

Further developments of a multi-phase transport model for relativistic nuclear collisions*

Zi-Wei Lin^{1,†} and Liang Zheng²

¹*Department of Physics, East Carolina University, Greenville, North Carolina 27858, USA*

²*School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences (Wuhan), Wuhan 430074, China*

*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。

一个多相输运（AMPT）模型被构建为一个基于动力学理论的自包含描述，用于描述相对论核碰撞，因为它包含了四个主要组成部分：波动的初始条件、部分子级联、强子化以及强子级联。在这里，我们回顾自2004年AMPT源代码首次公开发布以及相应的描述模型当时物理细节的出版物以来的主要发展。我们还讨论了AMPT模型未来可能的发展方向，以便更好地研究在相对论小系统或大系统的碰撞中产生的密集物质的性质。

Keywords: QGP, transport model, heavy-ion collisions

I. INTRODUCTION

在 高能重离子碰撞中 [1]，人们期望能够产生一种由部分子自由度组成的高温高密物质，即夸克-胶子等离子体（QGP） [2]。来自相对论重离子对撞机（RHIC）和大型强子对撞机（LHC）的实验数据 [3–8] 强烈表明，确实 在 高能重离子碰撞中产生了QGP [9]。将实验数据与理论模型进行综合比较对于提取高密度物质的关键属性至关重要，这些属性包括在高温和/或高净重子密度条件下的量子色动力学（QCD）相图的结构。许多理论模型包括输运模型 [10–14]、流体动力学模型 [15–18]和混合模型 [19–21] 已经被构建用来模拟和研究QGP的相空间演化。

一个多相输运（AMPT）模型 [13] 就是这样一个模型。AMPT模型旨在应用动力学理论方法来描述重离子碰撞的演化过程，因为它包含了四个主要组成部分：波动的初始条件、部分子相互作用、强子化以及强子相互作用。AMPT模型的默认版本 [11, 22] 首先被构建。其初始条件基于重离子喷射相互作用生成器（HIJING）的双组分模型 [23, 24]，然后迷你射流部分子进入部分子级联，并最终与其母体强子化通过Lund 弦模型重新组合。碎片化 [25]。默认的AMPT模型能够很好地描述在SPS和RHIC的重离子碰撞中观测

到的标识粒子的快速度分布和横向动量（ p_T ）光谱。然而，它显著低估了RHIC的椭圆流（ v_2 ）。

由于在 高能重离子碰撞早期生成的物质预计具有非常高的能量密度，因此应该处于部分子自由度，所以AMPT模型的弦熔化版本（AMPT-SM） [26] 被构建，其中重离子碰撞产生的所有激发弦都被转换为部分子，并且发明了一个空间夸克凝聚模型来描述强子化过程。弦熔化增加了部分子密度并产生了一个过度饱和的部分子物质 [27]，而夸克凝聚进一步增强了强子的椭圆流 [26, 28]。结果，弦熔化的AMPT模型能够用一个相当小的部分子截面来描述在RHIC能量下的Au+Au碰撞中的大椭圆流 [26, 29]。

AMPT模型的源代码于2004年4月左右首次公开发布在线上，随后的出版物 [13] 提供了模型的详细描述，包括所包含的物理过程和建模假设。自此以来，AMPT模型已被广泛用于模拟高能核碰撞中产生的密集物质的演化。特别是，AMPT模型的弦熔化版本 [13, 26] 能够很好地描述在RHIC和LHC的小系统或大系统碰撞中的各向异性流和粒子关联。能量 [13, 26, 30–33]。AMPT模型也是检验不同想法的有用测试平台。例如，在AMPT模拟的帮助下发现了三角流与初始几何波动之间的联系 [34]，模型还被应用于研究重离子碰撞中的涡流和极化 [35–37]。

从 重离子碰撞得到的实验数据与受流体动力学启发的模型相符，表明粒子在局部达到了热平衡，并具有共同的径向流动速度 [38]。在大型碰撞系统中测量到了大的动量各向异性，例如椭圆流 [39]，其大小与流体动力学预测的大小相当 [7, 40]。这表明碰撞系

* Z.-W.L. is supported in part by the National Science Foundation under Grant No. PHY-2012947. L.Z. is supported in part by the National Natural Science Foundation of China under Grant No. 11905188.

† Corresponding author, linz@ecu.edu

统是强相互作用的，并且接近局部热平衡 [9]。运输模型也能产生大的各向异性流。熔解弦的AMPT模型 [13, 26] 可以用相当小的夸克截面 ($\sim 3 \text{ mb}$) [26] 和夸克重组带来的流增强 [26, 28, 29, 41, 42] 来描述大的各向异性流。如果没有夸克重组，对于小喷注胶子的纯夸克运输需要一个异常大的夸克截面 ($\sim 40 - 50 \text{ mb}$) [29, 43]，才能使冻结出来的胶子具有与实验中带电强子相似大小的椭圆流。这个小型喷流胶子系统，尽管在中等快速度下的部分子多重性降低了约 ~ 2.5 倍，但其平均自由程比弦熔融AMPT模型在 $200A \text{ GeV}$ 金金碰撞中在 $b = 8 \text{ fm}$ 的冲击参数下的平均自由程小约 ~ 6 倍 [29]。一般来说，对于大型系统在高能量下，运输模型趋向于接近流体动力学，因为每个粒子的平均碰撞次数很大，从而使大块物质接近局域平衡。流体动力学模型和运输模型也是互相补充的。例如，流体动力学模型可以直接获取状态方程和运输系数，而运输模型可以处理非平衡动力学，并提供相互作用的微观图像。

然而，来自小型系统的最新数据表明，在高多重性的 pp 和 $p\text{Pb}$ 碰撞中存在显著的各向异性流，这在LHC的 [44] 和RHIC的 $p/d/{}^3\text{He}+\text{Au}$ 碰撞中都有体现 [45, 46]。流体动力学计算似乎很好地描述了实验数据 [47, 48]。AMPT-SM模型也似乎可以描述测量的相关性 [30]。这表明，这些小型系统的碰撞也可能产生夸克胶子等离子体(QGP)，这与天真的预期相反。另一方面，对于小型碰撞系统，人们自然会预期流体动力学模型和运输模型会有所不同，这是由于非平衡动力学。确实，最近人们意识到，部分子运输可以通过部分子逃逸机制将初始空间各向异性转化为动量空间中的显著各向异性流 [49, 50]，特别是在平均每个粒子的碰撞次数较小的小型系统中。动力学理论研究还表明，单一的散射在改变粒子动量分布方面非常有效 [51]。还有许多研究关注流体动力学是否以及如何适用于小系统 [52, 53]。此外，关于小系统的动量各向异性主要来自初始状态相关性 [54, 55] 还是最终状态相互作用 [49–51, 56, 57]，存在活跃的争论。此外，不同合作组的小系统各向异性流数据之间的差异仍需完全解决 [46, 58, 59]。因此，不同可观测量的系统尺寸依赖性，特别是从小系统到大系统的各向异性流，可以提供集体性起源的关键信息。

本文的组织结构如下。在介绍之后，我们在第

II 节回顾了AMPT模型自2004年首次公开发布源代码以来的主要发展 [13, 60, 61]。这些发展包括在第IIA 节中增加的氘核产生、在第IIB 节中可以同时重现重离子碰撞中大块物质的产额、横向动量谱和椭圆流的弦熔模型、在第IIC 节中的新夸克合并模型、在第IID 节中沿束流方向整合有限核厚度、在第IIE 节中整合原子核的现代部分子分布函数、在第IIF 节中改进的重夸克产生处理，以及引入局部核缩放的关键输入参数来描述系统尺寸依赖性。在第IIG 节中，我们将PYTHIA8和核子子结构纳入初始条件中（第IIH 节），并在第III 节中对部分子级联算法进行基准测试和改进。然后，我们在第III 节中简要回顾AMPT模型的其他发展。最后，在第IV 节中，我们进行总结，并讨论AMPT模型进一步发展的可能方向。

