

# Investigating high energy proton proton collisions with a multi-phase transport model approach based on PYTHIA8 initial conditions

Liang Zheng<sup>1,4 a</sup>, Guang-Hui Zhang<sup>1</sup>, Yun-Fan Liu<sup>1</sup>, Zi-Wei Lin<sup>2 b</sup>, Qi-Ye Shou<sup>3 c</sup>, and Zhong-Bao Yin<sup>4 d</sup>

- <sup>1</sup> School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences (Wuhan), Lumo Road 388, Wuhan 430074, China  
<sup>2</sup> Department of Physics, East Carolina University, Greenville, North Carolina 27858, USA  
<sup>3</sup> Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China  
<sup>4</sup> Key Laboratory of Quark and Lepton Physics (MOE) and Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China

**摘要** \*警告：该PDF由紫东太初大语言模型+Latex翻译生成，版权归原文作者所有。翻译内容可靠性无保障，请仔细鉴别并以原文为准。为了防止大语言模型的意外谬误产生扩散影响，禁止移除或修改此警告。

高多重性质子-质子（pp）碰撞在LHC的显著相似性与重离子碰撞挑战了我们对夸克-胶子等离子体（QGP）形成的传统认识。对pp中集体现象的一致性解释将帮助我们理解导致小系统中QGP样信号的机制。在这项研究中，我们引入了一种输运模型方法，将PYTHIA8提供的初始条件与随后的AMPT再散射连接起来，以研究高能pp碰撞中的集体行为。该模型产生的轻强子产生的多重性依赖性与pp  $\sqrt{s} = 13$  TeV实验数据基本一致。通过比较发现，对于产生pp横向动量谱的径向流特征，部分子和强子的最终状态相互作用都非常重要。研究还表明，高多重性pp事件中长程双粒子方位角相关性对质子次核子空间涨落敏感。

**PACS.** XX.XX.XX No PACS code given

## 1 Introduction

集体现象一直被认为是重要的标志，指示着在相对论重离子（AA）碰撞中产生了核物质的新状态，即夸克-胶子等离子体（QGP）[1][2][3]。近年来，在相对论重离子对撞机和大型强子对撞机（LHC）上的高多重性质子-质子（pp）和质子-原子核（pA）碰撞中，也观察到了许多令人惊讶的集体性特征[4][5]。这些观察结果对于像pp这样的小系统来说，大部分是出人意料

的，因为人们预期它们会是无QGP的参考，用于研究解禁闭的夸克胶子物质在AA碰撞中产生。一个早期的例子，如ridge结构，来自于两个带电强子的方位相关性观察到的ridge结构，它们之间存在一个大的伪快速度间隙 [6, 7, 8]。后来对于多奇异粒子增强的发现 [9, 10, 11]，非零椭圆流系数 [8, 12, 13, 14]，强子 $p_T$ 谱的质量依赖性 [15, 16, 17, 18]以及 $p_T$ 依赖的重子与介子比率的特征变化 [17, 19, 16, 20]进一步支持了这一观点。巩固小型系统与AA事件之间的相似性。

在pp碰撞中观察到的惊人集体性挑战了我们对QGP介质形成的传统认识，并邀请了大量的理论研究来理解其起源 [5, 21, 22, 23]。人们认为，在高多重性pp事件中

<sup>a</sup> e-mail: zhengliang@mail.cug.edu.cn

<sup>b</sup> e-mail: linz@ecu.edu

<sup>c</sup> e-mail: shouqiye@fudan.edu.cn

<sup>d</sup> e-mail: zbyin@mail.ccnu.edu.cn

可以部分形成QGP液滴, 并经历与AA碰撞相同的流体动力学膨胀过程 [24,25,26,27,28,29]。类似的想法也在EPOS模型中通过核心-光环图像来实现 [30,31,32]。基于色玻璃凝聚态的初始状态胶子关联的替代方法也被发现成功地描述了看似集体行为的定性特征 [33,34,35,36]。另一组工作依赖于对PYTHIA事件生成器 [37,38]中传统弦碎裂模型的扩展, 通过考虑在横向空间重叠时多个弦对象之间的相互作用。颜色重连接模型修订了在具有多次部分子相互作用(MPI)的事件中创建的弦结构, 并且在处理依赖于味的可观测变量时是有用的 [39,40]。颜色绳模型, 最初应用于DIPSY中的pp碰撞 [41], 现在已成为PYTHIA程序的标准部分, 也能够合理地描述多重性依赖的粒子组成 [42]。然而, 传统的弦碎裂框架通常难以再现动态相关性, 如近侧岭和椭圆流可观测变量。最近发展的弦推送机制 [43,44,45]预期将通过考虑在时空上重叠的弦片段的排斥来改善这些测量的描述。另一方面, 一个多相运输模型 (AMPT) 的字符串熔化版本 [46], 它包括夸克和强子末态弹性散射效应, 已被广泛应用于解释AA和小系统中的集体流动 [47,48,49,50,51,52]。通过事件-by-事件的几何涨落, 这种方法提供了一种通用方法来理解夸克自由度在集体可观测中的重要性, 并显示了非平衡效应, 例如夸克逃逸机制, 对于集体流动的发展, 特别是在小系统中, 可能非常显著 [22,23,53]。尽管在描绘方位各向异性流方面取得了成功, AMPT模型却不容易重现横动量谱的重数依赖性, 直到最近的改进 [54]。在这项工作中, 我们基于PYTHIA8提供的初始条件构建了一个运输模型框架, 该框架通过AMPT内的最终状态相互作用和夸克合并模型 [55], 试图同时描述 $\sqrt{s} = 13$  TeV的pp碰撞中的 $p_T$ 谱和多粒子关联。人们可以通过考虑演化系统的微观动力学过程来利用夸克和强子末态相互作用的相互作用。这项研究可能会为未来对小系统中方位各向异性测量的进一步调查铺平道路, 并帮助我们从小系统模型的角度来探究其起源。

本文的其余部分组织如下: 我们在第2节详细阐述了适用于pp碰撞的运输模型方法及其在质子横动量空间几何方面的扩展。在第3节中, 我们将模型计算结果与来自LHC的重数依赖的pp数据进行了比较。最后, 我们在第4节总结了我们的主要结论, 并讨论了这个框架的潜在应用。

## 2 Model setup

Measurements in small collision systems have shown anisotropic flows similar to those observed in heavy ion collisions in which hydrodynamic descriptions are found to work well [56]. This implies that a deconfined quark gluon matter may have been created in these small systems. In the PYTHIA framework, the partonic system including jets and perturbative radiations is kept in the strings even in the high energy density region, which might underestimate the collective partonic effects. To account for the effects of the parton degrees of freedom, we adopt the string melting mechanism from AMPT, converting excited strings generated by PYTHIA to their constituent partons, and couple the resultant parton system to further final state rescatterings based on the kinetic transport model approach.

A high energy pp event in this approach is described by the same four ingredients as the AMPT model: initial conditions, partonic rescatterings, hadronization and hadronic rescatterings. Unlike the full AMPT model which uses HIJING [57] to obtain initial conditions, PYTHIA8 is utilized to generate the initial conditions for the subsequent evolution stages. The PYTHIA/Angan model [58] implemented in PYTHIA8 can provide an impact parameter dependent string system within the MPI framework suitable for further treatment considering its space-time structure. We consider the primary hadrons from the excited strings as the intermediate step to model the string melting process. The parton system is obtained by converting the primary hadrons to their valence quarks [59]. A formation time

$$t_p = E_H/m_{T,H}^2 \quad (1)$$

每个初级强子及其价夸克都被赋予了其母强子的能量 $E_H$ 和横向质量 $m_{T,H}$ 。在它们的形成时间之前, 部分子之间没有相互作用。初级强子可以被视为部分子源, 在初级强子传播到它们的形成时间之后, 给出了部分子的初始时空构型。通过张氏部分子级联 (ZPC) 模型 [60], 通过求解双体弹性散射过程的玻尔兹曼方程, 实现了部分子演化的微观动态过程。ZPC中的部分子

再散射截面决定了去禁闭部分子介质的演化特征。对于在 ZPC 中没有进一步散射的部分子，它们将通过空间夸克合并模型变成强子。强子的种类由合并的（反）夸克味组合决定，整体参数  $r_{BM} = 0.53$  决定了是形成介子还是重子 [55]。进一步的强子散射是通过扩展的相对论性输运模型（ART）[46,61] 处理的，包括弹性和非弹性散射。

