



相对论重离子碰撞中间歇的研究进展

吴锦 罗晓峰 李治明 吴元芳

Overview of Recent Intermittency Analysis in Relativistic Heavy-ion Collisions

WU Jin, LUO Xiaofeng, LI Zhiming, WU Yuanfang

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC52>

引用格式:

吴锦, 罗晓峰, 李治明, 吴元芳. 相对论重离子碰撞中间歇的研究进展[J]. 原子核物理评论, 2024, 41(1):580–586. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC52

WU Jin, LUO Xiaofeng, LI Zhiming, WU Yuanfang. Overview of Recent Intermittency Analysis in Relativistic Heavy-ion Collisions[J]. Nuclear Physics Review, 2024, 41(1):580–586. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC52

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相对论重离子碰撞中的软探针和硬探针

Soft and Hard Probes of Relativistic Heavy-Ion Collisions

原子核物理评论. 2020, 37(3): 317–328 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC39>

碰撞几何构型对相对论重离子碰撞旁观者核子的影响

Collision Geometry Effect on Free Spectator Nucleons in Relativistic Heavy-ion Collisions

原子核物理评论. 2023, 40(1): 1–9 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022095>

相对论离子与氦二聚体碰撞电离的理论研究

Theoretical Study on the Ionization Process of Relativistic Ion and Helium Dimer Collisions

原子核物理评论. 2022, 39(3): 391–395 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.39.2022041>

理想磁流体力学中的相对论性Kelvin圈积分定理

Relativistic Kelvin Circulation Theorem for Ideal Magnetohydrodynamics

原子核物理评论. 2020, 37(3): 679–683 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC19>

多重碎裂过程中的间歇性和分形

Intermittency and Fractals in Fragmenting Processes

原子核物理评论. 2023, 40(4): 527–533 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022101>

相对论重离子对撞机上重味衰变电子的测量数据中粲和底成分的分离

Charm and Beauty Separation from Heavy Flavor Electron Measurements at RHIC

原子核物理评论. 2020, 37(3): 684–689 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC13>

文章编号: 1007-4627(2024)01-0580-07

相对论重离子碰撞中间歇的研究进展

吴锦^{1,2}, 罗晓峰², 李治明², 吴元芳²

(1. 桂林理工大学物理与电子信息工程学院, 广西 桂林 541004;
2. 华中师范大学粒子物理研究所和夸克与轻子教育部重点实验室, 武汉 430079)

摘要: 探索 QCD 物质相结构和寻找 QCD 临界点是高能核物理研究的热点之一。三维 Ising-QCD 理论认为, 临界间歇是 QCD 临界点的特征信号之一, 而相对论重离子碰撞实验中间歇的测量是研究 QCD 相结构的重要实验探针。本工作简要介绍近年来相对论重离子碰撞中间歇的研究进展。在实验方面, 主要介绍 RHIC-STAR 实验中金+金的带电强子的间歇测量结果, 以及 SPS-NA61/SHINE 实验中氩+钕的质子的结果; 在模型方面, 简要介绍混合 UrQMD+CMC 模型的结果。最后展望了关于间歇的下一阶段研究。

关键词: 相对论重离子碰撞; QCD 临界点; 间歇; 实验测量; UrQMD+CMC 模型

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC52

0 引言

量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 相图和相变临界点是高能物理领域研究的热点之一^[1-5]。物质的相结构可用相图描述, 例如, 由电磁相互作用主导的水, 其相结构由压强和温度的二维图描述。水的相图中有三种不同的形态: 液态、气态和固态, 在气-液相变线上存在一个特殊的终点, 称为临界点。类似地, 强相互作用物质的相图 (QCD 相图), 通常用温度 (T) 与重子化学势 (μ_B) 的二维图来描述^[1, 4, 6]。基于第一性原理出发的格点 QCD 计算表明, 在低重子化学势和高温度时, 夸克-胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP) 相到强子物质相的转变是平滑过渡^[7]。同时, 基于 QCD 理论的模型预测, 在高重子化学势和低温条件下, QGP 相到强子相的转变属于一级相变^[8], 而在一级相变边界存着一个终点, 称为 QCD 临界点^[8-10]。目前, 理论预言的 QCD 临界点在相图中的位置存在很大差异和不确定性, 需要实验来确定。为此, 世界多个重大科学实验装置都在寻找 QCD 临界点的位置, 主要有美国布鲁克海文国家实验室 (BNL) 的 RHIC-STAR 实验^[1, 11]、欧洲核子中心 (CERN) 的 SPS-NA61/SHINE 实验^[12, 13]。在 RHIC-STAR 第一阶段能量扫描 (BES-I) 实验中, 已经观察到实验探针-净质子数的峰度 ($\kappa\sigma^2$)^[3, 5, 14] 和轻核的产额比 ($N_t \times N_p / N_d^2$)^[5, 15], 表现出非单调的能量依

赖, 揭示 QCD 临界点存在的迹象。

临界点的一个显著特征是系统关联长度和密度涨落的发散^[16-18]。当系统热力学状态接近临界点时, 系统的关联长度发散, 导致序参量的密度涨落明显增大, 系统将演化出临界现象。比如, 二氧化碳物质处于临界温度时, 演化出临界乳光现象。三维 Ising-QCD 理论^[19-22]认为, 重离子碰撞体系达到临界条件时, 其动量空间中的密度-密度函数将具有幂律, 或者自相似的结构, 这使得物质在动量空间里的分布出现很强的密度涨落。这种密度涨落表现为一种明显的间歇现象, 即在相空间小区域 (单元) 内, 物质的密度分布出现大的起伏。由于间歇是 QCD 相变的密度涨落所引起的一种现象, 因此我们可以通过测量重离子碰撞体系的间歇来探索 QCD 相变和寻找临界点^[19-21, 23-25]。在实验上, 我们可以通过粒子多重数在相空间分布的阶乘矩 (Scaled Factorial Moment, SFM) 或 $F_q(M)$ 来测量碰撞系统产生的间歇。阶乘矩计算公式如下^[19, 22, 23, 26-28]:

$$F_q(M) = \frac{\left\langle \frac{1}{M^D} \sum_{i=1}^{M^D} n_i(n_i-1)\cdots(n_i-q+1) \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{M^D} \sum_{i=1}^{M^D} n_i \right\rangle^q}, \quad (1)$$