II. MAIN DEVELOPMENTS

我们现在回顾AMPT模型的主要发展，这些发展是在2004年AMPT源代码首次公开发布之后进行的 [60, 61]，以及相应的描述了当时模型物理细节的出版物 [13]。这些发展主要按照时间顺序排列。就AMPT模型的四个主要组成部分而言，章节IIB, IID, IIE, IIF, IIG, IIH 是关于初始条件的，章节III 是关于部分子级联的，章节IIC 是关于强子化的，而章节IIA 是关于强子级联的。目前，自v1.26t5/v2.26t5 [61] 以来的AMPT模型公共版本已经纳入了章节IIA 和IIB 所述发展中的更改；其他发展的更改将在未来发布。

A. Deuteron productions in the hadron cascade

轻核如氘核 (d) 和氚核 (t) 在RHIC和LHC的高能核碰撞中被产生和观测到 [62, 63]。它们被认为是寻找QCD临界点的重要手段 [64–67]，因此，轻核的研究近年来变得更加活跃。目前，轻核的产生机制仍在讨论之中，因为有好几种不同的模型可以描述数据，包括统计模型 [68, 69]、核子合并模型 [70–74]，以及基于运动学理论的动态模型 [75–77]。

我们已经修改了AMPT模型，通过添加以下反应

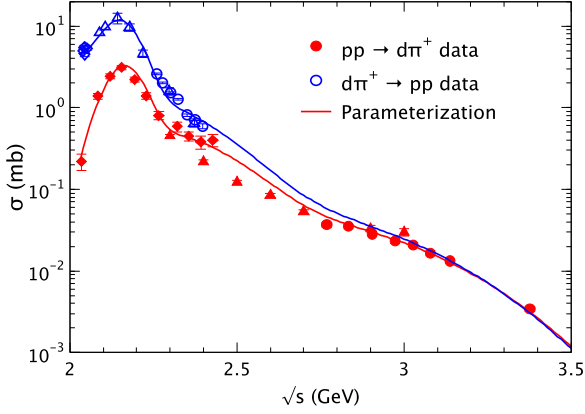


Fig. 1. 实验数据与质心-质子 ($pp \rightarrow d\pi^+$) [78–80] (实心符号) 和质子-质心 ($d\pi^+ \rightarrow pp$) [81–83] (空心符号) 的总截面比较, 以及与我们参数化的结果 (实线曲线) 的比较。

[77], 提供了氙核产生和湮灭的运动学理论描述:

$$BB' \leftrightarrow Md, \quad (1)$$

其中 $M = \pi, \rho, \omega$, 和 η , 而 B 和 B' 代表重子 $N, \Delta, P_{11}(1440)$, 和 $S_{11}(1535)$ 。注意, AMPT模型 [13] 中的强子级联组分, 基于相对论性输运 (ART) 模型 [84–86], 已经包含了 $\pi, K, \eta, \rho, \omega, \phi, K^*, N, \Delta(1232), P_{11}(1440), S_{11}(1535)$ 以及它们的反粒子的相互作用。对于反应 $BB' \rightarrow Md$ 的截面, 我们假设它们的角积分平均矩阵元平方, 在初始状态平均并在最终状态求和, 与相同质心系能量 \sqrt{s} 下的反应 $NN \rightarrow d\pi$ 相同。逆反应 $Md \rightarrow BB'$ 的截面则通过详细平衡来确定。除了包含氙核的产生和湮灭过程外, 我们还包含了它们与介子 M 和重子 B [77] 的弹性散射。

实验上, 反应 $pp \rightarrow d\pi^+$ [78–80] 和反应 $\pi^+d \rightarrow pp$ [81–83, 87] 的截面已经被广泛测量, 前者的截面给出为

$$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = \frac{1}{4} \frac{p_\pi}{p_N} f(s), \quad (2)$$

其中 p_N 和 p_π 分别是中心质量系中初始和最终粒子的三维动量的大小。函数 $f(s)$, 其与反应 $pp \rightarrow \pi^+d$ 的初始和最终自旋求和的角积分平均矩阵元素的平方成正比, 被参数化为

$$f(s) = 26 \exp[-(s - 4.65)^2/0.1] + 4 \exp[-(s - 4.65)^2/2] + 0.28 \exp[-(s - 6)^2/10],$$

其中 \sqrt{s} 的单位是 GeV, 而 $f(s)$ 的单位是 mb。对于逆反应 $d\pi^+ \rightarrow pp$, 其截面通过详细平衡关系与 $pp \rightarrow d\pi^+$ 的截面相关联:

$$\sigma(d\pi^+ \rightarrow pp) = \frac{2p_N^2}{3p_\pi^2} \sigma(pp \rightarrow d\pi^+). \quad (4)$$

这些参数化方法与实验数据的比较如图 1 所示。然后, 我们可以得到异旋平均反应 $NN \rightarrow d\pi$ 和 $\pi d \rightarrow NN$ 的截面, 分别为 $\sigma(NN \rightarrow d\pi) = 3\sigma(pp \rightarrow d\pi^+)/4$ 和 $\sigma(d\pi \rightarrow NN) = \sigma(d\pi^+ \rightarrow pp)$ 。

我们已经将上述氙核输运与强子化后初始强子分布结合起来进行了研究, 该分布通过一个爆炸波模型进行参数化 [77], 其中还应用了一个使用氙核 Wigner 函数的核子合并模型 [88] 进行比较。我们发现输运模型给出的氙核 p_T 谱与合并模型非常相似; 然而, 这两个模型给出的椭圆流却不相同。特别是在相对较高的 p_T 时, 输运模型给出的椭圆流偏离了精确核子数标度, 而与测量数据有更好的一致性。另一方面, 直接从 AMPT-SM 模型得到的氙核产额通常远低于实验数据。这可能是由于假设的 $BB' \leftrightarrow Md$ 和 $pp \leftrightarrow d\pi$ 截面之间的关系, 该关系可以通过使用测量的总 πd 截面进一步约束, 或者是缺少额外的产生通道, 例如 $\pi np \leftrightarrow \pi d$ [89]。低产额也可能部分归因于假设没有原始氙核形成于夸克凝聚。还有一些研究 [73, 90] 将核子凝聚模型应用于从 AMPT-SM 模型得到的冻凝表面核子分布。已经发现, 产生的轻核产额对冻凝表面非常敏感, 这受到部分子膨胀和强子化 (夸克凝聚) 标准的影响。轻核的产额还取决于用于轻核的凝聚函数 [90], 特别是在小碰撞系统中, 由于轻核大小导致的抑制 [91] 可能是显著的。关于氙核截面、部分子阶段以及强子化标准的 AMPT 模型的进一步改进将有助于轻核的研究。

B. String melting model to describe the bulk matter

伦德弦模型 [25] 被用于 AMPT 模型的默认版本和弦熔化版本中。在默认的 AMPT 模型中, 迷你喷流部分子在经历部分子级联之后与其母弦重新组合, 通过伦德弦模型强子化为原始强子。在 AMPT-SM 模型中, 原本会从 HIJING 模型中激发的伦德弦产生的原始强子被“熔化”成原始的夸克和反夸克。因此, 伦德弦模型中的参数影响 AMPT 模型的结果。在伦德模

