1)$$

其中:  $L$  是波包宽度参数;  $\vec{r}_i(t)$  和  $\vec{p}_i(t)$  是第  $i$  个核子波包中心的坐标和动量。一般认为  $L$  与原子核大小有关,对于  $^{197}\text{Au}$ , 取  $L=2 \text{ fm}^2$ 。高斯波包的中心在半径为  $R$  的球体内随机分布,其中球的半径  $R$  可以表达为<sup>[55]</sup>

$$R = \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \left\{ \frac{1}{2} \left( A + (A^{1/3} - 1)^3 \right) \right\}^{1/3}, \quad (2)$$

其中:  $\rho_0=0.16 \text{ fm}^{-3}$  是核物质饱和密度;  $A$  为抽样原子核的质量数。初始化后原子核的结合能、均方根半径等与其实验相近,能很好描述其基态性质<sup>[51-52]</sup>。

在对每个核子的坐标进行抽样过程中,将计算每两个核子质心之间的距离  $\Delta r$ 。在 UrQMD 模型的默认版本中,  $\Delta r$  需要满足大于或等于  $d_{\min}=1.6 \text{ fm}$  的条件,否则需要重新抽样。我们可以根据原子核体积和密度估算出  $d_{\min}$  的最大值,其最大值应小于原子核半径的经验公式 ( $R=r_0 \times A^{1/3} \text{ fm}$ ) 中系数  $r_0$  的 2 倍,但其最小值是未知的,因此不同的 QMD 类输运模型使用的  $d_{\min}$  值不同<sup>[56]</sup>。然而,使用不同的  $d_{\min}$  值将导致核内密度分布存在一定的差异。如图 1 所示,一倍标准偏差 ( $\sigma_\rho$ , 阴影带的宽度) 随着  $d_{\min}$  的增加而减小,使用  $d_{\min}=1.6 \text{ fm}$  得到的  $\sigma_\rho$  约为使用  $d_{\min}=1.0 \text{ fm}$  结果的一半,结果表明在初始化中密度涨落随着  $d_{\min}$  的增加而降低。

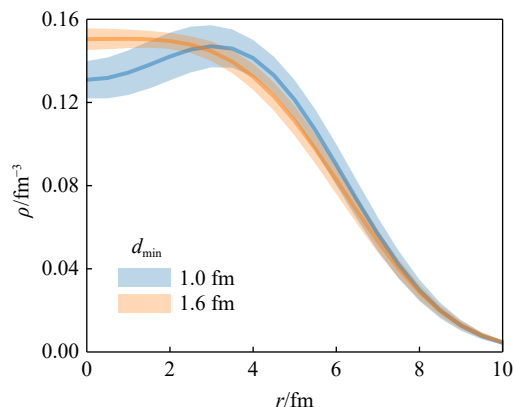


图 1 初始化核中的密度分布 (在线彩图)

阴影区域对应于密度平均值的一倍标准偏差区间。图中比较了使用  $d_{\min}=1.0, 1.6 \text{ fm}$  得到的结果。

此外,在我们之前的研究中,发现在质心系能量为几个 GeV 的重离子碰撞中,密度依赖的势相互作用对末态观测量,如集体流、HBT 两粒子关联和高阶累积矩,都有着不可忽视的影响<sup>[57-62]</sup>。在本文中,为了凸显初态密度涨落效应对高阶累积矩的影响,我们同样采用含有势修正的平均场模式 (mean-field mode, UrQMD/m) 和级联模式 (cascade mode, UrQMD/c) 分析碰撞能量为