这里: q 是阶乘矩的阶数; D 维相空间的各个维度都均分成 M 个格子; M^D 则是整个相空间被均分的格子数。

收稿日期: 2023-08-01; 修改日期: 2024-02-28

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12275102, 12122505, 11890711); 国家重点研发计划项目 (2020YFE0202002, 2022YFA1604900, 2018YFE0205201); 桂林理工大学科研启动经费 (RD2300151093); 广西高校中青年教师科研基础能力提升项目 (2024KY0282)

作者简介: 吴锦 (1995-), 男, 广西玉林人, 博士, 从事原子核与粒子物理研究; E-mail: wujin35@glut.edu.cn

n_i 是位于第 i 个格子的粒子多重数, $\langle \rangle$ 表示对所有事件的平均。

如果碰撞体系存在间歇, $F_q(M)$ 和 M^D 之间将满足幂律(标度)关系, 称为 $F_q(M)/M$ 标度^[19-21, 24, 26]:

$$F_q(M) \propto (M^D)^{\phi_q}, M \gg 1, \quad (2)$$

ϕ_q 是间歇指数, 它的值越大, 说明体系的间歇就越强。Ising-QCD 理论预言, 对于处于临界点的体系, 质子(p)的临界间歇指数为 $\phi_q = \frac{5(q-1)}{6}$ ^[19], π 介子的临界间歇指数为 $\phi_q = \frac{2(q-1)}{3}$ ^[21-22]。

如果碰撞体系存在间歇, 阶乘矩也满足另外一种标度行为, 即高阶的 $F_q(M)$ 和二阶的 $F_2(M)$ 之间满足幂律关系, 称为 $F_q(M)/F_2(M)$ 标度^[23, 29-33]:

$$F_q(M) \propto F_2(M)^{\beta_q}, M \gg 1, \quad (3)$$

其中 $\beta_q = \phi_q/\phi_2$ 称为标度系数。根据金兹堡-朗道(Ginzburg-Landau)理论对对相变体系的描述^[23, 29], 由于 ϕ_q 依赖于特定的临界参数, 而这些参数在碰撞系统演化过程中是未知的, 并且会随着体系的温度改变而不断变化。因此, $F_q(M)/M$ 标度行为[式(2)], 会在体系的演化过程中被减弱, 甚至被稀释掉。然而, β_q 不依赖于特定的临界参数, $F_q(M)/F_2(M)$ 标度行为[式(3)]从而能在体系的演化过程中保留下来, 最后在实验上测量得到。

最重要的是, 标度指数可衡量各阶的 $F_q(M)/F_2(M)$ 标度行为, 表示间歇的强度大小^[23, 29-30, 33-34]:

$$\beta_q \propto (q-1)^{\nu}. \quad (4)$$

金兹堡-朗道理论预测, 当体系处于 QCD 临界点时, 标度指数的临界值等于 1.30^[23], 而二维 Ising 理论预测的临界值为 1.0^[29, 35]。值得注意的是, 这个数值是对整个相空间而言, 然而, 在实验中只能测量得到有限空间内的粒子多重数分布。由于间歇指数(ϕ_q)和标度指数(ν)能反映重离子碰撞体系中间歇的强弱, 它们和碰撞能量之间的依赖关系可能用来确定 QCD 临界点的位置。

1 间歇分析中扣除背景和效率修正的方法

重离子碰撞产生的系统会存在大量的背景, 即存在与临界点无关的非临界背景涨落^[24, 26, 36-37]。这些背景来自于重子数守恒、非平衡效应、体积涨落、末态强子衰变和强子散射、接收度等非相变物理机制。在分析中, 一定要扣除背景对阶乘矩的贡献。目前扣除背景的方法有两种, 分别为混合事件方法和累积变量方法。

混合事件方法是先打乱真实事件的粒子分布, 再从不同的真实事件中挑选粒子, 人工构建新的事件, 称为

混合事件。之后, 计算出混合事件的 $F_q^{\text{mix}}(M)$ 。然后, 扣除背景后的阶乘矩($\Delta F_q(M)$)为真实事件的 $F_q^{\text{data}}(M)$ 减去混合事件的 $F_q^{\text{mix}}(M)$, 即为^[22, 24, 26, 38]

$$\Delta F_q(M) = F_q^{\text{data}}(M) - F_q^{\text{mix}}(M). \quad (5)$$

该方法已经在 NA49, NA61/SHINE 和 STAR 实验分析中使用。

另外一种扣除背景的方法是累积变量。累积变量(X)是对概率密度函数 $[\rho(x)]$ 进行积分, 得到一个描述随机变量 x 概率分布的变量, 即

$$X(x) = \frac{\int_{x_{\min}}^x \rho(x) dx}{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \rho(x) dx}. \quad (6)$$

比如, 原先的变量为动量 p_x , 通过它的密度分布函数对其进行积分, 得到新的变量 $X(p_x)$ 。通过该变换, 原先的二维横动量空间(p_x, p_y)变为新的二维累积空间($X(p_x), X(p_y)$)。理论和模型证明^[36, 39-40], 累积变量可以消除背景对粒子密度分布谱的影响, 从而消除间歇指数对粒子密度分布的依赖。该方法已经使用在 NA61/SHINE 实验 Ar+Sc 的间歇分析中。