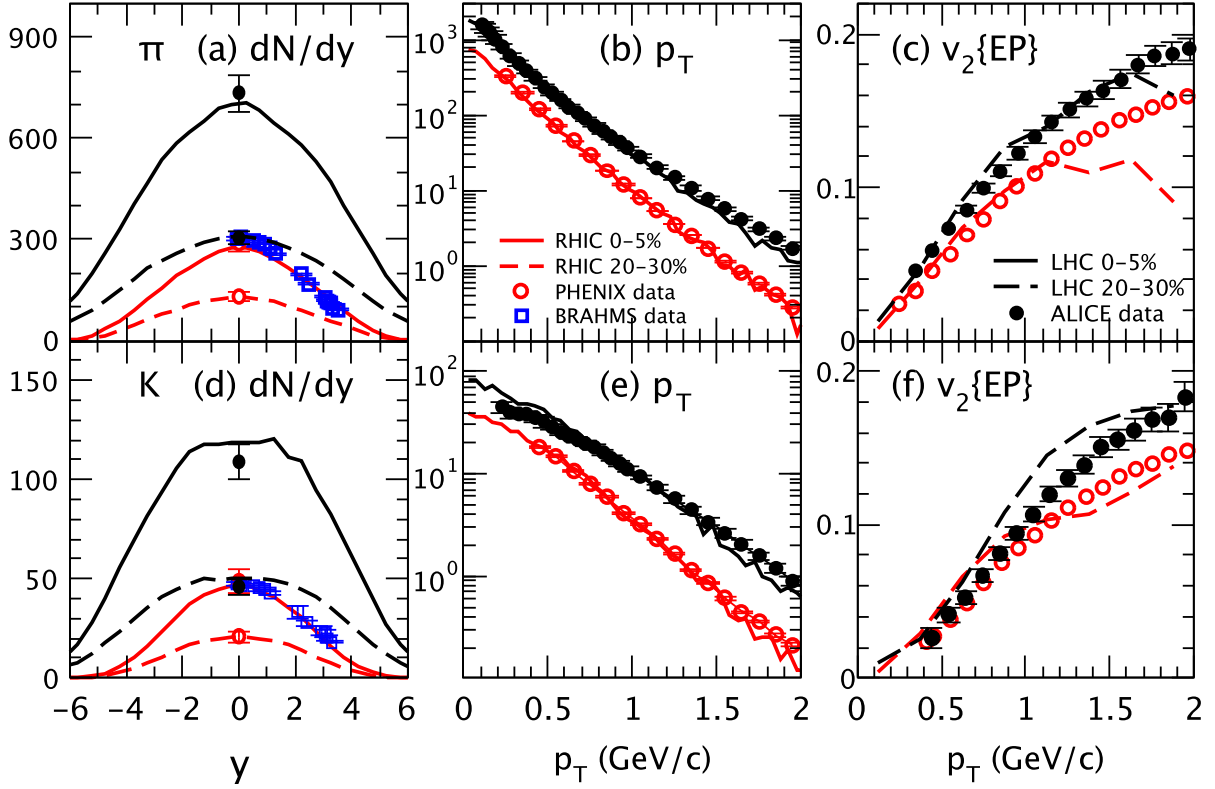


Fig. 2. AMPT-SM模型对pions（上图）和kaons（下图）的结果，包括：(a) π^+ 和 (d) K^+ 在中心和中等中心碰撞中的 dN/dy , (b) π^+ 和 (e) K^+ 在中心碰撞中中等快速度的 p_T 谱 $dN/(2\pi p_T dp_T dy)$, 单位为 c^2/GeV^2 , 以及 (c) 带电pions和 (f) 带电kaons在中等中心碰撞中中等快速度的椭圆流 $v_2\{EP\}$, 并与实验数据进行比较, 实验数据涉及Au+Au在200 A GeV和Pb+Pb在2.76 A TeV的中心 (0-5%) 和/或中等中心 (20-30%) 碰撞。

型中, 假设一个弦以高斯分布在横向动量中碎裂成夸克-反夸克对。这些夸克和反夸克形成强子, 它们的纵向动量由伦德对称碎片函数给出 [92, 93]。

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^{a_L} e^{-b_L m_T^2/z}. \quad (5)$$

在上文中, z 代表产生的强子相对于衰变弦的光锥动量份额, 而 m_T 是强子的横向质量。

使用 HIJING 值 [23, 24] 作为关键的 Lund 弦衰变参数, $a_L = 0.5$ 和 $b_L = 0.9 \text{ GeV}^{-2}$, 默认的 AMPT 模型在各种能量的 pp 碰撞中对粒子产额和 p_T 谱描述良好。然而, 在 SPS 能量 $E_{\text{LAB}} = 158 \text{ A GeV}$ 的中心 Pb+Pb 碰撞中, 它给出的带电粒子产额过小 [11, 22]。相反, 需要修改值 $a_L = 2.2$ 和 $b_L = 0.5 \text{ GeV}^{-2}$ 来拟合 SPS 中 Pb+Pb 碰撞的带电粒子产额和 p_T 谱。对于更高能量的重离子碰撞, 如 RHIC 能量, 使用这些参数值的默认 AMPT 模型版本也合理地描述了重离子碰撞中的强子 $dN/d\eta$, dN/dy 和 p_T 谱, 尽管它低估了椭圆

流 [26]。另一方面, AMPT-SM模型 [13, 26], 由于其密集的夸克相和夸克合并机制, 合理地描述了重离子碰撞中的椭圆流 [26]和双 π 介子干涉测量 [94]。然而, 2015年以前的版本 [61] (即, v2.26t5以前的版本) 未能很好地重现强子的 $dN/d\eta$, dN/dy 和 p_T 谱 (当使用与默认版本相同的Lund参数时)。例如, 它们高估了带电粒子的产额, 并显著低估了 p_T 谱的斜率 [13]。在早期尝试使用AMPT-SM模型重现LHC能量下Pb+Pb碰撞的数据时, 使用了默认的HIJING值作为Lund弦碎裂参数, 并使用了强耦合常数 $\alpha_s = 0.33$ (而不是0.47); 在那里, 模型合理地重现了带电粒子的产额和椭圆流, 但低估了 p_T 谱 (除了在低 p_T 处)。后来意识到, 通过使用非常小的Lund碎裂参数 b_L 的值, 并对奇异夸克的产生设置上限, 可以解决AMPT-SM模型的这个问题 [27]。然后, AMPT-SM模型可以合理地重现中心和半中心的Au+Au碰撞在RHIC能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 以及Pb+Pb碰撞在LHC能量2.76 TeV下

的低 p_T (低于 ~ 1.5 GeV/c) 的 pion 和 kaon 产量、 p_T 谱和椭圆流 [27]。特别是, 我们发现需要 $b_L = 0.15$ GeV $^{-2}$ [27], 这比以前研究中使用的值要低得多 [11, 13, 22, 26, 95]。注意, 对于更小的 b_L 值, 有效的弦张力 κ , 如 [13, 22] 所给出的, 会相应增加。

$$\kappa \propto \frac{1}{b_L(2 + a_L)}, \quad (6)$$

熔融后初始夸克的平均横向动量更大。此外, AMPT模型假设奇异与非奇异夸克的相对产生率随着有效弦张力的增加而增加[13, 22]。这是因为基于Lund模型的弦碎裂产生的夸克-反夸克对遵循Schwinger机制[96], 其中产生概率与 $\exp(-\pi m_\perp^2/\kappa)$ 成正比, 在横向质量 m_\perp 处。因此, 对于较高的弦张力, 相对于轻夸克的奇异夸克抑制因子 $\exp[-\pi(m_s^2 - m_u^2)/\kappa]$ 会减小。研究发现, 对于AMPT-SM模型, 需要对奇异与非奇异夸克的相对产生设置一个上限为0.40[27]。图 2 显示了 AMPT-SM 模型对中心 ($b < 3$ fm) 和中等中心 ($b = 7.3$ fm) [97] Au+Au 事件在 200A GeV 以及中心 ($b < 3.5$ fm) 和中等中心 ($b = 7.8$ fm) [98] Pb+Pb 事件在 2.76A TeV 的 pion 和 kaon 结果。为了比较, 还绘制了 0-5% 和 20-30% 中心度的数据在 dN/dy [99–101] 在图板 (a) 和 (d) 中的对应数据, 0-5% 中心度的中等速 p_T 谱在图板 (b) 和 (e) 中, 以及 20-30% 中心度的中等速 $v_2\{\text{EP}\}$ 在图板 (c) 和 (f) 中。我们看到模型结果与 RHIC 和 LHC 能量下中心和中等中心事件的 dN/dy 数据之间有很好的 consistency。在最高 RHIC 能量下使用了 a_L 的值为 0.55, 而在 LHC 能量下使用了 0.30 的值, 因为它能比 0.55 的值更好地拟合 ALICE 数据 [101]。我们还看到, 模型大致重现了中等速下 ~ 2 GeV/c 以下的观测 p_T 谱。此外, AMPT-SM 模型大致描述了低 p_T 下的 pion 和 kaon 椭圆流数据 $v_2\{\text{EP}\}$ [102, 103]。这种为AMPT-SM模型 [27]选择的设置合理地同时重现了高能中心和半中心AA碰撞中大块物质的粒子产额、 p_T 谱和椭圆流。因此, 它使我们能够进行更可靠的研究, 例如计算能量密度、有效温度和夸克相横向流的演化 [27], 以及对5.02TeV的LHC最高能量下Pb+Pb碰撞的全面预测 [31]。