7.7 GeV 的重离子碰撞中势修正对高阶累积矩的影响。此外, 本文中我们采用 Minimum Spanning Tree (MST) 算法进行自由质子的筛选, 反质子用的是由弦激发和碎裂产生并经历湮灭后存活下来的自由粒子。图 2 给出了 UrQMD/c 和 UrQMD/m 两种模式下, 采用不同  $d_{\min}$  参数得到的净质子赝快度分布。结果发现, 在所研究的  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7$  GeV 能量下, 在考虑平均场势相互作用之后, 净质子产额分布出现了明显的降低, 表明在此碰撞能量下势相互作用仍不可忽视。此外, 改变  $d_{\min}$  参数, 发现其在级联模式下的影响不显著, 但在平均场模式下, 较小的  $d_{\min}$  会引起产额的增加。这是由于平均场模式下采用了密度依赖的相互作用性质, 同时从图 1 可以看出,  $d_{\min} = 1.0$  fm 会引起较大的初始密度涨落, 因此  $d_{\min}$  的改变会在势相互作用存在的模式中有更加明显的影响。

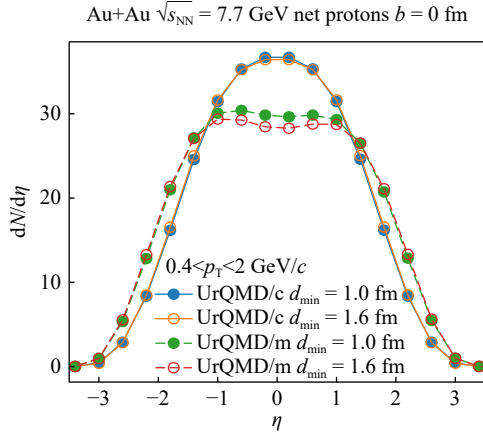


图 2 中心碰撞中, 末态净质子的赝快度分布 (在线彩图)

## 1.2 累积矩

累积量可表示为以下形式<sup>[20–21, 63]</sup>:

$$\begin{aligned} C_1 &= M = \langle N \rangle, \\ C_2 &= \sigma^2 = \langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle = \langle (\delta N)^2 \rangle, \\ C_3 &= S \sigma^3 = \langle (\delta N)^3 \rangle, \\ C_4 &= \kappa \sigma^4 = \langle (\delta N)^4 \rangle - 3 \langle (\delta N)^2 \rangle^2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中:  $N$  代表在单个事件中给定范围内的净质子个数; 方括号表示多事件平均值。通常使用以下比值消除体积效应:

$$\begin{aligned} C_2/C_1 &= \sigma^2/M, \\ C_3/C_1 &= S \sigma^3/M, \\ C_3/C_2 &= S \sigma, \end{aligned} \quad (4)$$

其中:  $M$  是平均值; 方差  $\sigma^2$  描述了分布的宽度; 偏度  $S$  反映了分布对称的程度。根据 Delta 定理, 累积矩的统计误差通常取决于事件数<sup>[41]</sup>。在这项工作中, 为尽可能地减小统计误差, 每种情况都模拟了 350 万事件。

## 2 结果及分析

### 2.1 中心区域密度的演化

为了探究初始密度涨落在随后的动力学过程中的演化, 图 3 显示了坐标空间中心区域 ( $|x|, |y|, |z| < 3$  fm) 中, 净质子数密度  $\rho(a)$  及其标准偏差  $\sigma_\rho(b)$  随时间的演化。可以看到, 首先, 在相同的  $d_{\min}$  值下, 反应前期 (即压缩阶段) 平均场模式下由于势相互作用, 核子间具有排斥力, 所以 UrQMD/c (实线) 得到的密度稍大于 UrQMD/m 的结果 (短划线)。之后, 由于火球的膨胀, 在  $t > 1$  fm/c 之后粒子逐渐离开中心区域, 导致密度逐渐下降。其次, 从图 3(a) 中可以看出, 当  $t \leq 2$  fm/c 时, 在  $d_{\min} = 1.0$  fm 的情况下得到的密度与  $d_{\min} = 1.6$  fm 时得到的密度接近。然而, 随着时间的演化, 在  $t > 2$  fm/c 时,  $d_{\min}$  引起的密度差逐渐消失, 这意味着  $d_{\min}$  对密度的影响可能在火球膨胀阶段被抹去。最后, 从图 3(b) 中可以看出,  $d_{\min}$  对净质子密度的标准偏差有着非常明显的影响。在  $t < 2$  fm/c 时, 由于  $d_{\min} = 1.0$  fm 时具有更大的初始密度涨落 (如图 1 所示), 因此其标准偏差大于  $d_{\min} = 1.6$  fm 时的标准偏差值。但是, 在  $t > 4$  fm/c 时, 无论  $d_{\min}$  取何值, 在 UrQMD/c 模式下得到的标准偏差都更大, 这是因为在级联模式下粒子之间的随机碰撞增强了密度涨落。中心区域的密度演化结果表明, 坐标空间中初始密度的涨落只存在于  $t < 2$  fm/c 的碰撞早期。初始密度涨落在坐标空间中的影响是否能转化为在动量空间中的影响将在下面的小节中讨论。