在此方法中使用的模型参数可分为两类，涉及初始条件的参数和与最终状态再散射相关的参数。由于在这个框架中初始条件是由 PYTHIA8 生成的，我们在模拟中采用了 PYTHIA8 Monash 参数集。最终状态相互作用的关键参数是 ZPC 中的部分子再散射截面。其值是通过与椭圆流数据的系统比较确定的。对于大型系统，使用新夸克合并的完整 AMPT 模型采用 1.5 mb [55]，而在本工作中，我们在比较中提供了使用 0 mb、0.2 mb 和 3 mb 的结果，以展示基于我们当前方法的部分子再散射效应。如果我们关闭所有的最终状态相互作用，预期结果将非常类似于 PYTHIA8 Monash 计算。

亚核几何在小碰撞系统中产生的演化核物质的空间-时间发展中推测为重要。在我们的输运模型方法中，在采样组分源的初始横向位置之前，我们将亚核几何纳入考虑。亚核几何可能与小系统集体流中的强烈空间涨落一起显现出来 [56,62,63,64,65]。对核子内部的组分空间分布的精确约束可能需要来自未来深度非弹性散射实验的数据 [66]。我们使用两个初始几何模型来进行研究，这些模型代表了对质子内部结构的当前理解。

不同的质子物质分布已在 [67] 中进行了广泛的比较，并被认为是与在 pp 事件中产生的演化系统的偏心率密切相关。通常使用以下不同的分布来参数化质子空间密度  $\rho(r)$ ：硬球、指数、费米、高斯和双高斯函数。我们提供了基于质子电荷形式因子的指数物质分布的结果。

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi R^3} e^{-r/R}, \quad (2)$$

其中  $R = 0.2$  fm。产生的弦对象的横向坐标根据质子-质子碰撞在冲击参数  $b$  处的重叠函数确定，重叠函数表示为  $T(x, y, b) = \int \rho_{p,1}(x-b/2, y, z) \rho_{p,2}(x+b/2, y, z) dz$ ，假设两个碰撞的质子沿着  $z$  轴移动。基于重叠函数  $T(x, y, b)$  的初始部分子在横平面上的空间分布示意图如图 Fig. 1 (a) 所示。先前的方法给出了一个平滑的初始横向空间条

件，但可能低估了质子物质分布的波动。我们还引入了一种基于组分夸克图像的 Glauber 蒙特卡洛方法，考虑了基于事件的亚核子级波动 [68,69,70,71]。通过假设一个质子可以携带三个组分夸克，两个质子的相互作用可以扩展到参与者夸克几何形状中，这是在 Glauber 模型框架内进行的。质子中的组分坐标可以根据质子形状因子进行采样，如公式 2 所示。因此，如果两个来自不同入射质子的组分之间的横向分离小于  $D = \sqrt{\sigma_{cc}/\pi}$ ，则它们可能会发生碰撞，其中  $\sigma_{cc}$  是组分散射截面。相互作用的组分对的二进制碰撞中心的横向坐标被随机分配给粒子源，如图 1 (b) 所示。本工作中所示的结果是用  $\sigma_{cc} = 25.2$  mb 得到的，这重现了在  $\sqrt{s} = 13$  TeV 时的非弹性 pp 截面 [69]。必须强调的是，我们当前方法中使用的组分夸克图像与初始状态夸克参与者 Glauber 蒙特卡洛模型 [71] 不同。我们首先采用 PYTHIA/Angantyr 为 pp 提供的相互作用核子碰撞几何形状，然后使用碰撞夸克的空间条件作为后燃烧器来分配产生的粒子的横向位置，以考虑事件-by-事件的亚核子波动。作为比较，AMPT 中产生的部分子源的初始横向空间分布如图 1(c) 所示。AMPT 基于 HIJING 初始条件产生的部分子系统可以分为两种类型。第一种类型来自受伤的射入粒子或目标质子，分别连接到横向平面上射入粒子  $(b/2, 0)$  或目标  $(-b/2, 0)$  束的位置。第二种类型来自可能的迷你喷射产生过程，被放置在两个束位置的中点  $(0, 0)$ 。与我们在当前工作中基于质子几何以动态方式建模部分子空间分布的方法不同，完整的 AMPT 模型将初始部分子对象放置在三个固定位置，主要依赖于影响参数的大小。

在动力学输运模型方法中，最终状态粒子的动量各向异性是通过最终状态的再散射过程从初始空间结构转换而来的。一个事件的初始空间结构与影响参数分布和演化系统中创建的部分子数目密切相关。我们展示了从 PYTHIA/Angantyr 获取的 pp 13 TeV 碰撞的影响参数分布在图 2(a) 中。可以从图中观察到，最大影响参数可能上升到 5 fm。图 2(b) 展示了在全相空间中，弦熔化过程后创建的部分子数目分布。在 LHC 能量的 pp 碰撞中，创建的部分子数目可以非常大。

我们展示了在弦熔化后不久，不同质子几何假设下的初始部分子在横平面上的空间分布，如图 Fig. 3 所示。此图仅显示了形成时间  $t_p < 5$  fm/c 的部分子。实心点表示每个部分子在其单独形成时间的初

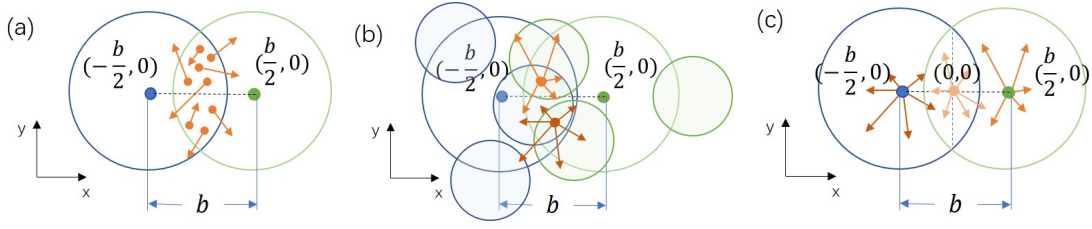


图 1. 我们使用传输模型方法和重叠函数权重方法 (a) 以及组分夸克方法 (b) 产生的部分子源在横向平面的空间分布图示, 以及来自完整AMPT模型的分布 (c)。填充的绿色和蓝色圆圈分别代表在影响参数 $b$ 处的射入和目标质子位置。两个大的绿色和蓝色圆圈显示了入射质子的横向尺寸。箭头代表速度方向, 其附带的灯泡表示产生的部分子源的位置。(b) 中的阴影圆圈是来自射入和目标的组分夸克。