在高能物理实验中, 探测器的效率是有限的, 这导致探测到的粒子多重数要比真实的要少。因为 SFMs 的值是根据带电粒子的多重数在动量空间中的分布计算而来, 所以粒子多重数的丢失会导致实验上测量到的 SFMs 不同于真实的 SFMs。因此, 在实验测量中, 我们需要使用适当的效率修正方法, 对测量得到的 SFMs 进行修正, 从而得到 SFMs 的真实值。通常认为, 探测器的效率(ϵ)服从二项式分布, 那么矩(f_q)的效率修正的公式为^[36, 41-43]: $f_q^{\text{corrected}} = f_q^{\text{measured}} / \epsilon^q = \langle n(n-1) \cdots (n-q+1) \rangle / \epsilon^q$ 。将该公式运用到阶乘矩的计算中, 即得到阶乘矩对效率的修正公式^[36]:

$$F_q^{\text{corrected}}(M) = \frac{\left\langle \frac{1}{M^2} \sum_{i=1}^{M^2} \frac{n_i(n_i-1) \cdots (n_i-q+1)}{\bar{\epsilon}_i^q} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{M^2} \sum_{i=1}^{M^2} \frac{n_i}{\bar{\epsilon}_i} \right\rangle^q}. \quad (7)$$

式(7)的有效性已经通过 UrQMD 模型来检验^[36], 并且已经运用到 RHIC-STAR 实验的间歇分析中。

2 RHIC-STAR 实验中带电强子的间歇

相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)位于美国长岛的布鲁克海文国家实验室(BNL)。从 2010 到 2017 年, RHIC-STAR 实验已经采集第一期 Au+Au 对撞的实验数据。这些实验数据的对撞质心能

量点 ($\sqrt{s_{NN}}$) 有 9 个, 分别是 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, 54.4, 62.4 和 200 GeV. RHIC-STAR 实验计算了横动量空间 (p_x, p_y) 中, 中心赭快度区间 ($|\eta| < 0.5$) 下的带电强子的阶乘矩, 其中, 带电强子包括质子 (p), 反质子 ($\bar{p}$) 和 K 介子 ($K^\pm$), π 介子 ($\pi^\pm$), 并且横动量空间的范围为 $[-2 < p_x < 2 \text{ GeV}/c] \otimes [-2 < p_y < 2 \text{ GeV}/c]$ [44].

图 1(a)~(d) 显示的是, STAR 实验 Au+Au 最中心碰撞 (0~5%) 中的, 经过效率修正的 $F_q^{\text{data}}(M)$ 和 $F_q^{\text{mix}}(M)$, 以及它们随着 M^2 变化的函数关系. STAR 实验结果显示, 当 $M^2 > 1000$ 时, $F_q^{\text{data}}(M)$ 明显大于 $F_q^{\text{mix}}(M)$, 这说明 Au+Au 碰撞体系中存在密度涨落. 图 1(e)~(h) 显示扣除背景后的 $F_q(M)$, 即: $\Delta F_q(M) = F_q^{\text{data}}(M) - F_q^{\text{mix}}(M)$ 和 M^2 的函数关系. 在最中心 Au+Au 碰撞 (0~5%) 中,

虽然 $\Delta F_q(M)$ 随着 M^2 的增大而增大, 但是, 当 $M^2 > 4000$ 时, ΔF_q 逐渐趋于饱和. 所以, STAR 实验 Au+Au 碰撞体系中, 体现间歇的幂律: $\Delta F_q(M) \propto (M^2)^{\beta_q}$ 没有在整个 $M^2 (1 \sim 100^2)$ 区间内严格满足, 即体系不显示 $\Delta F_q(M)/M$ 标度行为.

图 2 显示了扣除背景后, RHIC-STAR 实验中高阶的 $\Delta F_q(M)$ 和二阶的 $\Delta F_2(M)$ 的函数关系 [44]. 实验结果显示 $\Delta F_q(M)$ 和 $\Delta F_2(M)$ 之间满足严格的幂律关系: $\Delta F_q(M) \propto \Delta F_2(M)^{\beta_q}$, 即所期待的 $\Delta F_q(M)/\Delta F_2(M)$ 标度, 说明 Au+Au 碰撞体系存在和密度涨落相关的间歇. 由于 Au+Au 体系的 SFM 表现出了 $\Delta F_q(M)/\Delta F_2(M)$ 标度, 则可以通过式 (3) 计算得到 β_q , 然后通过式 (4) 来拟合 β_q .