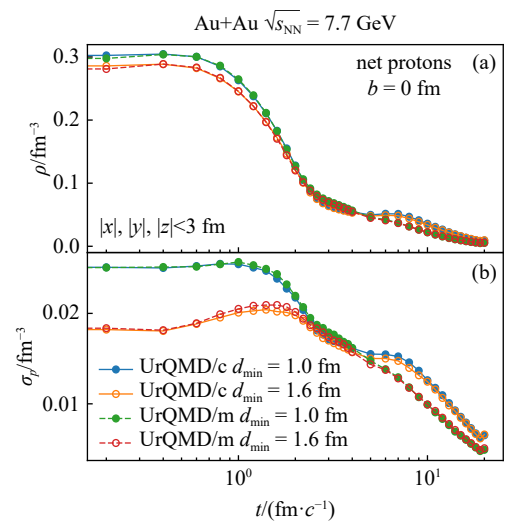


图 3 中心碰撞时, 坐标空间中心区域 ( $|x|, |y|, |z| < 3$  fm) 的净质子 (a) 密度、(b) 标准偏差随时间的演化 (在线彩图)

### 2.2 坐标空间中的结果

理论上, 表征涨落的累积矩是在有限的空间体积内

计算的, 然而实验上只能测量得到粒子的动量。因此, 讨论涨落和关联性在坐标和动量空间中的表现, 对于更深入地理解几个 GeV 能量中的涨落和关联效应具有重要的意义。

图 4 展示了中心碰撞条件下, 在坐标空间中心区域, 净质子数的二阶和一阶累积量比  $C_2/C_1$  随时间的演化。图 4(a) 为极端中心区域 ( $|x|, |y|, |z| < 1$  fm), 图 4(b) 为稍大的中心区域 ( $|x|, |y|, |z| < 3$  fm)。可以看到,  $d_{\min} = 1.0$  fm 模式下的  $C_2/C_1$  大于  $d_{\min} = 1.6$  fm 模式下的结果, 在初始时刻到  $t = 1$  fm/c 期间差异最大, 并且二者几乎不发生

变化, 表明初态密度涨落可以存在到最大压缩阶段。随后  $t \geq 1$  fm/c 阶段, 随着时间的演化  $d_{\min}$  对  $C_2/C_1$  的影响迅速减小, 表明初态密度涨落对动力学演化过程及高阶累积矩有影响, 但也只限于反应早期。随着反应的进行, 平均场势相互作用开始发挥作用, 由  $d_{\min}$  引起的初态密度涨落的信息将被平均场势相互作用的影响湮灭掉。其次, 对比 (a)、(b) 两图可以发现, 在更小的中心区域内 (图 4(a),  $|x|, |y|, |z| < 1$  fm), 可以看到平均场势相互作用对  $C_2/C_1$  有着较弱的影响 (绿色和蓝色实心圆), 并且相较于  $d_{\min}$  所带来的影响, 平均场势相互作用的影响显得极弱。仔细观察图 4(b) (即  $|x|, |y|, |z| < 3$  fm) 初始时, UrQMD/m 模式下得到的累积矩略大于 UrQMD/c 模式下的结果, 表明在弹靶核刚接触时, 会引起内部核子间势相互作用的反应。需要指出的是, 这里的平均场势相互作用对高阶累积矩的影响与我们之前的研究结果一致 [57–58, 64]。