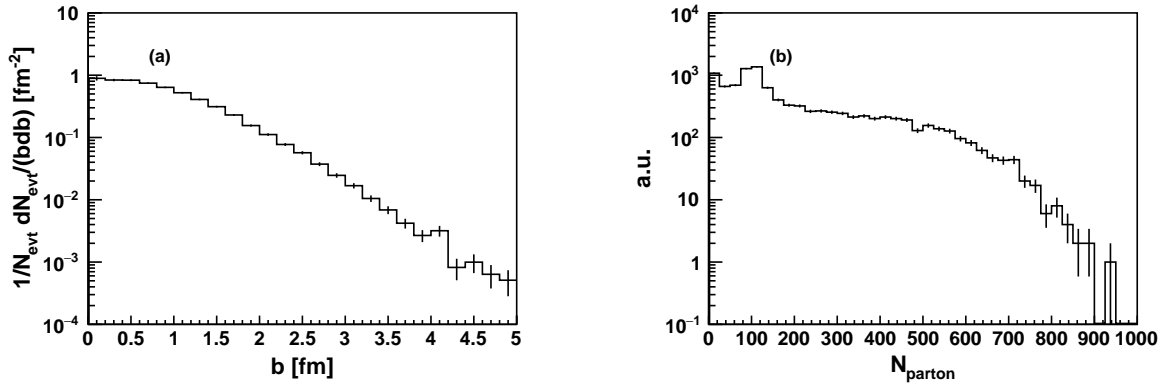
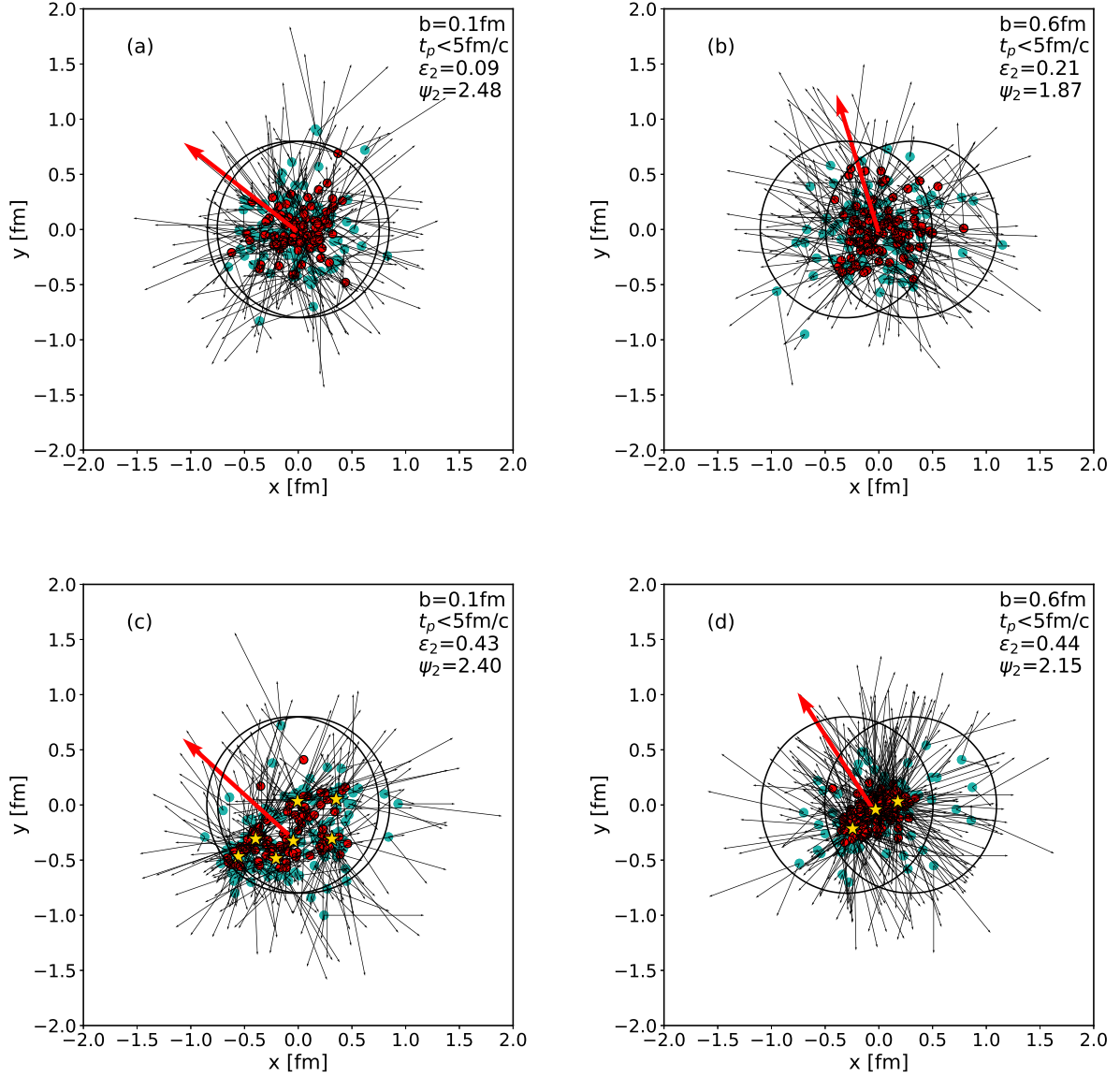


图 2. 从PYTHIA/Angantyr得到的归一化碰撞参数 $b$ 分布 (a) 和弦熔合后部分子数分布 (b), 用于 $\sqrt{s} = 13$  TeV的pp碰撞。

始位置, 而细箭头表示它们的横截面速度矢量 (长度与速度大小 $\beta_{\perp} = p_T/E$ 成正比)。粗红箭头给出了所示部分子位置得到的二阶事件平面方向。空间偏心率和事件平面方向的计算方法参考了文献 [72] 中对参与核子的计算。在ZPC中将经历再散射的部分子以红色显示, 淡绿色部分子则在部分子级联中没有相互作用。两个半径为 $R = 0.8$  fm的黑色圆圈展示了位于 $(-b/2, 0)$ 和 $(b/2, 0)$ 的质子束的横截面视图。第一行展示了基于 $T(x, y, b)$ 加权方法的初始条件的结果, 第二行包含了构成夸克图像中的次核子涨落。我们发现, 产生的初始部分子系统的横截面空间结构很大程度上取决于所采用的质子几何形状。使用 $T(x, y, b)$ 权重, 在 $b = 0.1$  fm的两个质子束的重叠区域中心周围, 部分子主要分布, 如图Fig. 3 (a)所示。在边缘碰撞 ( $b = 0.6$  fm) 中, 部分子系统在图Fig. 3 (b)中沿冲击参数方向被拉伸。另一方面, 在图Fig. 3 (c)和(d)中可以看出, 利用构成夸克图像, 可以在每个相互作用的夸克对的二元碰撞中心 (黄色星号所示) 周围产生多个热点或局部高密度区域。图 4展示了从弦熔解后获得的平均初

始偏心率分布与参与子数目和冲击参数的关系。类似于图 3, 只有满足 $t_p < 5$  fm/c的参与子被考虑用于偏心率的估计, 而图 4(a)中的 $N_{parton}$ 代表了从每个事件中初始初级强子熔解得到的全相空间中的参与子数目。偏心率是利用每个参与子形成时间的初始位置计算得到的 [50]。对于重叠函数加权方法, 偏心率主要由横向重叠区域的几何形状驱动。偏心率从边缘碰撞到中心碰撞显著下降。然而, 具有亚核子涨落的夸克组分图像在中心碰撞事件中产生了较大的偏心率, 与重叠函数加权方法形成对比。夸克组分模型得到的偏心率对冲击参数的依赖性非常弱。我们还用蓝色虚线在图 4中展示了完整AMPT模型得到的偏心率分布。其值被发现在非常小的 $b$ 事件之外, 显著大于我们当前方法得到的值。AMPT中偏心率的来源及其如何影响最终状态的集体性将在第 3节末尾进行讨论。

使用重叠函数权重方法, 图 5展示了质点能量密度和数量密度的时间演化。在此比较中, 质点密度是通过所有在 $t_p < t$ 时刻形成且在时间 $t$ 时尚未强子化的活跃质点获得的。展示了在 $\sqrt{s} = 13$  TeV的质质碰撞中



**图 3.** 横截面视角下，使用重叠函数加权方法（上图）和组分夸克方法（下图）在高多重性事件 ( $N_{parton} > 600$ ) 中产生的部分子系统。在  $b = 0.1$  fm 的中心碰撞（左列）和  $b = 0.6$  fm 的边缘碰撞（右列）中。部分子的坐标用实点表示。组分夸克的二元碰撞位置在 (c) 和 (d) 中用黄色星号表示。初始部分子速度向量用黑色细箭头表示。红色粗箭头表示二阶事件平面的方向。

使用不同的末态质点再散射截面得到的中心单元格中质点系统的密度分布。由于系统的膨胀，质点的密度在大的  $t$  时刻减小。实线表示横向能量密度  $\varepsilon_T$ ，虚线表示质点数密度  $n$ 。中心单元格通过一个具有 0.5 fm 横向半径的横截面积定义，并且纵向维度覆盖  $-0.5t$  到  $0.5t$ 。系统能量密度在  $t < 1$  fm/c 时被发现高于临界能量密度 ( $\sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup>)，这表明在高能量质质系统中有可能产生一个短寿命的夸克胶子等离子体 (QGP) 滴。通过在 ZPC 中将质点再散射截面从 0.2 mb 增加到 3 mb，

系统在整个演化阶段的任何给定时间的能量密度变得更大。这一观察表明，在具有更强末态相互作用的质质碰撞中，解禁闭物质可能具有更长的寿命。还值得注意的是，在弦熔化方案中，质点的典型形成时间约为 0.1-0.5 fm/c，不同于弦碎裂时间大约 1 fm/c。正如 Ref. [46,50] 中所强调的，弦碎裂图景中的通用时间尺度可能不适用于初始质点，因为弦熔化机制模拟的是从弦能量场产生的质点而非强子产生。