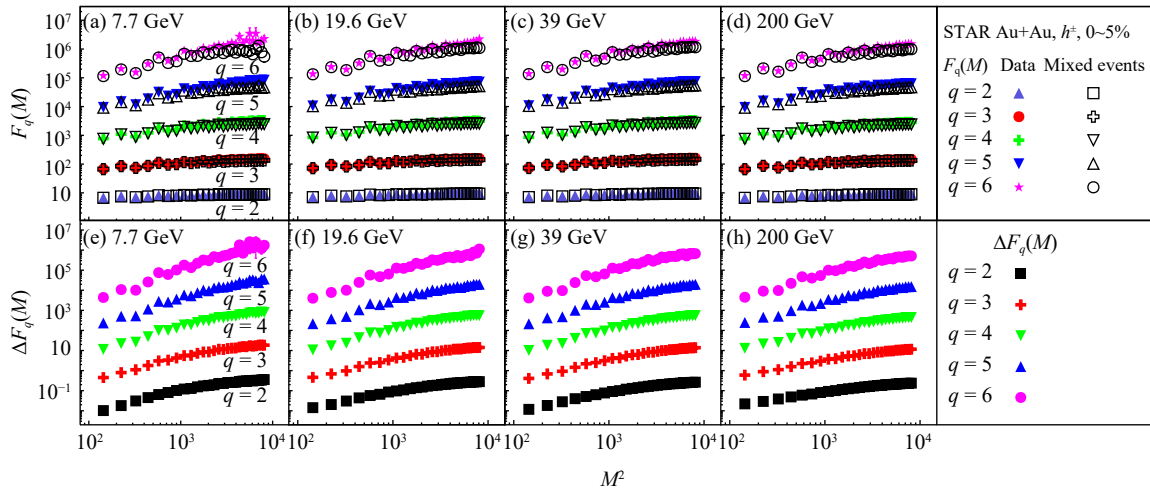


图 1 (a)~(d) RHIC-STAR $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 \sim 200$ GeV 金核-金核最中心碰撞 (0~5%) 中带电强子 ($h^\pm$) 的阶乘矩, $F_q(M)$ ($q = 2 \sim 6$), 和格子数 (M^2) 的关系 (在线彩图)

实心符号表示实验数据的 $F_q(M)^{\text{data}}$, 空心符号表示混合事件的 $F_q(M)^{\text{mix}}$. (e)~(h) 扣除背景后的阶乘矩, $\Delta F_q(M)$ ($q = 2 \sim 6$), 和格子数 (M^2) 的函数关系. $F_q(M)$ 的统计误差由 Bootstrap 方法估算得到. 图片来自文献 [44].

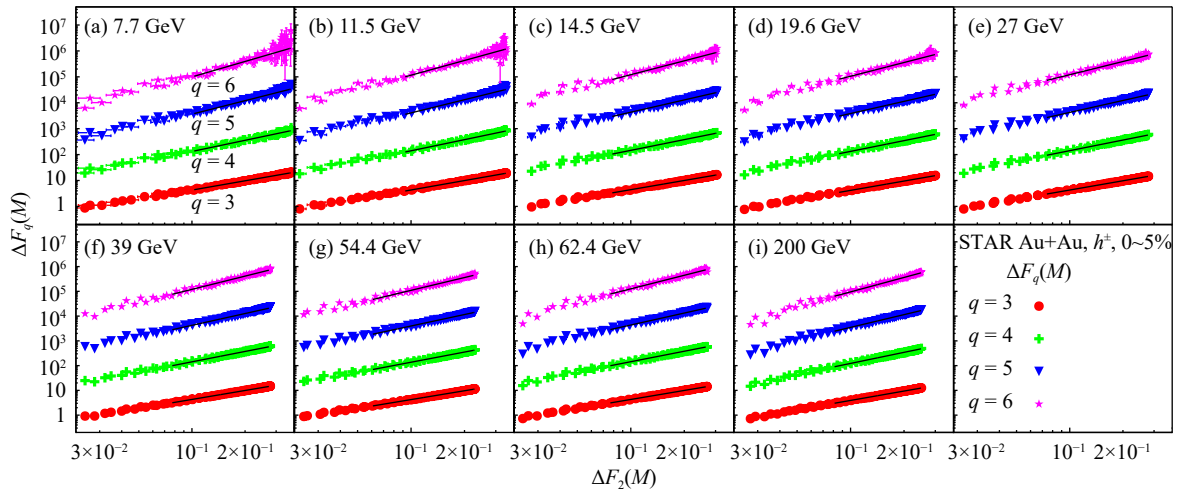


图 2 (a)~(i) RHIC-STAR $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 \sim 200$ GeV 金核-金核最中心碰撞 (0~5%) 中带电强子 ($h^\pm$) 的 $\Delta F_q(M)$ ($q = 3 \sim 6$) 和 $\Delta F_2(M)$ 的函数关系 (在线彩图)

图中黑色直线表示, 根据函数 $\Delta F_q(M) \propto \Delta F_2(M)^{\beta_q}$ 拟合的结果. 黑色斜线的斜率即为 β_q 的值. 图片来自于文献 [44].

图 3 显示了 STAR Au+Au 碰撞实验中, 两个中心度 (0~5%, 10%~40%) 下, 标度指数 (ν) 和碰撞能量 ($\sqrt{s_{NN}}$) 之间的依赖关系 [44]。在最中心 (0~5%) Au+Au 碰撞中, 标度指数表现出明显的非单调的能量依赖, 并且在 $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV 左右可能存在最小值。而在半中心 (10%~40%) 碰撞中, ν 并没有随着能量的增大而变化, 即没有表现出非单调的能量依赖 [44]。这一结果说明能量在 $\sqrt{s_{NN}} = 20 \sim 30$ GeV 之间的 Au+Au 碰撞体系经历了特殊的物理机制, 有可能是经历了 QCD 临界区, 但是需要更多理论方面的计算来证明。实验测量到的 ν 值要比理论预言的临界值要小, 比如来自 2D Ising 模型的 1.0 和金兹堡-朗道理论预测的 1.3。这是因为这些理论计算是相对于整个相空间、所有粒子的 ν , 而 STAR 实验上只能测量到有限空间中的 ν , 比如, 现在测量到的二维横动量空间中, 接受度为 $|\eta| < 0.5$, $0.2 < p_T < 2.0$ 下的, 带电强子的 ν 。为此, 我们需要更多的理论来指出 ν 的临界点是否依赖所选取的相空间和带电粒子的种类, 以及二维横动量空间中带电粒子的 ν 的临界值。同时, 由于超相对论量子动力学 (UrMQD) 不能计算得到扣除背景后的 ν 值 [45], 我们还需要一个具有密度涨落的模型来计算出一个基准线 (baseline), 用来和 STAR 实验的结果做比较 [44]。