### 2.3 动量空间中的结果

图 5 展示了在碰撞参数  $b = 0$  fm [图 (a)、(b)、(c)] 和 5 fm [图 (d)、(e)、(f)] 时,  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7$  GeV 的 Au + Au 碰撞中净质子数的  $C_2/C_1$  (左图),  $C_3/C_1$  (中图) 和  $C_3/C_2$  (右图)。可以看出, 在较小的赝快度窗口  $\Delta\eta \leq 4$  (对应的赝快度范围为  $[-2, 2]$ ) 中, 使用 UrQMD/m 模式下的净质子的高阶矩都比 UrQMD/c 模式下的结果大, 同时  $d_{\min}$

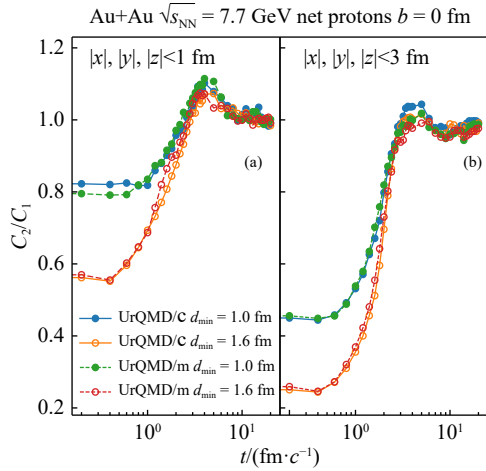


图 4 在碰撞参数  $b = 0$  fm 时, 坐标空间中心区域净质子数  $C_2/C_1$  随时间的演化 (在线彩图)