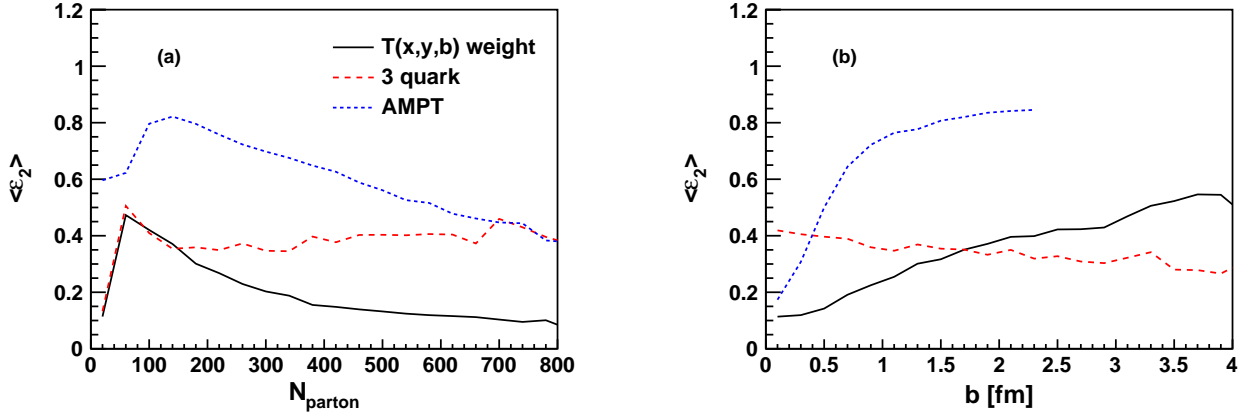


图 4. 初始偏心率与弦熔化后参与子的数量 (a) 和冲击参数 (b) 的关系, 对于质子几何形状, 采用重叠函数方法 (黑色实线) 和夸克组分图像 (红色虚线) 的结果与我们方法相比, 以及与完整AMPT模型 (蓝色点线) 使用弦熔化后参与子的位置相比。

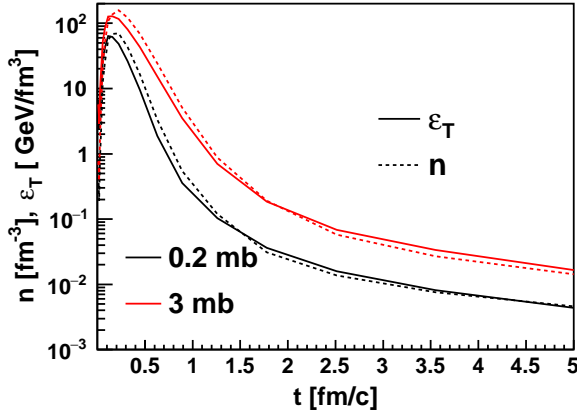


图 5. 质能 (实线) 和数密度 (虚线) 随时间演化, 对于在  $b = 0$  fm 处的质子-质子 (pp) 碰撞中产生的部分子系统, 使用重叠函数加权方法, 部分子重新散射截面为 0.2 mb (黑色) 和 3 mb (红色)。

### 3 Results

最终态粒子的产生与pp 13 TeV实验数据进行了比较, 这是在传输模型中完成所有二次相互作用和共振衰变之后进行的。在我们的研究中发现, 对于初始条件的不同质子几何形状对包容性粒子产生的影响可以忽略不计。初始状态条件主要体现在相关性测量中。因此, 我们将使用组分夸克初始条件在第 3.1 节中展示最终态相互作用对粒子产额和能谱的影响, 并在第 3.2 节中比较不同初始条件对长程双粒子相关性的影响。我们还展示了来自公共AMPT代码(v2.26t9) [73]的结果, 在比

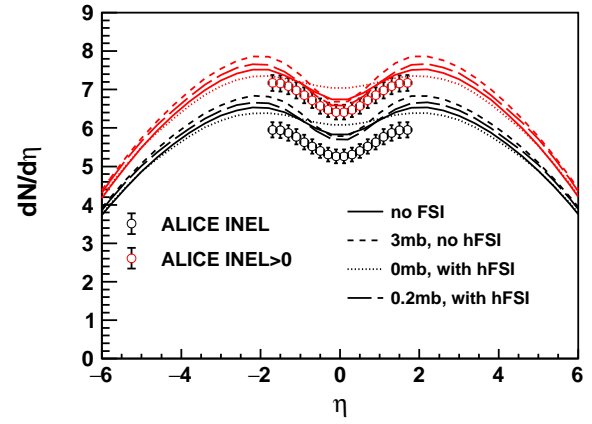


图 6. 在pp 13 TeV中, 带电强子的伪快度分布, 没有最终状态再散射 (实线), 仅有部分子再散射, 且截面为3mb (虚线), 仅有强子再散射 (点线), 以及组合的部分子/强子再散射 (长虚线) 与ALICE数据在非弹性 (黑色圆圈) 和INEL > 0事件 (红色圆圈) 中的比较 [74]。黑色线条和红色线条分别是使用ALICE INEL和INEL > 0切割得到的模型计算结果。

较中采用了Lund碎裂参数  $a = 0.5$ ,  $b = 0.9 \text{ GeV}^{-2}$ , 并将部分子再散射截面设置为1.5 mb。

#### 3.1 Particle spectra and final state interactions

在图 6中, 我们利用质子的组分夸克几何结构, 通过不同的最终态相互作用选项, 研究了带电强子的伪快度分布。最终态相互作用被标记为FSI, 而强子最终态相互作用被标记为hFSI。实线代表同时关闭部分子和强子再散射的计算结果。只包含最终态部分子相互作用或强子相互作用的结果分别用虚线和点线表示。



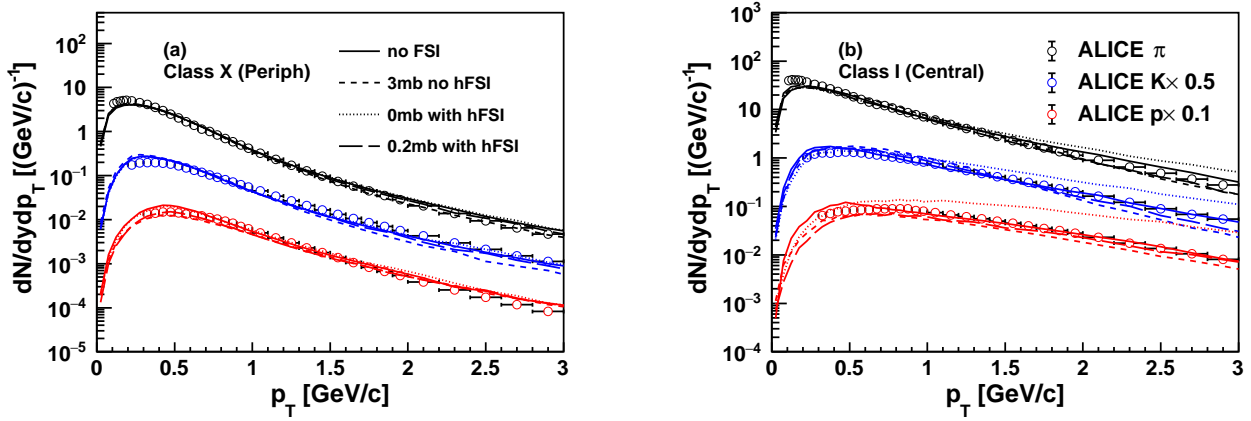


图 7. 横动量谱在 $|y| < 0.5$ 范围内对于 $\pi$ （黑色）、 $K$ （蓝色）和质子（红色）在边缘碰撞（左）事件类别X和中心碰撞（右）事件类别I中的情况。图中包括没有最终态相互作用（实线）、仅有部分子再散射（短虚线）、仅有强子再散射（点线）和部分子/强子再散射结合（长虚线）。ALICE数据来源于 [16]。

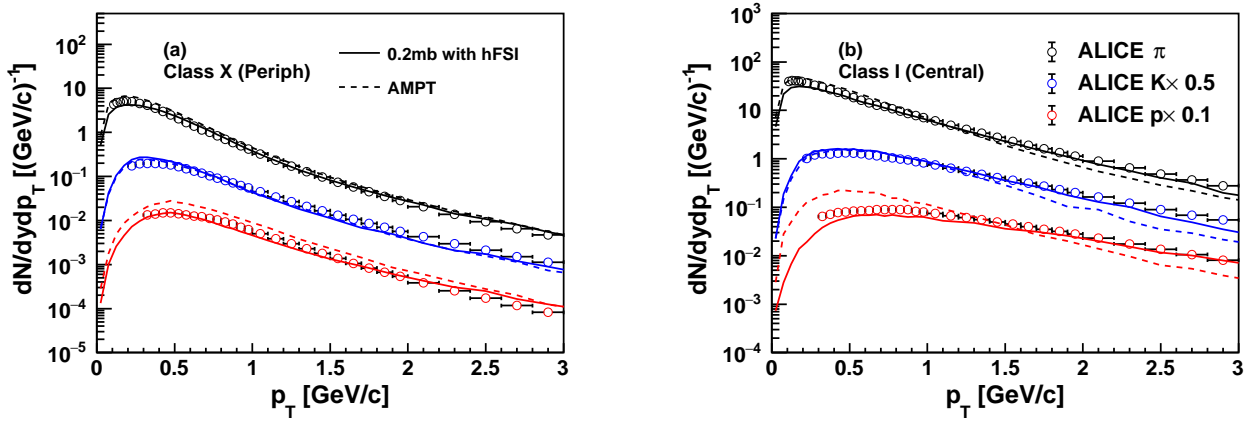


图 8. 横动量谱与 $|y| < 0.5$ 的 $\pi$ （黑色）、 $K$ （蓝色）和质子（红色）在边缘碰撞（左）的事件类别X和中心碰撞（右）的事件类别I中的比较，以及与AMPT计算的比较。实线表示我们当前使用0.2 mb夸克重新散射截面和最终状态强子相互作用的计算结果。虚线显示AMPT计算结果。ALICE数据来源于 [16]。