5.02 TeV 预测的一个例子来自 AMPT-SM 版本 v2.26t5 [31] 如图 Fig. 3 所示, 其中 (a) 和 (b) 面板显示了两个中心性区域的椭圆流的 η 依赖性结果,

而 (c) 到 (f) 面板显示了四个中心性区域的因式分解比值 $r_2(\eta^a, \eta^b)$ 的结果。我们看到 AMPT-SM 模型合理地再现了 CMS [104] (实心圆圈) 和 ATLAS [105] (空心圆圈) 在 2.76 TeV 铅铅碰撞中以及 PHOBOS [106] (空心菱形) 在 200 GeV 金金碰撞中的观测到的 $v_2(\eta)$ 的大小和形状。我们还看到, AMPT 在 2.76 TeV 下关于因式分解比值 $r_2(\eta^a, \eta^b)$ 作为 η^a 函数的结果与相应的 CMS 数据 [107] 相当一致, 类似于一项使用 AMPT-SM 模型作为理想 (3+1) D 美动力学初始条件的研究 [108]。此外, AMPT-SM 的结果表明, 在 200 GeV 的金金碰撞中, 纵向关联被大大抑制, 而在 5.02 TeV 的铅铅碰撞中略有增强。注意, 纵向关联在 AMPT-SM 模型中是自然出现的, 因为每个激发的弦通常会在有限的 η 范围内产生许多初始部分子。因此, 包括事件平面在内的初始横向空间几何与有限的 η 范围内的初始部分子有很强的关联, 并且通过部分子和强子相互作用, 方位各向异性 v_n 将发展出纵向关联。我们注意到AMPT模型在较高的 p_T 下可能不可靠, 如图Fig. 2所示, 因为它缺少非弹性部分子碰撞 [13, 109], 因此对于高 p_T 部分子重要的辐射部分子能量损失也不成立。此外, 迄今为止的弦熔合AMPT模型使用夸克凝聚来模拟所有部分子的强子化, 然而高 p_T 部分子以及远离其凝聚伙伴的部分子的强子化应该被不同地处理, 例如使用独立碎裂 [110]或弦碎裂 [111]。

C. Improved quark coalescence

在参与子散射之后, 使用空间夸克合并模型来描述AMPT-SM模型中的强子化过程。该模型将夸克与其附近的反夸克结合形成介子, 以及将三个附近的夸克 (或反夸克) 合并成一个重子 (或反重子)。对于事件中的夸克和反夸克, 原始的夸克合并模型在AMPT中[13, 26, 27, 31]首先寻找介子伴侣, 然后才是寻找重子或反重子伴侣。具体来说, 每个夸克 (或反夸克) 都有其默认的合并伴侣, 这些伴侣正是从夸克的母强子 (通过弦熔解过程分解得到) 的价成分。然后, 对于任何来自介子分解的可用 (即尚未合并) 夸克 (或反夸克), 夸克合并模型会搜索所有可用的反夸克 (或夸克) 并选择距离 (在夸克-反夸克系统静止框架中) 最近的一个作为新的合并伴侣来形成介

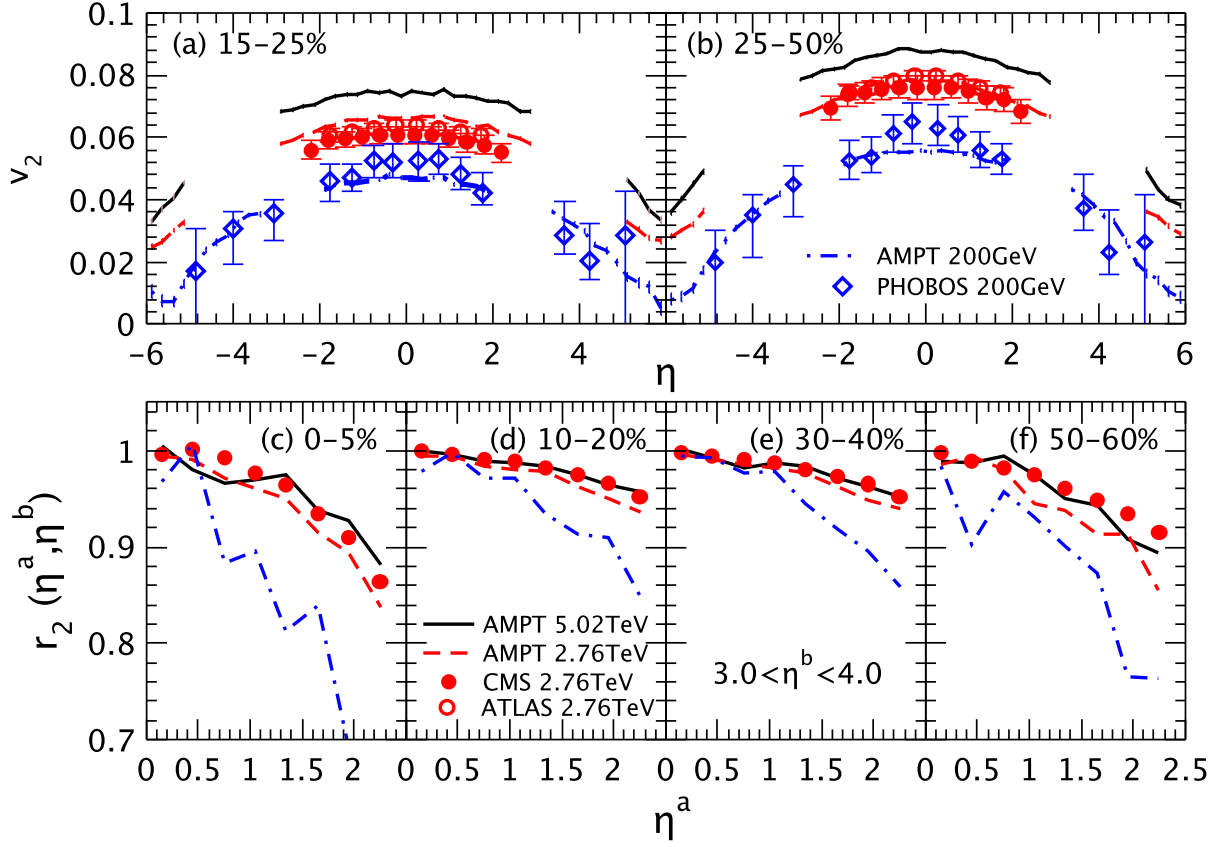


Fig. 3. AMPT-SM模型在 η 依赖性上的 v_2 结果与实验数据的比较，包括 (a) 15-25%中心度和 (b) 25-50%中心度，以及 (c) 至 (f) AMPT-SM模型在不同中心度下因数分解比 $r_2(\eta^a, \eta^b)$ 作为 η^a 函数的结果与CMS数据的比较。

子。在这些介子合并全部完成后，对于每个剩余的夸克（或反夸克），模型会搜索所有可用的夸克（或反夸克）并选择距离最近的两个作为新的合并伴侣来形成重子（或反重子）。结果，夸克合并后事件中的重子总数与合并前相同。类似地，夸克合并过程也保持了事件中反重子和介子的数量不变。然而，通过每个事件的夸克合并来单独保持重子、反重子和介子的数量的保护是不必要的，因为只需要保持一些守恒的电荷，例如净重子数和净奇异性数的保护。因此，我们通过移除强制单独守恒的约束改进了合并方法 [32, 112]。具体来说，对于任何可用的夸克，新的合并模型会搜索所有可用的反夸克，并记录在相对距离上最近的一个（记为 d_M ）作为形成介子的潜在合并伙伴。模型还会搜索所有可用的夸克，并记录距离最近的一个作为形成重子的潜在合并伙伴，然后再次搜索所有其他可用的夸克，并记录给出最小平均距离（即在三夸克系统静止框架中这三个夸克之间的三个相对距离