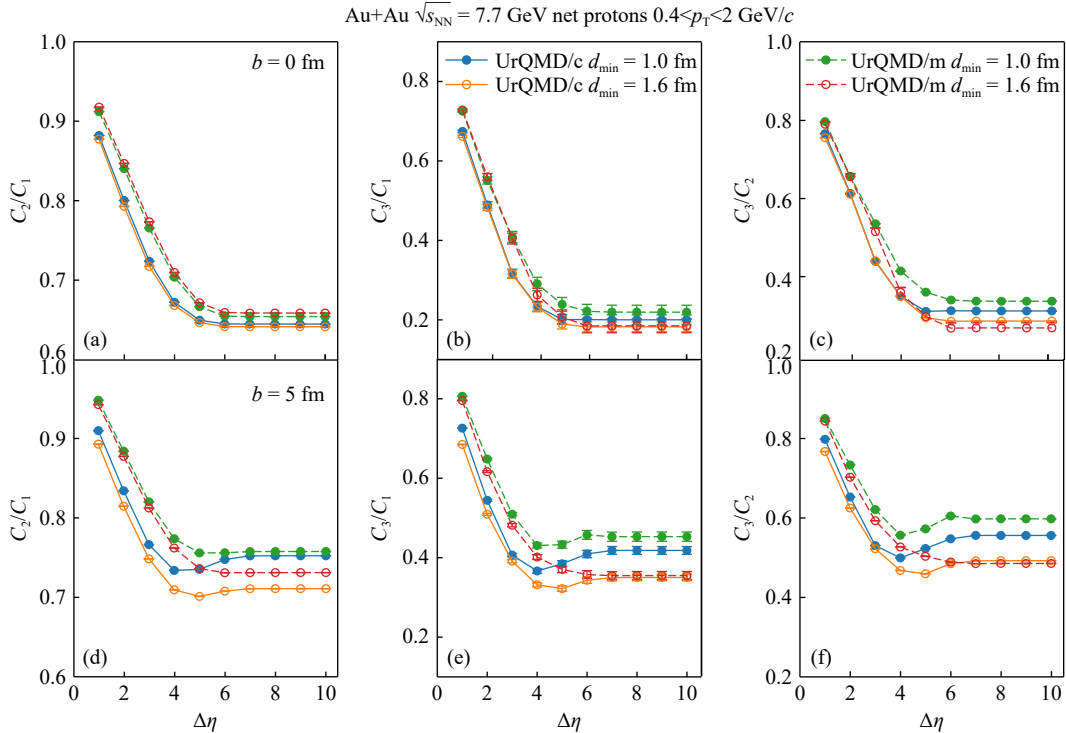


图 5 碰撞参数  $b = 0, 5$  fm 时, 不同的  $d_{\min}$  和有无平均场的模式下净质子数的  $C_2/C_1$ ,  $C_3/C_1$  和  $C_3/C_2$  随赝快度窗口  $\Delta\eta$  的变化 (在线彩图)

对这三个高阶矩的影响都很小。这意味着, 在  $\eta=0$  附近的较小的赝快度窗口下, 初始密度涨落对累积矩的影响几乎完全消失, 而具有中等赝快度的质子通常在膨胀早期出射, 因此在火球膨胀时平均场势相互作用开始发挥作用, 而初态密度涨落的影响逐渐消失。

随着赝快度窗口的增大, 在  $\Delta\eta \geq 4$  时, 由于重子数守恒, 所有的累积量比值都受到了抑制, 同时核平均场相互作用的影响也被压低, 而  $d_{\min}$  的影响逐渐变得明显。对于  $\Delta\eta \geq 4$ , 使用  $d_{\min}=1.0$  fm 得到的  $C_2/C_1$ ,  $C_3/C_1$  和  $C_3/C_2$  都比使用  $d_{\min}=1.6$  fm 得到的结果大, 而这种  $d_{\min}$  所引起的累积矩比值的增加, 甚至比核平均场势所引起的增加还要大。这是因为具有大赝快度的粒子通常经历了相对较少的碰撞, 因此, 初始密度涨落的信息可以得到大部分的保留, 并最终体现在累积量上。在  $\Delta\eta=4\sim 6$  的范围内, 可以看到  $C_2/C_1$ ,  $C_3/C_1$  和  $C_3/C_2$  有轻微的上升趋势, 这可能是因为在大赝快度观测窗口下碎片数的涨落导致净质子累积矩的抬升。此外, 在较大的碰撞参数下 ( $b=5$  fm),  $d_{\min}$  和平均场势相互作用对累积矩的影响更为明显。因为初态密度涨落和势相互作用对累积量及其比值的影响可能会由于碰撞而冲刷掉, 而  $b=0$  fm 的中心碰撞下, 平均每个重子将会经历更多的碰撞。

### 3 总结

通过改变 UrQMD 模型初始化过程中两个核子之间的最小距离  $d_{\min}$ , 本文研究了碰撞能量为  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=7.7$  GeV 的 Au+Au 碰撞中, 坐标空间内的初始密度涨落对净质子多重数分布的累积矩的影响。当使用较小的  $d_{\min}$  值, 初始密度的涨落明显增强。因此, 在碰撞初始阶段,  $d_{\min}$  对中心区域净质子的  $C_2/C_1$  的影响远大于势相互作用的影响; 并且小  $d_{\min}$  模式下中心区域的净质子的  $C_2/C_1$  比大  $d_{\min}$  模式下的结果大; 随着选取的中心区域的增大,  $d_{\min}$  的影响逐渐变小。随着时间的演化, 在火球膨胀阶段, 初态密度涨落对净质子  $C_2/C_1$  的影响逐渐减弱, 同时平均场所带来的影响逐渐开始显现。最后, 在末态,  $\eta=0$  附近的较小赝快度窗口内, 由  $d_{\min}$  引起的初态密度涨落对净质子  $C_2/C_1$  的影响非常小, 可以忽略不计; 而在更大的赝快度窗口内, 使用较小的  $d_{\min}$  可以引起较大的初态密度涨落, 进而导致净质子  $C_2/C_1$  的增大, 而且这种增强可与势相互作用带来的增强相当, 意味着初态密度涨落可以在末态粒子的累积矩上得以体现。