在此次比较中，使用了一个相当大的部分子再散射截面3 mb，以探索最大化部分子演化效应。计算结果与ALICE在非弹性事件（黑色标记）和至少在中等快速度有一个带电轨迹的INEL>0事件（红色标记）的最小偏差测量进行了比较 [74]。有趣的是观察到，在质质（pp）碰撞中，与AA碰撞不同，最终态相互作用并没有太大地改变带电多重性密度。由于部分子再散射通常会降低部分子的横向动量，通过比较实线和虚线可以看到，中等快速度的粒子被转移到了前进和后退的 $\eta$ 区域。另一方面，从实线到点线的转变表明了由强子再散射诱导的径向流效应，这导致在 $\eta \sim 0$ 处带电粒子密度的增加。由强子再散射引起的更强径向

膨胀增加了带电强子的平均 $p_T$ ，并将更多粒子推向中等快速度区域。还发现，长虚线（包含部分子和强子的最终态效应以及适中的部分子再散射截面0.2 mb）合理地再现了INEL>0带电粒子密度数据，尽管非弹性事件中的带电粒子产量被高估了。在图 7中，我们将我们的模型与ALICE质子-质子数据在 $\sqrt{s} = 13$  TeV [16]的不同中心性中进行比较。事件的百分位定义是根据 ALICE 实验中使用的事件分类方案，在伪快速度区域 $-3.7 < \eta < -1.7$ 和 $2.8 < \eta < 5.1$ 中通过带电轨道数目进行的。获得了十个事件类别（从中心到外周的Class I ~ Class X），并且使用与 [16]中相同的分析过程。最外周事件类别64.5-100%（Class X）和最中

心事件类别0-0.92% (Class I) 的结果分别可以在图 7 (a) 和 (b) 中找到。类似于在图 6 中所做的, 我们仅显示基于构成夸克质子物质分布的最终状态效应的比较。考虑到弦熔框架通常在低到中等 $p_T$ 区域中表现更好, 我们将光谱比较集中在从0到3 GeV/c的 $p_T$ 范围内。没有最终状态相互作用的结果以实线显示。短虚线和点线分别表示只有部分子重散射 (在ZPC中为3 mb, ART关闭) 和只有最终状态强子相互作用 (在ZPC中为0 mb, ART打开) 的计算。长虚线表示包括部分子重散射和最终状态强子相互作用的计算。

在图 7 (a) 所示的低倍数外围事例类中, 预期最终态相互作用效应会非常弱。确实发现不同最终态相互作用组合之间的差异很小。在图 7 (b) 所示的中心质质碰撞中, 可以观察到只有强子重散射效应 (虚线) 的 $p_T$ 谱显著变硬。纯强子重散射的情景具有强烈的径向扩展, 以质量排序特征将强子加速到更高的 $p_T$ 。质子相比于较轻的 $K^\pm$ 和 $\pi^\pm$ 受到更强的 $p_T$ 变化。另一方面, 预计部分子重散射会减少较大 $p_T$ 处的强子产额。当同时考虑部分子和强子相互作用时, 纯强子重散射情景中观察到的强烈径向扩展不再存在 (长虚线), 因为部分子阶段将强子重散射延迟到较低的密度。在高 $p_T$ 区域, 对于 $\pi^\pm$ 和 $K^\pm$ 存在低估, 但对于 $p(\bar{p})$ 则不存在, 因为质子横向动量由于部分子重散射的抑制被次级强子相互作用的更强径向流所补偿。我们还将多重性依赖的横向动量谱的当前结果与公开的AMPT代码的计算进行了比较, 如图 8 所示。在外围质子-质子碰撞中, AMPT略微高估了质子的产生率, 而介子的 $p_T$ 谱则通常被很好地重现。在中心质子-质子事件中, AMPT模型预测的横向动量谱尤其对于质子来说较为柔软。与完整的AMPT模型相比, 我们当前的方法改善了在高多重性事件中对已识别粒子 $p_T$ 谱的描述。图 9 (a) 显示了多粒子依赖的平均横向动量分布的最终状态效应, 针对  $\pi$ 、 $K$  和  $p(\bar{p})$ 。仅考虑中等伪速区间的  $0 < p_T < 3$  GeV/c 的介子。ALICE  $\langle p_T \rangle$  数据是通过使用限制在相应  $p_T$  范围内的 Lévy-Tsallis 参数化重新拟合测得的  $p_T$  谱得到的, 而不确定性则直接取自具有完整  $p_T$  范围的实验数据[16]。类似于图 7 中的观察, 纯强子重新散射的情景 (用虚线表示) 导致平均  $p_T$  的显著增强。增强的幅度依赖于质量, 对于质子更为显著。纯部分子重新散射的情景 (短划线) 对介子和 kaon 的  $\langle p_T \rangle$  有抑制作用, 但稍微增加了质子的

$\langle p_T \rangle$ 。图 9 (b) 显示了我们当前模型计算 (包括所有最终状态相互作用) 与完整的AMPT结果以及实验数据 $\langle p_T \rangle$ 的比较。通过包含部分子和强子的演化, 我们当前模型计算结果在选定的 $p_T$ 范围内再现了数据的趋势, 而对 $\pi$ 、 $p(\bar{p})$ 的平均 $p_T$ 高估, 并且kaon的 $\langle p_T \rangle$ 略小于数据。完整的AMPT计算合理地描述了pion的 $\langle p_T \rangle$ , 但通常对kaon和质子的多重性依赖性非常弱。通过将完整AMPT中的部分子重散射截面从1.5 mb降低到0.2 mb, 发现平均 $p_T$ 只有轻微的变化, 且平坦的多重性依赖性仍然存在。与完整的AMPT模型相比, kaon和质子 $\langle p_T \rangle$ 的多重性依赖性方面的改进可能来自于实现的MPI机制 [75,76], 该机制结合了PYTHIA初始条件并纳入了我们的输运模型框架中。我们展示了一组关于最终态相互作用对重子与介子比率 $p/\pi$ 影响的比较, 如图 10 所示。在图 10 (a) 中可以看到, 在边缘碰撞中, 各种最终态效应之间的差异非常小。我们发现, 在包含部分子演化时, 在低 $p_T$ 区域有轻微的减少, 而在高 $p_T$ 区域有增强。在中心碰撞中, 最终态的再散射效应更为明显, 如图 10 (b) 所示。没有任何最终再散射效应的情况下,  $p/\pi$ 比率在低 $p_T$ 区域定性地与数据一致, 但在高 $p_T$ 区域却偏低, 错过了从边缘到中心碰撞数据所暗示的增强特征。纯强子再散射情景 (如虚线所示) 在中心质质碰撞中显示了 $p/\pi$ 比率的大幅增强。部分子再散射效应似乎与边缘碰撞中的效应非常相似。在同时包含了部分子和强子相互作用之后, 我们可以得到一个整体上的吻合。在这次比较中可以看出, 为了在我们的输运模型方法中重现多重性依赖的重子与介子增强, 最终态的部分子和强子效应都是必要的。

### 3.2 Long range correlation and initial state conditions

除了上文讨论的径向流特征外, 粒子相关性测量是探究质子-质子碰撞中与初始状态几何相关的集体效应的一个更为区分性的可观测指标。我们发现, 两个粒子长程相关中近侧岭状结构的出现与横向空间中初始核子涨落密切相关。在图 11 中, 我们展示了使用重叠函数 $T(x, y, b)$ 加权方法 (图 11(a)) 和价夸克假设 (图 11(b)) 得到的投影关联函数 $C(\Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{dN^{pair}}{d\Delta\phi}$ 的多重性依赖性。最终状态的夸克散射截面为0.2 mb, 并且在此比较中打开了强子重新散射。触发和关联