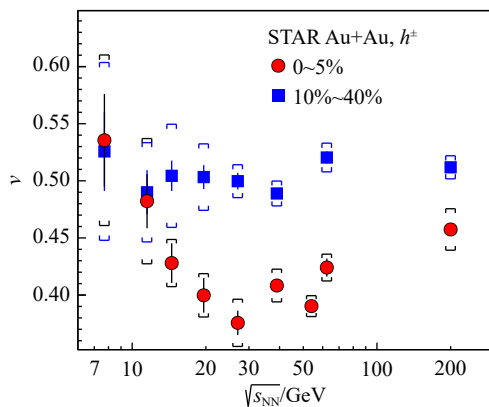


图 3 RHIC-STAR $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 \sim 200$ GeV 金核-金核碰撞中带电强子 ($h^\pm$) 的标度指数 (ν) 和碰撞能量之间的依赖关系 (在线彩图)

红色圆圈表示最中心碰撞 (0~5%) 的结果, 蓝色正方形表示半中心碰撞 (10%~40%) 的结果。标度指数的统计误差和系统误差分别用棒和括号表示。图片来自于文献 [44]。

3 NA61/SHINE 实验中质子的间歇结果

2010 年以来, 位于 CERN 的 NA49 和 NA61/SHINE 合作组已经开展了不同能量以及不同种类的重离子碰撞实验, 通过间歇分析的方法来寻找 QCD 临界点 [12~13, 24, 26, 46]。2016 年, NA49 实验在 $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV

的 Si+Si 碰撞体系中, 观察到质子的 $F_2(M)$ 和 M 之间满足标度行为, 并且 $\phi_2 = 0.96 \pm 0.16$, 说明 Si+Si 体系产生了很强的间歇现象 [26]。

图 4 显示 NA61/SHINE 实验 Ar+Sc 碰撞中质子 (p) 的结果。图中红色的符号表示经过累积变换 (式 (6)) 后的 $F_2(M)$ 。研究发现, 质子的 $F_2(M)$ 和 M^2 之间是平坦的变化关系, 不存在任何的幂律, 而混合事件和 EPOS 模型的结果也如同, 这说明 Ar+Sc 体系中不存在任何和 QCD 相变相关的密度涨落 [13]。此结果和 NA49 实验中 Pb+Pb 和 C+C 体系 [24, 26] 的结果相似, 即都没有观察到质子的间歇现象。

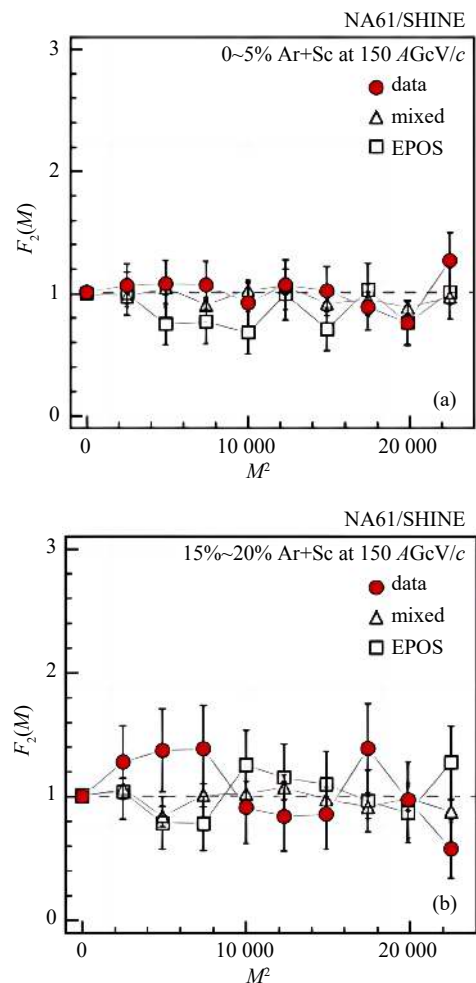


图 4 NA61/SHINE 实验 Ar+Sc 碰撞中, 中心度分别为 0~5% (a) 和 15%~20% (b), 质子的二阶阶乘矩, $F_2(M)$, 随着格子数 (M^2) 的变化关系 (在线彩图)

红色的实心圈表示实验数据的结果, 空心三角形表示混合事件的结果, 空心正方形表示 EPOS 模型的结果。图片来自于文献 [13]。

图 5 显示了 NA61/SHINE 实验 Xe+La 碰撞中, 带负电荷的强子 (h^-) 的二阶阶乘矩 $\Delta F_2(M)$ 的结果。Xe+La 体系中 h^- 的结果显示, 当 $M^2 < 10000$ 时, $\Delta F_2(M)$ 随着

M^2 增大而明显增大, $\Delta F_2(M)$ 表现出明显的幂律行为: $\Delta F_2(M) \propto (M^2)^{\beta_2}$ 。同时, 当 $M^2 > 10000$, $\Delta F_2(M)$ 逐渐趋于饱和, 这一结果非常类似于 STAR 实验 Au+Au 中带电荷强子 ($h^\pm$) 的结果。NA61/SHINE 实验 Xe+La 碰撞中, 如去除两粒子横动量差 ($\Delta p_T = |p_{T,1} - p_{T,2}|$) 为 100 MeV/c 区域内的带电粒子, Xe+La 体系中观察到的 $\Delta F_2(M)$ 幂律行为将消失, 这解析了该体系的幂律行为是由于短程关联 (HBT correlation) 所导致 [47]。