### 参考文献:

- [1] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. Science, 2002, 298: 1592.
- [2] LATTIMER J M, PRAKASH M. Phys Rept, 2016, 621: 127.
- [3] RAJAGOPAL K, WILCZEK F. The Condensed Matter Physics of QCD[M]. Singapore: World Scientific 2000: 2061.
- [4] MA Yugang, XU Nu, LIU Feng. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50(11): 120. (in Chinese)  
(马余刚, 许怒, 刘峰. 中国科学: 物理学力学天文学, 2020, 50(11): 120.)
- [5] LUO Xiaofeng, LIU Feng, XU Nu. Physics, 2021, 50(2): 98. (in Chinese)  
(罗晓峰, 刘峰, 许怒. 物理, 2021, 50(2): 98.)
- [6] DU Yilun, LI Chengming, SHI Chao, et al. Nucl Tech, 2023, 46(4): 040009. (in Chinese)  
(杜轶伦, 李程明, 史潮, 等. 核技术, 2023, 46(4): 040009.)
- [7] ASAKAWA M, YAZAKI K. Nucl Phys A, 1989, 504: 668.
- [8] BRAUN-MUNZINGER P, WAMBACH J. Rev Mod Phys, 2009, 81: 1031.
- [9] FUKUSHIMA K, HATSUDA T. Rept Prog Phys, 2011, 74: 014001.
- [10] FODOR Z, KATZ S D. JHEP, 2002, 03: 014.
- [11] XU Kun, HUANG Mei. Nucl Tech, 2023, 46(4): 040005. (in Chinese)  
(许坤, 黄梅. 核技术, 2023, 46(4): 040005.)
- [12] GAVAI R V, GUPTA S. Phys Rev D, 2005, 71: 114014.
- [13] BARDUCCI A, CASALBUONI R, PETTINI G, et al. Phys Rev D, 1994, 49: 426.
- [14] SCAVENIUS O, MOCSY A, MISHUSTIN I N, et al. Phys Rev C, 2001, 64: 045202.
- [15] WU Shanjin, SONG Huichao. Nucl Tech, 2023, 46(4): 040004. (in Chinese)  
(吴善进, 宋慧超. 核技术, 2023, 46(4): 040004.)
- [16] STEPHANOV M A. Phys Rev Lett, 2009, 102: 032301.
- [17] HATTA Y, STEPHANOV M A. Phys Rev Lett, 2003, 91: 102003.
- [18] LUO X, XU N. Nucl Sci Tech, 2017, 28(8): 112.
- [19] ZHANG Yu, ZHANG Dingwei, LUO Xiaofeng. Nucl Tech, 2023, 46(4): 040001. (in Chinese)  
(张宇, 张定伟, 罗晓峰. 核技术, 2023, 46(4): 040001.)
- [20] AGGARWAL M M, AHAMMED Z, ALAKHVERDYANTS A V, et al. Phys Rev Lett, 2010, 105: 022302.
- [21] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al. Phys Rev Lett, 2014, 112: 032302.
- [22] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al. Phys Rev Lett, 2014, 113: 092301.
- [23] ADAMCZYK L, ADAMS J R, ADKINS J K, et al. Phys Lett B, 2018, 785: 551.
- [24] ABDALLAH M S, ABOONA B E, ADAM J, et al. Phys Rev Lett, 2022, 128(20): 202303.
- [25] ABDALLAH M S, ABOONA B E, ADAM J, et al. Phys Rev C, 2023, 107(2): 024908.
- [26] ADAM J, ADAMCZYK L, ADAMS J R, et al. Phys Rev Lett, 2021, 126(9): 092301.
- [27] ABDALLAH M S, ADAM J, ADAMCZYK L, et al. Phys Rev C, 2021, 104(2): 024902.
- [28] ABDALLAH M S, ADAM J, ADAMCZYK L, et al. Phys Rev C, 2021, 103(3): 034908.
- [29] YIN Yi. Nucl Tech, 2023, 46(4): 040010. (in Chinese)  
(尹伊. 核技术, 2023, 46(4): 040010.)