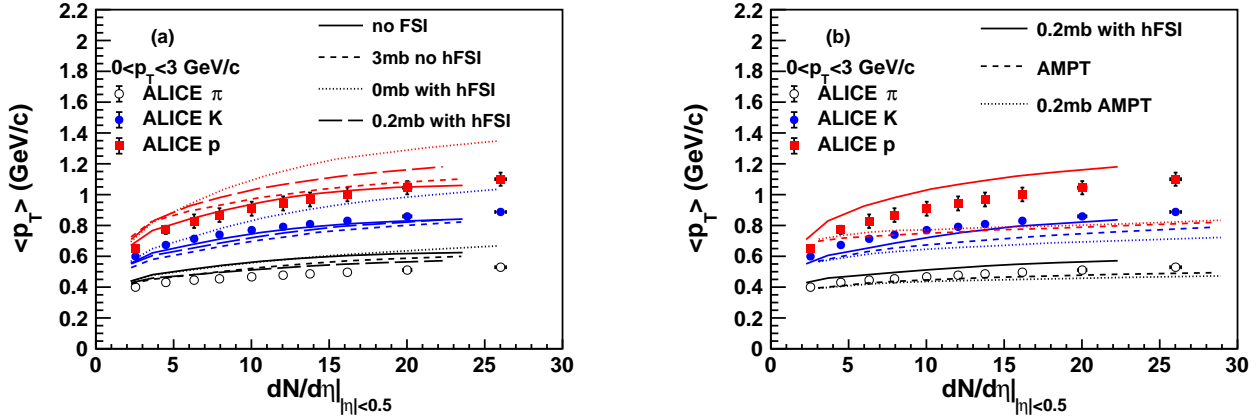


图 9.  $\pi$  (黑色)、 $K$  (蓝色) 和质子 (红色) 在中等急速下的平均横向动量与带电强子的多重性密度的关系图。考虑了  $0 < p_T < 3$  GeV/c 的情况。(a) 显示了最终态效应。(b) 显示了与 AMPT 模型的比较。ALICE 数据的中心值是通过重新拟合 [16] 中的数据获得的。

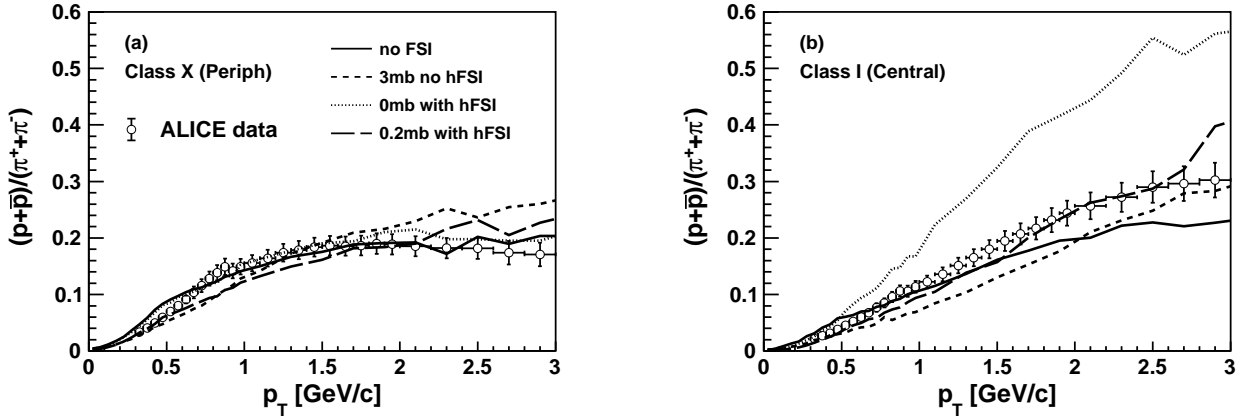


图 10. 在事例类 X 中对于边缘碰撞 (a) 以及在事例类 I 中对于中心碰撞 (b) 的  $p_T$ -微分  $p/\pi$  比率, 在没有最终态相互作用时 (实线)、只有部分子再散射时 (短虚线)、只有强子再散射时 (点线) 以及部分子/强子再散射组合时 (长虚线)。数据来源于 [16]。

的强子在  $|\eta| < 2.4$  的接受范围内, 通过横向动量要求  $1 < p_T < 3$  GeV/c 选择, 遵循在 CMS 实验中进行的分析 [8]。根据  $N_{sel}$  (在  $|\eta| < 2.4$  范围内, 最小横向动量  $p_T > 0.4$  GeV/c 的选定电荷轨迹的数量), 事件被分为两类。高多重性事件要求  $N_{sel} > 80$ , 低多重性事件定义为  $N_{sel} < 20$ 。每对中的两个强子必须通过一个伪快速度间隔  $|\Delta\eta| > 2$  隔开。关联函数已按照标准零最小值程序进行了修正。实验数据表明, 在高多重性 pp 事件中, 关联函数存在一个显著的近侧岭状结构, 作为  $\Delta\phi \sim 0$  处的局部最大值 [6,8]。我们的研究显示, 只有当质子物质分布基于价夸克图像建模时, 才会出现一个长程岭状结构, 由图 11(b) 中的黑色点的近侧峰值表示。考虑到在此比较中, 所有最终状态相互作用

用参数都设置为相同, 这是一个相当引人注目的结果, 暗示了诱导长程关联与基本亚核子涨落效应之间的联系。

我们还基于图 11(c) 和图 11(d) 中的夸克成分假设, 通过仅考虑强子再散射 (0mb 部分子再散射截面) 和仅部分子再散射 (0.2mb 截面, 不包括 hFSI) 的方式, 进行了相同的分析。当包括部分子再散射时, 在高多重性事件中持续存在近侧岭。在只有最终强子相互作用的高多重性事件中, 无法找到近侧峰值。因此, 关联函数中类似近侧岭的结构更可能是在部分子演化阶段形成的。

有趣的是, 从不同的角度来看, 在完整的 AMPT 模型中也存在长程近侧关联。只要撞击参数  $b$  不是太小以

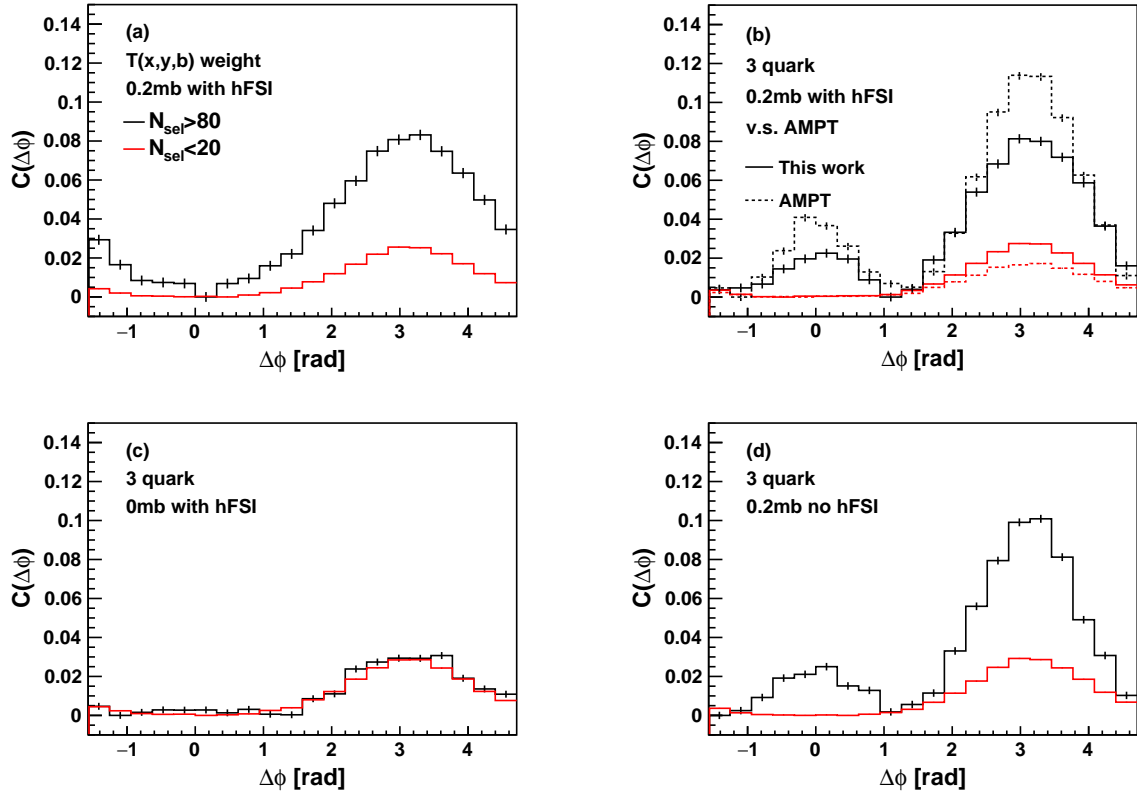


图 11. 大伪快度间隙  $|\Delta\eta| > 2$  和  $1 < p_T < 3$  GeV/c 在高多重性事件（黑线）和低多重性事件（红线）中的两个粒子相关性，对于初始质子几何形状，采用重叠函数方法（a）和夸克组分图景（b）。还展示了基于夸克组分图景，仅含强子再散射（c）和部分子再散射（d）对相关函数的最终态效应。相应的完整AMPT结果（虚线）在（b）中显示以供比较。