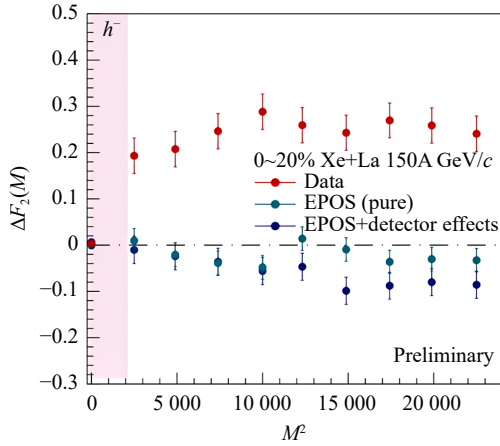


图 5 NA61/SHINE 实验 Xe+La 碰撞中, 中心度为 0~20%, 带负电荷的强子的二阶阶乘矩 $\Delta F_2(M)$ 随着格子数 (M^2) 变化的关系 (在线彩图)

红色的实心圈表示实验数据的结果, 青色的符号表示 EPOS 模型的结果, 紫色的符号表示 EPOS 模型加入探测器效应后的结果, 图片来自于会议报告 [46]。

4 混合 UrQMD+CMC 模型的结果

超相对论量子动力学 (Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics, UrQMD) 模型是一个广泛地用于模拟

高能 p+p、p+A 和 A+A 碰撞的强子输运模型, 它可以很好模拟 SIS ($\sqrt{s_{NN}} \approx 2$ GeV) 到 RHIC 最高能量 ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) 范围内的重离子碰撞。然而, 由于 UrQMD 模型没有包含 QGP 相到强子相的相变, 它并不能用来研究由 QCD 相变引起的间歇现象。UrQMD 模型的结果显示 [45], 带电强子的 $F_q(M)^{\text{data}}$ 和 $F_q(M)^{\text{mix}}$ 基本重合, 并且 $\Delta F_q(M)$ 的值约等于 0, 证明 UrQMD 模型确实不存在体现间歇的标度行为, 也说明 UrQMD 模型没有包含任何引起间歇的密度涨落机制 [45]。然而, 临界蒙特卡洛 (Critical Monte-Carlo, CMC) 模型很好地模拟了由 QCD 相变引起的间歇的动量分布, 即给出具有临界涨落的事件的粒子动量信息 [25]。为了研究 STAR 实验中观察到的间歇现象, 我们把 CMC 模型的临界密度涨落加入到 UrQMD 模型, 即用 CMC 事件的粒子随机替换 UrQMD 事件的粒子, 产生一个混合的 UrQMD+CMC 模型。

图 6 显示了往 UrQMD 模型加入 CMC 模型的密度涨落后, 混合模型的高阶 $\Delta F_q(M)$ ($q=3\sim 6$) 和 $\Delta F_2(M)$ 的变化关系。UrQMD+CMC 模型表现出了明显的 $\Delta F_q(M)/M$ 和 $\Delta F_q(M)/\Delta F_2(M)$ 标度行为, 即复现了 STAR Au+Au 碰撞实验中观察到的标度行为。图 7 显示 UrQMD+CMC 模型中不同信号比例条件下, 最中心碰撞中 (0~5%), v 和碰撞能量之间的依赖关系。通过比较 UrQMD+CMC 模型的结果和 STAR 实验数据的结果能够发现, 当 UrQMD 事件样本加入 1%~2% 的 CMC 临界信号时, UrQMD+CMC 模型的标度指数范围和 STAR 实验测量到的范围相符合。该结果说明 STAR 实验中的 Au+Au 碰撞系统可能存在 1%~2% 的临界间歇信号, 此结果和 NA49 实验给出的 Si+Si 体系的 1% 信号比例 [26] 相符合。

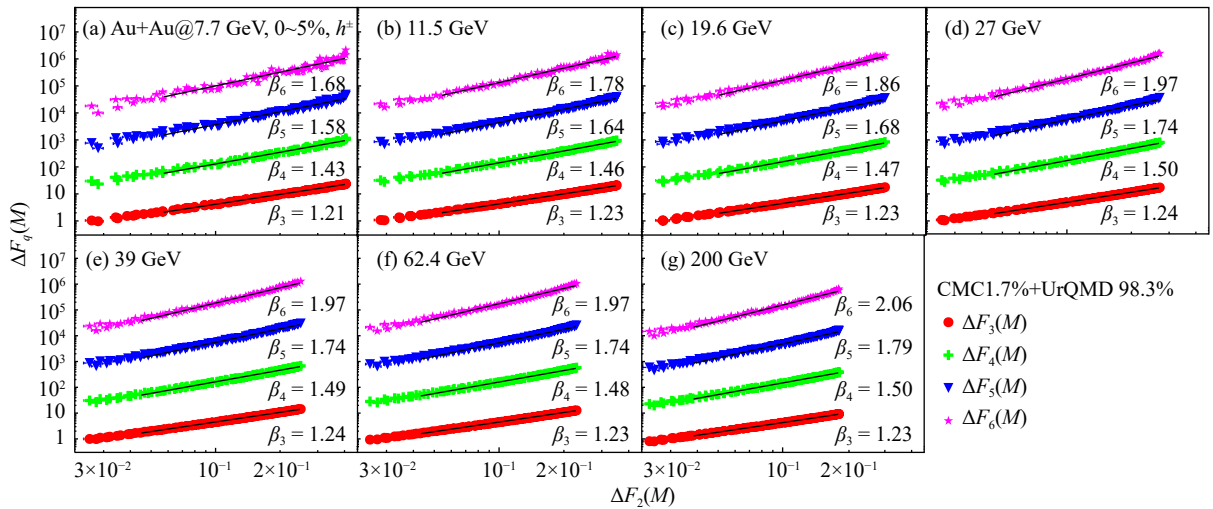


图 6 混合 UrQMD+CMC 模型 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\sim 200$ GeV Au+Au 最中心碰撞 (0~5%) 中带电荷强子 ($h^\pm$) 的 $\Delta F_q(M)$ ($q=3\sim 6$) 和 $\Delta F_2(M)$ 的变化关系 (在线彩图)