的平均值，记为 d_B ）的一个作为形成重子的另一个潜在合并伙伴。

在一般情况下，如果介子伙伴和重子伙伴都可用，夸克将根据以下准则 [32] 形成介子或重子：

$$\begin{aligned} d_B < d_M r_{BM} &: \text{form a baryon;} \\ \text{otherwise} &: \text{form a meson.} \end{aligned} \quad (7)$$

在上述内容中， r_{BM} 是新的合并参数，它控制着夸克形成重子而非介子的相对概率。注意同样的合并过程也适用于所有的反夸克，当一个组分只能找到介子伙伴或重子伙伴时，上述标准就不是必需的了。在 $r_{BM} \rightarrow 0$ 的极限下，将完全不会有反重子的形成，而由于（正的）净重子数守恒，将会形成最少数量的重子。另一方面，在 $r_{BM} \rightarrow \infty$ 的极限下，几乎不会有介子形成；更具体地说，根据事件中总夸克数除以三的余数，只会形成0、1或2个介子。因此，新的夸克合并机制允许夸克（反夸克）根据与合并伙伴（们）的距离自由形成介子或重子（反重子）。这是一个更

符合物理实际情况的画面；例如，如果密集物质的一个子体积仅由总数为三的倍数的夸克组成，它将会仅转化为重子（没有介子），就像我们所期望的那样。

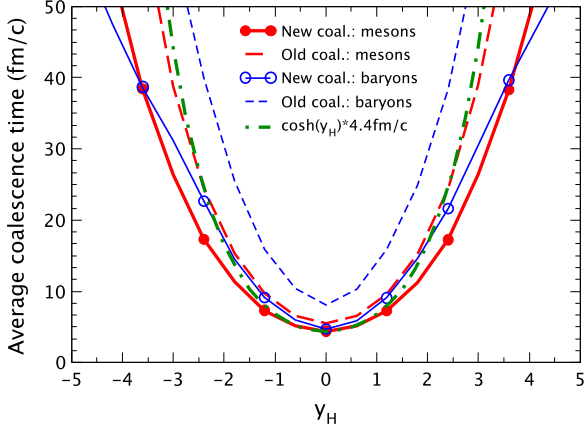


Fig. 4. 介子和（反）重子中的夸克合并的平均时间与强子速率为函数的关系，来自于新的（带圆圈的曲线）和旧的（虚线曲线）夸克合并模型，用于中心Au+Au碰撞在200GeV；点虚线曲线表示一个 $\cosh y_H$ 曲线，用于比较。

我们以AMPT-SM模型中 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的中心Au+Au碰撞为例，比较旧的和新的夸克合并机制[32]。使用相同的夸克相空间截面，以确保在旧的和新的夸克合并机制下，夸克合并前的夸克相空间配置在统计上是相同的。图4显示了介子和（反）重子中的夸克平均合并时间与强子快速度 y_H 的函数关系。我们看到，新的夸克合并机制（带有空心圆圈的曲线）中的重子和反重子现在比以前形成得早得多。这是因为旧的夸克合并机制倾向于较晚形成（反）重子，因为它在寻找（反）重子伴侣之前先寻找介子伴侣，一旦一个夸克被用于介子形成，它就不再可用于（反）重子形成。相比之下，新的夸克合并机制同时寻找潜在的介子伴侣和（反）重子伴侣，然后确定要形成的强子类型，使得合并过程更加物理且更有效率。此外，我们看到新的夸克合并机制（带有实心圆圈的曲线）中的介子也比以前形成得早，可能是因为给予夸克自由形成介子或（反）重子后提高了效率。由于绘制的合并时间是在AA碰撞的质心系中，如果我们假设密集物质是boost不变的，我们期望得到一个与 $\cosh y_H$ 成正比的依赖关系。图4中的点划线代表了一个与 $\cosh y_H$ 成正比的函数，它在定性上与我们的模型结果一致。

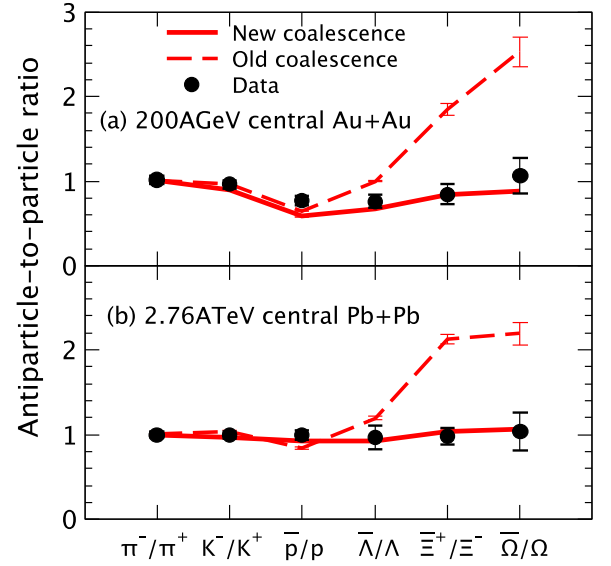


Fig. 5. 在中等快速度附近反粒子与粒子的比率，对于(a) 200 GeV中心Au+Au碰撞和(b) 2.76 TeV中心Pb+Pb碰撞，新的（实线）和旧的（虚线）夸克合并模型与实验数据的比较。

因此，新的夸克凝聚更加高效，特别是对于（反）重子的形成，因为一个部分子可以自由形成一个介子或一个（反）重子。结果，它改进了从AMPT-SM模型[32, 33, 113]对（反）重子可观测量的描述。图5展示了AMPT结果（使用 $r_{BM} = 0.61$ ），在中等rapidity附近，对于200 GeV的中心Au+Au碰撞[38, 114, 115]和2.76 TeV的Pb+Pb碰撞[101, 116, 117]的各种反粒子与粒子比率，并与中等rapidity处的实验数据进行了比较。这里的数据和模型结果都是针对0-5%中心性的情况，除了在200 GeV的 Ω 对应于0-10%中心性。我们看到，新的夸克凝聚的结果（实线曲线）通常与实验数据一致，而旧的夸克凝聚的结果（虚线曲线）严重高估了 Ξ 和 Ω 的比率。此外，反重子与重子的比率通常随着奇异性含量的增加而趋向于一，在AMPT模型和数据中都是如此。这与ALCOR模型[118]等模型一致，这些模型预测这些比率通过一个乘法因子，即 K^+/K^- 比率，依次更高。由于在能量下 K^+/K^- 比率通常略大于一，我们看到我们从改进的夸克凝聚得到的结果相当好地符合这一预期，并与实验数据一致。另一方面，具有改进夸克融合的AMPT模型[32, 119]在200 GeV及以下的中心Au+Au碰撞中仍然低估了 \bar{p}/p 比值。我们注意到，应该通过其他强子化机制来增强夸克融合，例如为

那些无法找到附近伙伴的部分子提供的片段化机制 [110, 111]。这也将有助于避免在强子化过程中可能违反热力学第二定律的情况 [120]，其中发现在相空间夸克融合过程中熵是否减少取决于诸如混合阶段的持续时间、体积膨胀和共振衰减等细节 [121]。还应注意的是，发现在使用原始部分子分布函数和HIJING的核阴影效应的AMPT模型中， r_{BM} 值为0.61可以合理地重现AA碰撞中的质子和反质子产额 [32]，而在使用现代核部分子分布函数的AMPT模型中，对于轻 ($u/d/s$) 强子的优选 r_{BM} 值为0.53 [119, 122]，对于魅强子的 r_{BM} 值为1.0 [122]。新的夸克合并不仅能描述低 p_T 下介子和K介子的 dN/dy 产额、 p_T 谱和椭圆流，而且还能更好地描述一般的重子可观测性，特别是(反)重子的 p_T 谱和反重子与重子之比，如 Ξ 和 Ω 的比率。它还被证明定性地描述了在小系统中观察到的重子-重子方位角关联的近侧反相关特征 [33, 113]。此外，它可以很容易地扩展，包括特定于给定强子种类的单独 r_{BM} 因子，例如描述增强的多奇异重子在核碰撞中的产生 [123]。因此，具有新夸克合并的弦熔融AMPT模型提供了对高能核碰撞中大块物质的更好整体描述。