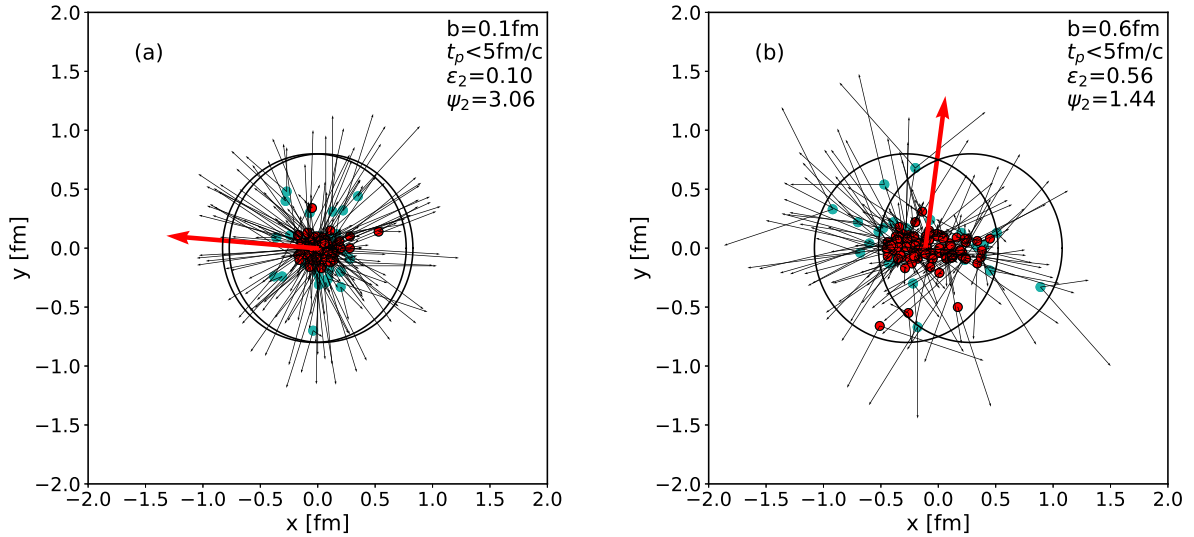


图 12. 横截面视图显示了在完整AMPT模型中，中心碰撞  $b = 0.1$  fm（a）和边缘碰撞  $b = 0.6$  fm（b）时生成的夸克组系统。夸克的位置由点表示。初始夸克速度向量以黑色细箭头显示。

至于不会消除不同粒子源的分离,如图4所示,AMPT可以通过沿着撞击参数方向的三个火球状排列诱导出大的空间偏心率。图12展示了从完整AMPT模型中弦熔化后初始部分子的空间分布。我们展示了具有 $t_p < 5$  fm/c的寿命的组分粒子在形成时的位置和速度,其撞击参数 $b=0.1$  fm和 $b=0.6$  fm。对于中心碰撞,组分粒子大致位于相同位置。在边缘事件中,组分粒子的空间分布在撞击参数方向上被拉长。图11(b)中的虚线也展示了来自完整AMPT模型的长程关联函数,其中在高多重性pp事件中由于高度偏心的初始几何形状发展出的部分子演化效应,出现了近侧岭[77,50]。我们认为,我们在当前工作中创建的显著初始偏心率和完整的AMPT模型是重现高多重性pp数据中发现的类似流的长程关联的关键因素。在输运模型框架内,横向平面上的分离粒子源是为演化的部分子系统生成大的偏心率所必需的。在我们当前的工作中,空间分离是通过使用夸克组分假设的子核子涨落产生的热点区域产生的。完整的AMPT没有包括任何子核子结构,但使用两个或三个沿着影响参数的火球来模拟初始部分子空间分布。由于弦推机制也产生显著的长程双粒子关联,我们计划在未来的工作中进行更详细的研究来理解这些不同模型实现的含义。

## 4 Summary

实验结果揭示了在高多重性pp碰撞中存在类似集体性行为,这些结果被认为是支持在小系统中产生了去禁闭的夸克胶子介质的证据。在这项工作中,我们引入了一种新颖的输运模型方法,以系统地研究在pp事件中观察到的集体现象。我们将PYTHIA8的初始状态与AMPT的最终状态相互作用相结合,并在此方法中对质子几何假设进行了几种选项。我们在这项研究中展示了,理解pp横向动量谱中的多重性依赖的质量排序,需要同时考虑部分子和强子的最终状态相互作用。在我们的输运模型方法中,观察到的两个强子长程关联中的近侧岭结构被发现部分在部分子阶段形成。这一观察可以被视为在高多重性pp事件中产生了去禁闭的夸克物质的迹象。我们的研究还表明,近侧岭的出现受到质子亚核子涨落的影响。

我们还注意到,专注于强子相互作用通道的pp碰撞最终状态重散射已经在PYTHIA事件生成器本身中

实现[78]。从弦断裂的角度建立了不同的时空结构[79],同时观察到明显的强子相互作用效应。因此,值得在PYTHIA8框架内实现的Angantyr形式主义中,将我们当前方法的应用扩展到pA和AA。类似的例子,包括使用UrQMD或PYTHIA内部强子相互作用模型基于PYTHIA Angantyr时空图像处理强子重散射,已经被广泛应用于描述pA和AA碰撞[80,81]。相比之下,我们的研究有能力在连贯的图景中考虑部分子演化效应。这种方法的发展将为未来研究各种机制(如弦推、部分子/强子演化)奠定坚实的基础,并帮助我们理解pp碰撞中集体现象的起源。

We are grateful to Qing Wang, Benhao Sa, Shusu Shi, Yuliang Yan, Chao Zhang and Daimei Zhou for helpful discussions. This work is supported by the National Natural Science Foundation of China (Nos. 11905188, 11975078, 11875143), the National Science Foundation under Grant No. 2012947 (Z.-W. L.) and the Innovation Fund of Key Laboratory of Quark and Lepton Physics LPL2020P01 (LZ).

## 参考文献

1. W. Broniowski, M. Chojnacki, W. Florkowski, A. Kisiel, Phys. Rev. Lett. **101**, 022301 (2008), 0801.4361
2. C. Gale, S. Jeon, B. Schenke, P. Tribedy, R. Venugopalan, Phys. Rev. Lett. **110**(1), 012302 (2013), 1209.6330
3. J. Noronha-Hostler, M. Luzum, J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **93**(3), 034912 (2016), 1511.06289
4. K. Dusling, W. Li, B. Schenke, Int. J. Mod. Phys. E **25**(01), 1630002 (2016), 1509.07939
5. J.L. Nagle, W.A. Zajc, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **68**, 211 (2018), 1801.03477
6. V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP **09**, 091 (2010), 1009.4122
7. G. Aad et al. (ATLAS), Phys. Rev. Lett. **116**(17), 172301 (2016), 1509.04776
8. V. Khachatryan et al. (CMS), Phys. Lett. B **765**, 193 (2017), 1606.06198
9. J. Adam et al. (ALICE), Nature Phys. **13**, 535 (2017), 1606.07424
10. S. Acharya et al. (ALICE), Eur. Phys. J. C **80**(2), 167 (2020), 1908.01861