图中黑色直线表示根据函数 $\Delta F_q(M) \propto \Delta F_2(M)^{\beta_q}$ 拟合的结果。图片来自于文献 [45]。

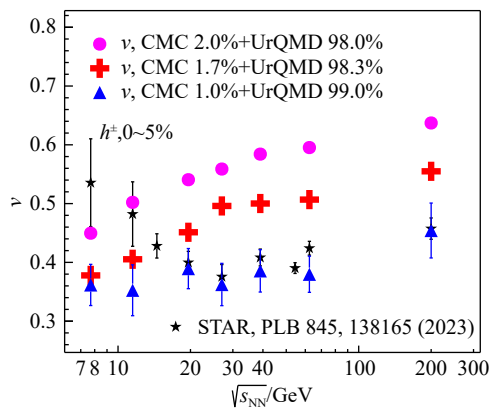


图 7 混合 UrQMD+CMC 模型的 ν 随着碰撞能量 ($\sqrt{s_{NN}}$) 的变化关系, 碰撞的中心度为 0~5%。三个不同的符号分别显示 UrQMD+CMC 中不同信号比例条件下的结果^[45](在线彩图)

图中黑色的五角星表示 STAR 实验测量 Au+Au 最中心碰撞 (0~5%) 的带电强子的结果^[44]。

5 结语和展望

本文简要报告了近年来重离子碰撞实验中间歇的研究进展。RHIC-STAR 实验对 Au+Au 碰撞中带电强子的间歇进行了系统测量, 发现扣除背景后的阶乘矩存在幂律行为。在最中心 Au+Au 碰撞 (0~5%) 中, 标度指数表现出非单调的能量依赖, 并且在 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6\sim 27$ GeV 范围内出现最小值。该结果说明能量区域为 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6\sim 27$ GeV 的碰撞体系经历了特殊的物理机制, 有可能是受到 QCD 临界点的涨落所影响, 但是需要更多理论方面的研究来证明。SPS-NA61/SHINE 实验测量了 Ar+Sc 碰撞中质子的间歇, 研究发现质子的阶乘矩没有表现出任何的幂律行为, 说明 Ar+Sc 体系不存在任何的临界涨落。Ar+Sc 碰撞的结果明显不同于早期 NA49 实验中 Si+Si 的结果, 这需要理论上的解释。在 NA61/SHINE Xe+La 碰撞体系中, 扣除背景后, 带负电荷的强子的二阶阶乘矩随着格子数的增大而变大, 此结果类似于 STAR Au+Au 实验中带电强子的结果。在模型研究方面, 混合 UrQMD+CMC 模型可以复现 STAR 实验中观察到的阶乘矩的幂律行为, 成功解释 STAR 实验得到的标度指数的范围, 并且给出了与 NA49 实验组相符合的信号比例。但是, UrQMD+CMC 模型尚未能提供一个明确的研究基线, 也未能解释 STAR 实验中观察到的标度指数的非单调能量依赖。在 2019—2021 年, RHIC-STAR 实验完成了第二阶段能量扫描实验, 已经采集更高精度和更大统计量的实验数据, 这使得我们能在更广泛的能量范围对带电粒子的间歇进行更好的测量与分析, 确定标度指数和碰撞能量之间的依赖关系。NA61/SHINE 实验组将对 Ar+Sc、Pb+Pb、Xe+La 等碰撞体系中带电

粒子的间歇进行更精确的测量^[47, 48]。我们期待, 相对论重离子碰撞中间歇的实验测量 (STAR 二期能量扫描实验, NA61/SHINE 下阶段实验) 和理论研究, 可为研究强相互作用相结构、确认 QCD 临界点的位置提供重要的依据。

参考文献:

- [1] BZDAK A, ESUMI S, KOCH V, et al. *Phys Rept*, 2020, 853: 1.
- [2] BRAUN-MUNZINGER P, STACHEL J. *Nature*, 2007, 448: 302.
- [3] ADAM J, ADAMCZYK L, ADAMS J R, et al. *Phys Rev Lett*, 2021, 126(9): 092301.
- [4] LUO X, XU N. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28(8): 112.
- [5] ZHANG Y, ZHANG D, LUO X. *Nuclear Techniques*, 2023, 46(4): 040001.
- [6] LUO X, WANG Q, XU N, et al. *Properties of QCD Matter at High Baryon Density*[M]. Singapore: Springer, 2022.
- [7] AOKI Y, ENDRÖDI G, FODOR Z, et al. *Nature*, 2006, 443: 675.
- [8] EJIRI S. *Phys Rev D*, 2008, 78: 074507.
- [9] BOWMAN E S, KAPUSTA J I. *Phys Rev C*, 2009, 79: 015202.
- [10] HATTA Y, STEPANOV M A. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 102003.
- [11] TRIBEDY P. *Acta Phys Polon Supp*, 2023, 16(1): 1.
- [12] MAĆKOWIAK-PAWŁOWSKA M. *Nucl Phys A*, 2021, 1005: 121753.
- [13] ADHIKARY H, ADRICH P, ALLISON K K, et al. *Eur Phys J C*, 2023, 83(9): 881.
- [14] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKIS G, et al. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 032302.
- [15] ABDULHAMID M I, ABOONA B E, ADAM J, et al. *Phys Rev Lett*, 2023, 130: 202301.
- [16] DE WOLF E A, DREMIN I M, KITTEL W. *Phys Rept*, 1996, 270: 1.
- [17] BIALAS A, HWA R C. *Phys Lett B*, 1991, 253: 436.
- [18] SATZ H. *Nucl Phys B*, 1989, 326: 613.
- [19] ANTONIOU N G, DIAKONOS F K, KAPOYANNIS A S. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 032002.
- [20] ANTONIOU N G, DIAKONOS F K, MAINTAS X N, et al. *Phys Rev D*, 2018, 97(3): 034015.
- [21] ANTONIOU N G, CONTOYIANNIS Y F, DIAKONOS F K, et al. *Nucl Phys A*, 2001, 693: 799.
- [22] ANTONIOU N G, CONTOYIANNIS Y F, DIAKONOS F K, et al. *Nucl Phys A*, 2005, 761: 149.
- [23] HWA R C, NAZIROV M T. *Phys Rev Lett*, 1992, 69: 741.
- [24] ANTICIC T, BAATAR B, BARNA D, et al. *Phys Rev C*, 2010, 81: 064907.
- [25] WU J, LIN Y, WU Y, et al. *Phys Lett B*, 2020, 801: 135186.
- [26] ANTICIC T, BAATAR B, BARTKE J, et al. *Eur Phys J C*, 2015, 75(12): 587.
- [27] BIALAS A, PESCHANSKI R B. *Nucl Phys B*, 1986, 273: 703.
- [28] BIALAS A, PESCHANSKI R B. *Nucl Phys B*, 1988, 308: 857.
- [29] HWA R C. *Phys Rev D*, 1993, 47: 2773.
- [30] HWA R C, YANG C B. *Phys Rev C*, 2012, 85: 044914.
- [31] OCHS W, WOSIEK J. *Phys Lett B*, 1988, 214: 617.
- [32] OCHS W. *Z Phys C*, 1991, 50: 339.
- [33] XIE Y L, CHEN G, WANG J L, et al. *Nucl Phys A*, 2013, 920: 33.
- [34] KAMAL A, AHMAD N, KHAN M M. *Acta Phys Polon B*, 2015,

- 46(8): 1549.
- [35] CAO Z, GAO Y, HWA R C. *Z Phys C*, 1996, 72: 661.
- [36] WU J, LIN Y, LI Z, et al. *Phys Rev C*, 2021, 104(3): 034902.
- [37] LI Z. *Mod Phys Lett A*, 2022, 37(13): 2230009.
- [38] PROKHOROVA D, DAVIS N. *Universe*, 2019, 5(5): 103.
- [39] BIALAS A, GAZDZICKI M. *Phys Lett B*, 1990, 252: 483.
- [40] SAMANTA S, CZOPOWICZ T, GAZDZICKI M. *Nucl Phys A*, 2021, 1015: 122299.
- [41] LUO X. *Phys Rev C*, 2015, 91(3): 034907.
- [42] LUO X, NONAKA T. *Phys Rev C*, 2019, 99(4): 044917.
- [43] NONAKA T, KITAZAWA M, ESUMI S. *Phys Rev C*, 2017, 95(6): 064912.
- [44] ABDULHAMID M, et al. *Phys Lett B*, 2023, 845: 138165.
- [45] WU J, LI Z, LUO X, et al. *Phys Rev C*, 2022, 106(5): 054905.
- [46] CZOPOWICZ T. *PoS*, 2022, CPOD2021: 039.
- [47] REYNA V, et al. Presentation in CPOD 2024[EB/OL]. [2024-02-20]. https://conferences.lbl.gov/event/1376/contributions/8813/attachments/5167/4981/ValeriaReyna_CPOD2024_hminusintermittency.pdf.
- [48] CZOPOWICZ T, et al. Presentation in CPOD 2024[EB/OL]. [2024-02-20]. <https://conferences.lbl.gov/event/1376/contributions/8801>.

Overview of Recent Intermittency Analysis in Relativistic Heavy-ion Collisions

WU Jin^{1,2,1)}, LUO Xiaofeng², LI Zhiming², WU Yuanfang²

(1. College of Physics and Electronic Information Engineering, Guilin University of Technology, Guilin 541004, Guangxi, China;

2. Institute of Particle Physics and Key Laboratory of Quark & Lepton Physics (MOE), Central China Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract: One of the frontier research in high-energy nuclear physics is to study the Quantum Chromodynamics (QCD) phase diagram and locate the critical point. According to 3D Ising-QCD theory, critical intermittency is a distinctive feature of the QCD critical point, and thereby the measurement of intermittency can be served as a crucial probe for studying the QCD phase structure. This paper briefly review recent progress of intermittency analysis in relativistic heavy-ion collisions. In experiment, we present the results of charged hadrons in Au+Au collisions from the RHIC-STAR experiment, and proton results in Ar+Sc collisions from the SPS-NA61 experiment. Additionally, the results from the hybrid UrQMD+CMC model are also introduced. Finally, we give a outlook for next stage of research.

Key words: relativistic heavy-ion collisions; QCD critical point; intermittency; experimental measurement; the hybrid UrQMD+CMC model

Received date: 01 Aug. 2023; **Revised date:** 28 Feb. 2024

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (12275102, 12122505, 11890711); National Key Research and Development Program of China (2020YFE0202002, 2022YFA1604900, 2018YFE0205201); Guilin University of Technology Research Initiation Funding (RD2300151093); Basic Ability Enhancement Project of University Education in Guangxi for Young Teachers' Research (2024KY0282)

1) E-mail: wujin35@glut.edu.cn