D. Importance of finite nuclear thickness at lower energies

对于较低能量的重离子碰撞，由于束流方向有限的洛伦兹收缩，入射的投射核和目标核在质心系中的厚度会变大。因此，在较低能量的重离子碰撞的动态模型中，需要考虑有限的核厚度，这对应于较高的净重子密度。有限的核厚度增加了所产生物质的纵向宽度，因此显然会影响初始能量和净重子密度 [124, 125]。此外，它将导致初始粒子和能量产生的重要时间持续；因此，不能使用固定的固有时间来描述基于流体动力学模型的初始条件，而需要使用动态初始化方案 [126, 127]。

对于两个相同质量数 A 的核的中心碰撞，在质心系中两个核完全穿过对方所需的时间为：

$$d_t = \frac{2R_A}{\sinh y_{cm}} \quad (8)$$

在核的硬球模型中。在上述内容中， R_A 是核的硬球半径，而 y_{cm} 是抛射核的速度。例如，在 $\sqrt{s_{NN}} = 50$ GeV 的中心 Au+Au 碰撞中， $d_t \approx 0.5$ fm/c，这与典型

的部分子形成时间或流体动力学初始时间相当，前提是取 $R_A = 1.12A^{1/3}$ fm。因此，对于 $\sqrt{s_{NN}} \lesssim 50$ GeV 的中心 Au+Au 碰撞，人们可能会预期有限核厚度的影响是显著的，这是相对论重离子对撞机 (RHIC) 束流能量扫描 (BES) 计划关注的能量范围。

我们已经开发了半解析方法 [124, 125]，在计算初始能量密度时包括有限核厚度，这对于确定所产生的 QGP 的初始温度（以及在低能量下的净重子化学势）至关重要。传统上，Bjorken 公式 [128] 已经是估计在两个核相互穿过后，中心速度区域初始能量密度的标准半解析工具：

$$\epsilon_{Bj}(t) = \frac{1}{A_T t} \frac{dE_T}{dy}. \quad (9)$$

在上述内容中， A_T 代表重叠体积的完全横向面积，而 dE_T/dy 是中等速度下横向能量的初始速度密度，通常用最终态的实验 dE_T/dy 值来近似。由于 Bjorken 能量密度在 $t \rightarrow 0$ 时发散，需要一个有限的初始时间值，通常取为产生的量子的适当形成时间 τ_F 。然而，Bjorken 公式的严重局限性在于它忽略了碰撞核的有限厚度。因此，当穿越时间与形成时间相比不很小时，人们预期 Bjorken 公式可能会失效 [6]。

使用包括有限核厚度的半解析方法，我们已经计算了初始能量密度 $\epsilon(t)$ 作为时间的函数，包括其最大值 ϵ^{\max} [124, 125]，并且是在重叠区域的横向面积上的平均值。我们首先考虑了初始能量产生的时间持续性，但忽略了有限的纵向扩展 [124]，这使得我们能够得到 $\epsilon(t)$ 的明确解析解。考虑了均匀时间分布和贝塔时间分布，其中在均匀时间分布中，假设在 $y \approx 0$ 处的初始横向能量在时间 x 从 t_1 到 t_2 均匀产生：

$$\frac{d^2 E_T}{dy dx} = \frac{1}{t_2 - t_1} \frac{dE_T}{dy}, \text{ if } x \in [t_1, t_2]. \quad \frac{d^2 E_T}{dy dx} \propto [x(d_t - x)]^n \frac{dE_T}{dy}, \text{ if } x \in [0, d_t]. \quad (11)$$

注意， $n = 4$ 是根据与中心 Au+Au 碰撞中 AMPT-SM 模型在中等时空速下部分子的时间分布的比较而选择的 [124]。此外，对于这里展示的均匀分布，使用了 $t_1 = 0.29d_t$ 和 $t_2 = 0.71d_t$ ，因为它们给出了与 $n = 4$ 时的 beta 分布相同的时间均值和标准差。

然后，我们考虑了初始能量产生的时间有限性和纵向扩展 [125]。当 τ_F 不比两个原子核的穿越时间小很多时，这项后来研究的结果 [125] 与早期研究的

结果 [124] 相似。另一方面，存在一个定性差异，即在考虑了时间的有限持续时间和纵向扩展后， $\tau_F = 0$ 时的最大能量密度 ϵ^{\max} 是有限的 [125]，而 Bjorken 公式随着 $1/\tau_F$ 发散，仅考虑了时间有限持续性的方法 [124] 在低能下以 $\ln(1/\tau_F)$ 发散，但在高能下以 $1/\tau_F$ 发散。总的来说，这些研究得出了以下定性结论：在高碰撞能量和/或大的形成时间 τ_F 下，考虑原子核有限厚度后的初始能量密度接近 Bjorken 公式。然而，在低碰撞能量下，初始能量密度的最大值要低得多，演化时间要长得多，并且对 τ_F 的变化远不如 Bjorken 公式敏感。注意，我们已经编写了一个网络界面 [129]，该界面可以执行中心 AA 碰撞的半解析计算 [125]，用户可以输入碰撞系统、能量和真形成时间。

为了包括有限核厚度的影响，我们对 AMPT-SM 模型 [124] 的初始条件进行了修改，以在每个重离子事件中指定每个激发态弦的纵向坐标 z_0 和时间 t_0 ，然后通过弦熔化将这些转换成初始的部份子。注意，在正常的 AMPT-SM 模型 [13, 26, 27, 32] 中，每个初始状态下的激发态弦的纵向坐标 z_0 和时间 t_0 都被设置为零，这只有在非常高能量下才是正确的。图 6 显示了中心 Au+Au 碰撞在四个不同能量下的平均能量密度随时间演化的结果。在 200 GeV 的高能量下，包含（带有填充圆圈的曲线）和不包含（带有空心圆圈的曲线）有限核厚度的 AMPT-SM 结果基本上是相同的。这与 Bjorken 结果和我们的半解析结果也非常相似（在时间上移动结果之后）；这也证实了预期，即在足够高的能量下，有限核厚度对能量密度的影响可以大部分被忽略。然而，在较低的能量下，包含有限核厚度的 AMPT 结果却非常不同：最大能量密度较低，能量密度的时间演化（例如，超过最大能量密度一半的时间）更长。这些关键特点与半解析结果 [124, 125] 一致，其中均匀时间分布的结果和更实际的 beta 时间分布的结果在将均匀分布的时间平均值和标准差设置为与 beta 分布相同之后，彼此接近 [124]。从图 6 中我们还可以看到，在考虑了有限核厚度之后，最大初始能量密度随碰撞能量增加的速度要快得多，这与分析结果一致，即 Bjorken 公式在较低能量下对最大能量密度的高估程度更大 [124, 125]。此外，从图 6 中我们看到 AMPT 结果在时间上通常更为宽泛；部分原因是 AMPT 中的夸克固有形成时间不是常数，而是与母强子的横向质量成反比 [13]。AMPT 中的次级夸克散

射和密集物质的横向膨胀也会导致与半解析结果的差异，后者并未考虑这些效应。总的来说，我们发现，不考虑有限核厚度的 AMPT 结果类似于 Bjorken 结果，而包含有限厚度的 AMPT 结果则类似于我们的半解析结果。这些结果表明，在相对论重离子碰撞的动态模型中包含有限核厚度是非常重要的，特别是在较低能量下。

E. Modern parton distribution functions in nuclei

AMPT 模型的初始条件基于 HIJING 双组分模型 [23]。两个入射核之间的主要相互作用分为两部分：软组分通过 Lund 弦碎裂模型 [25, 92, 93] 描述，以及硬组分通过 PYTHIA5 程序 [25] 使用微扰 QCD 描述的迷你喷流产生。

在 HIJING 模型中，迷你喷流的微分截面可以通过微扰 QCD 框架中的因子化定理 [130] 计算。

$$\frac{d\sigma_{\text{jet}}^{cd}}{dp_T^2 dy_1 dy_2} = K \sum_{a,b} x_1 f_a(x_1, Q^2) x_2 f_b(x_2, Q^2) \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}}. \quad (12)$$