11. J. Adam et al. (ALICE), Phys. Lett. B **758**, 389 (2016), 1512.07227
12. S. Acharya et al. (ALICE), Phys. Rev. Lett. **123**(14), 142301 (2019), 1903.01790
13. B.B. Abelev et al. (ALICE), Phys. Rev. C **90**(5), 054901 (2014), 1406.2474
14. M. Aaboud et al. (ATLAS), Phys. Rev. C **97**(2), 024904 (2018), 1708.03559
15. J. Adam et al. (ALICE), Eur. Phys. J. C **75**(5), 226 (2015), 1504.00024
16. S. Acharya et al. (ALICE), Eur. Phys. J. C **80**(8), 693 (2020), 2003.02394
17. S. Acharya et al. (ALICE), Phys. Rev. C **99**(2), 024906 (2019), 1807.11321
18. B.B. Abelev et al. (ALICE), Eur. Phys. J. C **75**(1), 1 (2015), 1406.3206
19. B.B. Abelev et al. (ALICE), Phys. Lett. B **728**, 25 (2014), 1307.6796
20. V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP **05**, 064 (2011), 1102.4282
21. J. Adolfsson et al., Eur. Phys. J. A **56**(11), 288 (2020), 2003.10997
22. L. He, T. Edmonds, Z.W. Lin, F. Liu, D. Molnar, F. Wang, Phys. Lett. B **753**, 506 (2016), 1502.05572
23. Z.W. Lin, L. He, T. Edmonds, F. Liu, D. Molnar, F. Wang, Nucl. Phys. A **956**, 316 (2016), 1512.06465
24. G.Y. Qin, B. Müller, Phys. Rev. C **89**(4), 044902 (2014), 1306.3439
25. A. Bzdak, B. Schenke, P. Tribedy, R. Venugopalan, Phys. Rev. C **87**(6), 064906 (2013), 1304.3403
26. M. Habich, G.A. Miller, P. Romatschke, W. Xiang, Eur. Phys. J. C **76**(7), 408 (2016), 1512.05354
27. R.D. Weller, P. Romatschke, Phys. Lett. B **774**, 351 (2017), 1701.07145
28. W. Zhao, Y. Zhou, H. Xu, W. Deng, H. Song, Phys. Lett. B **780**, 495 (2018), 1801.00271
29. W. Zhao, Y. Zhou, K. Murase, H. Song, Eur. Phys. J. C **80**(9), 846 (2020), 2001.06742
30. T. Pierog, I. Karpenko, J.M. Katzy, E. Yatsenko, K. Werner, Phys. Rev. C **92**(3), 034906 (2015), 1306.0121
31. K. Werner, B. Guiot, I. Karpenko, T. Pierog, Phys. Rev. C **89**(6), 064903 (2014), 1312.1233
32. Y. Kanakubo, Y. Tachibana, T. Hirano, Phys. Rev. C **101**(2), 024912 (2020), 1910.10556
33. K. Dusling, R. Venugopalan, Phys. Rev. Lett. **108**, 262001 (2012), 1201.2658
34. K. Dusling, R. Venugopalan, Phys. Rev. D **87**(5), 051502 (2013), 1210.3890
35. B. Schenke, S. Schlichting, P. Tribedy, R. Venugopalan, Phys. Rev. Lett. **117**(16), 162301 (2016), 1607.02496
36. K. Dusling, M. Mace, R. Venugopalan, Phys. Rev. Lett. **120**(4), 042002 (2018), 1705.00745
37. T. Sjostrand, S. Mrenna, P.Z. Skands, JHEP **05**, 026 (2006), hep-ph/0603175
38. T. Sjöstrand, S. Ask, J.R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C.O. Rasmussen, P.Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015), 1410.3012
39. A. Ortiz Velasquez, P. Christiansen, E. Cuautle Flores, I. Maldonado Cervantes, G. Paic, Phys. Rev. Lett. **111**(4), 042001 (2013), 1303.6326
40. C. Bierlich, J.R. Christiansen, Phys. Rev. D **92**(9), 094010 (2015), 1507.02091
41. C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad, A. Tarasov, JHEP **03**, 148 (2015), 1412.6259
42. C. Bierlich, EPJ Web Conf. **171**, 14003 (2018), 1710.04464
43. C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad (2016), 1612.05132
44. C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad, Phys. Lett. B **779**, 58 (2018), 1710.09725
45. C. Bierlich, S. Chakraborty, G. Gustafson, L. Lönnblad (2020), 2010.07595
46. Z.W. Lin, C.M. Ko, B.A. Li, B. Zhang, S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005), nucl-th/0411110
47. A. Bzdak, G.L. Ma, Phys. Rev. Lett. **113**(25), 252301 (2014), 1406.2804
48. P. Bozek, A. Bzdak, G.L. Ma, Phys. Lett. B **748**, 301 (2015), 1503.03655
49. M.W. Nie, P. Huo, J. Jia, G.L. Ma, Phys. Rev. C **98**(3), 034903 (2018), 1802.00374
50. J.L. Nagle, R. Belmont, K. Hill, J. Orjuela Koop, D.V. Perepelitsa, P. Yin, Z.W. Lin, D. McGlinchey, Phys. Rev. C **97**(2), 024909 (2018), 1707.02307
51. T. Shao, J. Chen, C.M. Ko, Z.W. Lin, Phys. Rev. C **102**(1), 014906 (2020), 2012.10037

52. G.L. Ma, Z.W. Lin, Phys. Rev. C **93**(5), 054911 (2016), 1601.08160
53. H. Li, L. He, Z.W. Lin, D. Molnar, F. Wang, W. Xie, Phys. Rev. C **96**(1), 014901 (2017), 1604.07387
54. C. Zhang, L. Zheng, S. Shi, Z.W. Lin (2021), 2103.10815
55. Y. He, Z.W. Lin, Phys. Rev. C **96**(1), 014910 (2017), 1703.02673
56. B. Schenke (2021), 2102.11189
57. X.N. Wang, M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991)
58. C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad, H. Shah, JHEP **10**, 134 (2018), 1806.10820
59. Z.w. Lin, C.M. Ko, Phys. Rev. C **65**, 034904 (2002), nucl-th/0108039
60. B. Zhang, Comput. Phys. Commun. **109**, 193 (1998), nucl-th/9709009
61. B.A. Li, C.M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995), nucl-th/9505016
62. B. Schenke, R. Venugopalan, Phys. Rev. Lett. **113**, 102301 (2014), 1405.3605
63. H. Mäntysaari, B. Schenke, Phys. Rev. Lett. **117**(5), 052301 (2016), 1603.04349
64. K. Welsh, J. Singer, U.W. Heinz, Phys. Rev. C **94**(2), 024919 (2016), 1605.09418
65. H. Mäntysaari, B. Schenke, C. Shen, P. Tribedy, Phys. Lett. B **772**, 681 (2017), 1705.03177
66. A. Accardi et al., Eur. Phys. J. A **52**(9), 268 (2016), 1212.1701
67. D. d'Enterria, G.K. Eyyubova, V.L. Korotkikh, I.P. Lokhtin, S.V. Petrushanko, L.I. Sarycheva, A.M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **66**, 173 (2010), 0910.3029
68. L. Zheng, Z. Yin, Eur. Phys. J. A **52**, 45 (2016), 1603.02515
69. C. Loizides, Phys. Rev. C **94**(2), 024914 (2016), 1603.07375
70. P. Bożek, W. Broniowski, M. Rybczyński, Phys. Rev. C **94**(1), 014902 (2016), 1604.07697
71. P. Bożek, W. Broniowski, M. Rybczynski, G. Stefanek, Comput. Phys. Commun. **245**, 106850 (2019), 1901.04484
72. J.D. Orjuela Koop, A. Adare, D. McGlinchey, J.L. Nagle, Phys. Rev. C **92**(5), 054903 (2015), 1501.06880
73. <http://myweb.ecu.edu/linz/amp/>
74. J. Adam et al. (ALICE), Phys. Lett. B **753**, 319 (2016), 1509.08734
75. T. Sjöstrand, M. van Zijl, Phys. Rev. D **36**, 2019 (1987)
76. T. Sjöstrand, P.Z. Skands, JHEP **03**, 053 (2004), hep-ph/0402078
77. G.L. Ma, A. Bzdak, Phys. Lett. B **739**, 209 (2014), 1404.4129
78. T. Sjöstrand, M. Utheim, Eur. Phys. J. C **80**(10), 907 (2020), 2005.05658
79. S. Ferreres-Solé, T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. C **78**(11), 983 (2018), 1808.04619
80. A.V. da Silva, W.M. Serenone, D. Dobrigkeit Chinellato, J. Takahashi, C. Bierlich (2020), 2002.10236
81. C. Bierlich, T. Sjöstrand, M. Utheim (2021), 2103.09665