- [30] ABLYAZIMOV T, ABUHOZA A, ADAK R P, et al. *Eur Phys J A*, 2017, 53(3): 60.
- [31] GOLOVATYUK V, KAPISHIN M, KEKELIDZE V, et al. *J Phys Conf Ser*, 2016, 668(1): 012015.
- [32] YANG J C, XIA J W, XIAO G Q, et al. *Nucl Instrum Meth B*, 2013, 317: 263.
- [33] XIAO Guoqing, XU Hushan, WANG Sicheng, et al. *Nucl Phys Rev*, 2017, 34(3): 275. (in Chinese)  
(肖国青, 徐珊珊, 王思成, 等. 原子核物理评论, 2017, 34(3): 275.)
- [34] ZHOU Xiaohong. *Nucl Phys Rev*, 2018, 35(4): 339. (in Chinese)  
(周小红. 原子核物理评论, 2018, 35(4): 339.)
- [35] XU Hushan, ZHAN Wenlong, XIAO Guoqing, et al. *Nucl. Phys. Rev.*, 2024, 41(1). (in Chinese)  
(徐珊珊, 詹文龙, 肖国青, 等. 原子核物理评论, 2024, 41(1).)
- [36] HE S, LUO X. *Phys Lett B*, 2017, 774: 623.
- [37] SKOKOV V, FRIMAN B, REDLICH K. *Phys Rev C*, 2013, 88: 034911.
- [38] XU H J. *Phys Rev C*, 2016, 94(5): 054903.
- [39] XU H J. *Phys Lett B*, 2017, 765: 188.
- [40] LI J, XU H J, SONG H. *Phys Rev C*, 2018, 97(1): 014902.
- [41] LUO X, XU J, MOHANTY B, et al. *J Phys G*, 2013, 40: 105104.
- [42] KARSCH F, REDLICH K. *Phys Lett B*, 2011, 695: 136.
- [43] JIA J. *Phys Rev C*, 2022, 105(1): 014905.
- [44] LI H, XU H J, ZHOU Y, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 125(22): 222301.
- [45] ALVER B H, GOMBEAUD C, LUZUM M, et al. *Phys Rev C*, 2010, 82: 034913.
- [46] ABDULHAMID M, et al. *Phys Rev Lett*, 2023, 130: 202301.
- [47] SORENSEN P. *J Phys G*, 2010, 37: 094011.
- [48] HEISELBERG H, PETHICK C J, RAVENHALL D G. *Phys Rev Lett*, 1988, 61(7): 818.
- [49] PETROVICI M, HERRMANN N, LEGRAND I, et al. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 5001.
- [50] SUN Kaijia, CHEN Liewen, KO C M, et al. *Nucl Tech*, 2023, 46(4): 040012. (in Chinese)  
(孙开佳, 陈列文, KO C M, 等. 核技术, 2023, 46(4): 040012.)
- [51] BASS S A, BELKACEM M, BLEICHER M, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 1998, 41: 255.
- [52] BLEICHER M, ZABRODIN E, SPIELES C, et al. *J Phys G*, 1999, 25: 1859.
- [53] BLEICHER M, BRATKOVSKAYA E. *Prog Part Nucl Phys*, 2022, 122: 103920.
- [54] LI Qingfeng, LI Zhuxia, BLEICHER M, et al. *Nucl Phys Rev*, 2011, 28(2): 142. (in Chinese)  
(李庆峰, 李祝霞, BLEICHER M, 等. 原子核物理评论, 2011, 28(2): 142.)
- [55] WANG Y, GAO Z, LI Q. *Symmetry*, 2021, 13(11): 2172.
- [56] WOLTER H, COLONNA M, COZMA D, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2022, 125: 103962.
- [57] YE Y, WANG Y, STEINHEIMER J, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98(5): 054620.
- [58] YE Y, WANG Y, LI Q, et al. *Phys Rev C*, 2020, 101(3): 034915.
- [59] LI P, WANG Y, STEINHEIMER J, et al. *Mod Phys Lett A*, 2020, 35(35): 2050289.
- [60] LI P, WANG Y, LI Q, et al. *Sci China Phys Mech Astron*, 2023, 66(2): 222011.
- [61] LI P, STEINHEIMER J, REICHERT T, et al. *Sci China Phys Mech Astron*, 2023, 66(3): 232011.
- [62] LI Pengcheng, WANG Yongjia, LI Qingfeng, et al. *Nucl Phys Rev*, 2020, 37(3): 660. (in Chinese)  
(李鹏程, 王永佳, 李庆峰, 等. 原子核物理评论, 2020, 37(3): 660.)
- [63] WU Yuanfang, LI Xiaobing, CHEN Lizhu, et al. *Nucl Tech*, 2023, 46(4): 040006. (in Chinese)  
(吴元芳, 李笑冰, 陈丽珠, 等. 核技术, 2023, 46(4): 040006.)
- [64] STEINHEIMER J, WANG Y, MUKHERJEE A, et al. *Phys Lett B*, 2018, 785: 40.