在上面的公式中， p_T 是产生的迷你喷流组分的横向动量， y_1 和 y_2 是两个产生的组分 c 和 d 的急速度，因子 K 考虑了对领头阶喷流截面的高阶修正， x_1 和 x_2 分别是两个初始组分携带的动量份额 x ， $f_a(x_1, Q^2)$ 是因子化尺度 Q^2 下，类型 a 组分在 $x = x_1$ 处的部分子分布函数（PDF）， σ^{ab} 是组分 a 和 b 的组分-组分截面， \hat{t} 是迷你喷流产生次过程的标准 Mandelstam 变量。

然后，通过将上述微分截面与横向动量截止值 p_0 积分，并考虑所有可能的最终状态组分味组合，得到总包含喷流截面（用于产生迷你喷流胶子以及 $u/d/s$ 夸克和反夸克）[23]。

$$\sigma_{\text{jet}} = \frac{1}{2} \sum_{c,d} \int_{p_0^2}^{\hat{s}/4} dp_T^2 dy_1 dy_2 \frac{d\sigma_{\text{jet}}^{cd}}{dp_T^2 dy_1 dy_2}, \quad (13)$$

其中 \hat{s} 是迷你喷流 subprocess 的标准 Mandelstam 变量。我们看到，迷你喷流横向动量截止值 p_0 和部分子分布函数 $f(x, Q^2)$ 是影响喷流截面的关键因素。总喷流截面和描述软组分的 σ_{soft} 参数决定了在 Eikonal 形式主义 [131, 132] 中的核子-核子相互作用截面。注意 p_0 只有在每对核子的质心系能量高于 10 GeV 时才

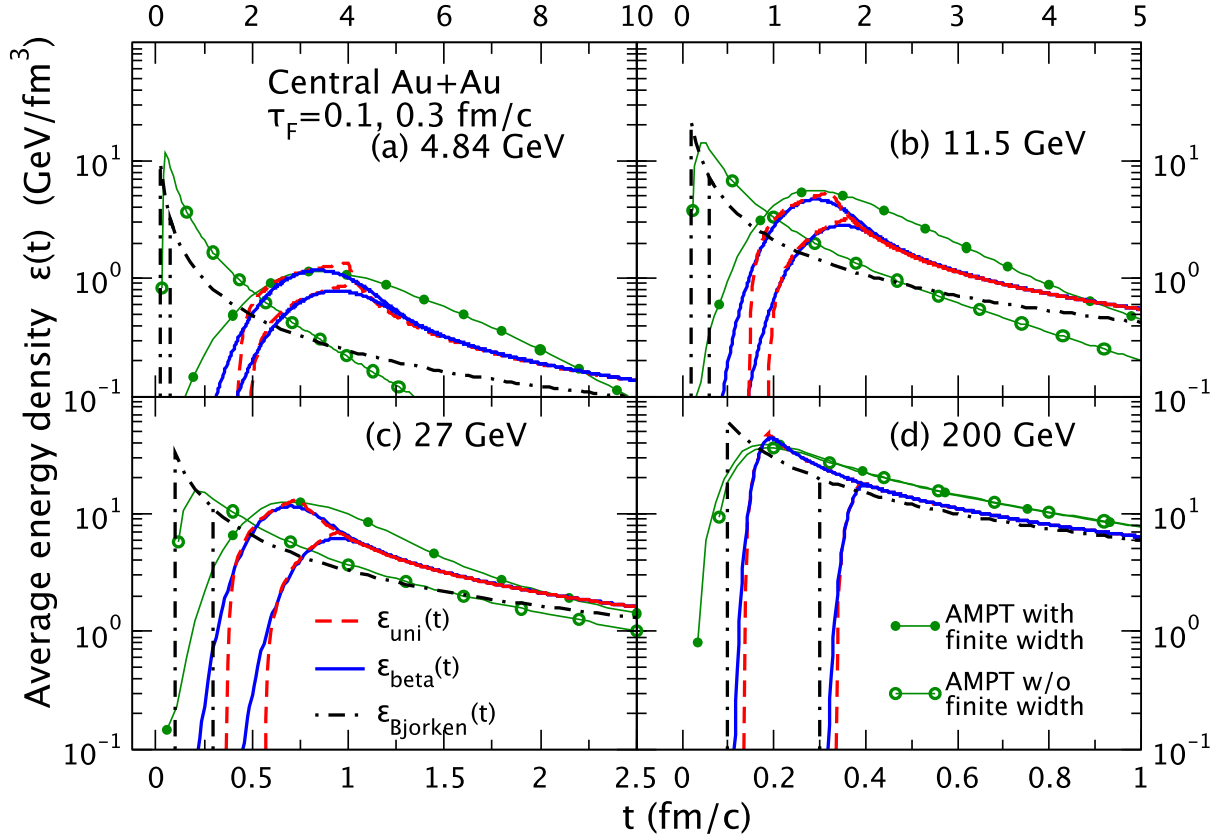


Fig. 6. 在中心时空快速度下，使用AMPT模型得到的中心Au+Au碰撞在（a）4.84，（b）11.5，（c）27，和（d）200 GeV时的平均参与子能量密度，包括有限核宽度（实心圆圈）和不包括有限核宽度（空心圆圈）的情况；还展示了均匀时间分布（虚线曲线）、beta时间分布（实线曲线）和Bjorken公式（点划线曲线）在 $\tau_F = 0.1$ & 0.3 fm/c时的结果，以便进行比较。

相关，因为当 $\sqrt{s_{NN}} < 10$ GeV 时，HIJING 模型中的喷流产生会被关闭。

蒙特卡罗事件生成器在进行强子碰撞模拟时需要的一个重要成分是输入的部分子分布函数 [133–135]。人们已经做出了努力实现基于事件生成器的唯象学研究的各种部分子分布 [136, 137]。在 pp 碰撞的事件生成器中，不同部分子分布的影响被认为是显著的，并且生成器中的关键参数通常依赖于输入 PDF 的细节 [138]。具体来说，在 AMPT 模型框架内的双组分模型中，部分子分布函数影响初态辐射和迷你喷流产生。使用现代部分子分布以及精心调整的模型参数是在 AMPT 模型中生成可靠的排他性最终态所必需的。HIJING 1.0模型 [23, 24]，用于生成原始AMPT模型的初始条件，采用Duke-Owens夸克分布函数集 1 [139]来描述自由质子。然而，众所周知，Duke-Owens PDFs是在现代PDFs的全局拟合中使用的一系列实验数据尚未可

用时获得的 [135]。在高能下对于minijet和重味生成相关的小- x 部分子密度通常被Duke-Owens PDFs低估 [140]。因此，我们使用现代自由核子的夸克分布函数集（CTEQ6.1M集 [141]）和相关 p_0 和 σ_{soft} 参数的重新调整 [119]更新了AMPT模型。注意，这个更新是基于具有新夸克重组的AMPT模型 [32]。还应注意的是，HIJING 2.0模型 [142]是一个类似的更新，它用GRV PDFs [143]替换了HIJING 1.0模型中的Duke-Owens PDFs。对于足够高能量的核碰撞，事件生成器的结果依赖于入射核的部分子分布函数。类似于自由核子的情况，几个研究团队已经进行了核 PDFs相对于自由核子PDFs的修改的全局分析 [144–148]。此外，自然期望核修正依赖于核子在核内的位置。因此，考虑了核部分子密度的空间依赖性 [23, 149–154]，并基于 EKS98 [156]和EPS09 [157]拟合进行全局分析以提取具有空间依赖性的核PDFs [155]。在最近的一项研究中 [119]，我们已经将空间依赖性的EPS09s核

修正 [155] 纳入AMPT模型中，以替换原始的HIJING 1.0核阴影。注意HIJING 1.0阴影是空间依赖的，但独立于 Q^2 或部分子类型 [13, 23]，类似于HIJING 2.0核阴影 [142]。

对于核内的质子，其部分子分布函数可以写为风味 i 的

$$f_i^{p/A}(x, Q^2) \equiv R_i^A(x, Q^2) f_i^p(x, Q^2), \quad (14)$$

其中 $f_i^p(x, Q^2)$ 是自由质子中相应的概率密度函数 (PDF)。这里 $R_i^A(x, Q^2)$ 代表空间平均的核修正函数，该函数通常依赖于 x 的范围：在小 x 时的阴影区域， $x \sim 0.1$ 时的反阴影区域，以及 x 接近 1 时的 EMC 效应区域。核修正函数的空间依赖性可以表述为

$$R_i^A(x, Q^2) \equiv \frac{1}{A} \int d^2s T_A(s) r_i^A(x, Q^2, s), \quad (15)$$