# Effects of Initial Density Fluctuations on Cumulants in Au+Au Collisions at 7.7 GeV Center-of-Mass Energy

YUE Xiaoqing<sup>1,2</sup>, LI Pengcheng<sup>2</sup>, WANG Yongjia<sup>2,†</sup>, LI Qingfeng<sup>2,3,†</sup>, LIU Fuhu<sup>1</sup>

(1. *Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;*

2. *School of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, Zhejiang, China;*

3. *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)*

**Abstract:** Within the ultra-relativistic quantum molecular dynamics (UrQMD) model, the effect of initial density fluctuations, which caused by varying the minimum distance  $d_{\min}$  between two nucleons in the initialization, on cumulants of the net-proton multiplicity distribution in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=7.7$  GeV is investigated. It is found that the density fluctuations in the initial state increase with the decrease of  $d_{\min}$  from 1.6 to 1.0 fm. During the expand of fireball, the effect of initial density fluctuations on cumulants gradually reduced, while the influence of mean-field is remarkable. In the momentum space of the final state of the collision, the influence of  $d_{\min}$  on the magnitude of the net-proton number fluctuation in a narrow pseudo-rapidity window ( $\Delta\eta \leq 4$ ) is negligible. However, in a broad pseudo-rapidity window ( $\Delta\eta > 4$ ),  $d_{\min}$  obviously impacts the cumulant ratios of net-proton multiplicity. In the semi-center collision ( $b=5$  fm), the effect of  $d_{\min}$  is about 2~3 times than that of the mean-field.

**Key words:** heavy-ion collision; initial density fluctuation; transport model; cumulants

**Received date:** 30 Jun. 2023; **Revised date:** 03 Jan. 2024

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (12335008, U2032145); National Key Research and Development Program of China (2020YFE0202002); Shanxi Provincial Natural Science Foundation (202103021224036)

**† Corresponding author:** WANG Yongjia, E-mail: wangyongjia@zjhu.edu.cn; LI Qingfeng, E-mail: liqf@zjhu.edu.cn