其中 $T_A(s)$ 表示在横向位置 s 处的核厚度函数，而 $r_i^A(x, Q^2, s)$ 表示依赖于空间的核修正函数。

图7中的实线显示了从原始和更新的AMPT模型中得到的自由质子中的胶子密度分布（乘以 x ）。还显示了在铅核中心的束缚质子的EPS09s和HIJING核修正的胶子密度分布。我们看到，在使用CTEQ6.1M集合更新的AMPT模型中，胶子密度与旧的Duke-Owens集合有很大不同，并且在小 x 处要高得多。我们还看到，EPS09s中的胶子阴影效应比HIJING 1.0模型中的要弱得多。

如前所述，在HIJING模型中， p_0 和 σ_{soft} 是决定 pp 和 $p\bar{p}$ 碰撞的总截面和非弹性截面的两个关键参数。在使用Duke-Owens PDF的HIJING 1.0模型中，发现 $p_0 = 2.0 \text{ GeV}/c$ 和 $\sigma_{\text{soft}} = 57 \text{ mb}$ 的常数值可以合理地描述 pp 和 $p\bar{p}$ 碰撞的实验截面，涵盖较宽的能量范围 [23, 24, 158]。另一方面，当在HIJING 2.0模型中更新PDF时 [119, 142]，需要依赖能量的 $p_0(s)$ 和 $\sigma_{\text{soft}}(s)$ 值。

在我们实现CTEQ6.1M PDF在AMPT模型 [119]的工作中，能量依赖参数 $p_0(s)$ 和 $\sigma_{\text{soft}}(s)$ 是通过拟合 pp 和 $p\bar{p}$ 碰撞的实验总截面和非弹性截面确定的，这些实验在能量范围 $4 < \sqrt{s} < 10^5 \text{ GeV}$ 内进行，如图 8所示。然后，我们得到了以下的 pp 碰撞

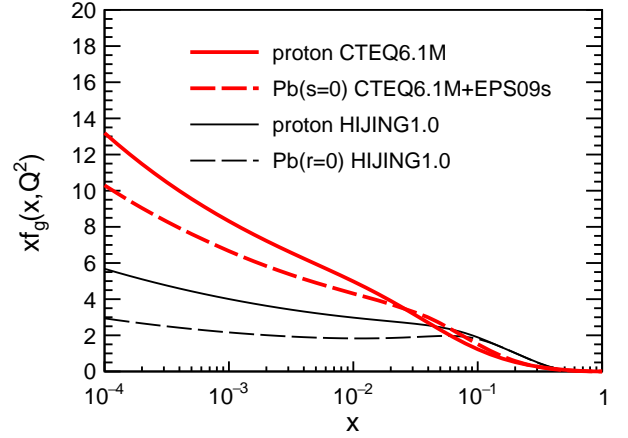


Fig. 7. 自由质子（实线）和铅核内质子（虚线）在 $Q^2=10 \text{ GeV}^2$ 时的胶子密度分布（乘以 x ）来自原始（黑色）和更新（红色）的AMPT。

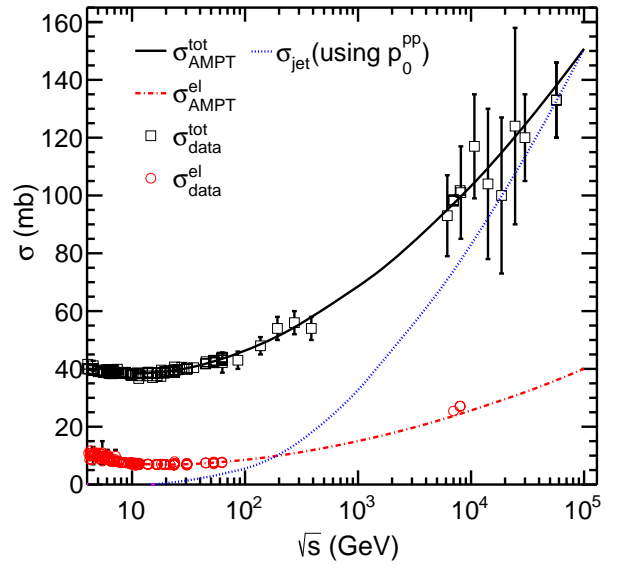


Fig. 8. 总截面和弹性截面与质心系能量的对比：更新的AMPT模型（实线和点划线）与实验数据（符号）的比较；模型中的 σ_{jet} 也显示出来（虚线）。

的 $p_0(s)$ 和 $\sigma_{\text{soft}}(s)$ 函数：

$$p_0^{pp}(s) = -1.71 + 1.63 \ln(\sqrt{s}) - 0.256 \ln^2(\sqrt{s}) + 0.0167 \ln^3(\sqrt{s}), \quad (16)$$

$$\sigma_{\text{soft}}(s) = 45.1 + 0.718 \ln(\sqrt{s}) + 0.144 \ln^2(\sqrt{s}) + 0.0185 \ln^3(\sqrt{s}). \quad (17)$$

在上面的内容中, p_0^{pp} 和质心碰撞能量 \sqrt{s} 分别以 GeV/c 和 GeV 为单位; 而 σ_{soft} 以 mb 为单位。注意, 在核碰撞中, \sqrt{s} 将被替换为 $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ 。我们还发现, 更新的 AMPT-SM 模型合理地描述了在 pp 和/或 $p\bar{p}$ 碰撞中从 $\sqrt{s} \sim 4$ GeV 到 13 TeV 的带电粒子产额和 p_T 谱 [119]。

当我们应用上述 $p_0(s)$, $\sigma_{\text{soft}}(s)$ 以及 EPS09s 核阴影到 LHC 能量下的中心 AA 碰撞时, 然而, 我们相当惊讶地发现 AMPT-SM 模型的强子产额显著高于实验数据。如图 Fig. 9(a) 所示, 使用 $p_0^{pp}(s)$ 值的 AMPT-SM 模型高估了中心 Pb+Pb 碰撞在 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV 时的末态强子多重性。由于较大的 p_0 值将抑制总喷射截面并减少粒子产额, 我们引入了迷你喷射截止 p_0 的全局缩放, 使其在中心 AA 碰撞中的值, $p_0^{AA}(s)$, 依赖于核的大小 [119]:

$$p_0^{AA}(s) = p_0^{pp}(s) A^{q(s)},$$

$$q(s) = 0.0334 \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right) - 0.00232 \ln^2 \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right) + 0.0000541 \ln^3 \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right), \text{ for } \sqrt{s} \geq E_0 = 200 \text{ GeV} \quad (8)$$

上述 $q(s)$ 函数是通过拟合在 RHIC 能量下的中心 Au+Au 碰撞以及在 LHC 能量下的中心 Pb+Pb 碰撞的总粒子产额确定的 (具体细节参见 [119])。当 $\sqrt{s_{\text{NN}}} \leq 200$ GeV 时, 其值为零, 因为 $p_0^{pp}(s)$ 在那里对中心 Au+Au 碰撞来说已经相当合理, 而当 $\sqrt{s_{\text{NN}}} \sim 10^7$ GeV 时, 其值接近 0.16。这个核尺度的迷你喷射流动量截止尺度 p_0 是受到颜色玻璃凝聚态 [159] 的物理启发的, 在足够高的能量下, AA 碰撞中小 x 胶子的饱和动量尺度 Q_s 与核的大小有关, 表现为 $Q_s \propto A^{1/6}$ 。

正如 Fig. 9(b) 所示, 使用来自全局核尺度的 $p_0^{AA}(s)$ 更新的 AMPT-SM 模型很好地重现了在 LHC 能量下中心 Pb+Pb 碰撞中识别的粒子产额。此外, 我们发现需要一个非常小的 Lund b_L 参数值, $b_L = 0.15 \text{ GeV}^{-2}$, 来描述中心 AA 碰撞中粒子的 p_T 谱 [119], 类似于早期的一项研究 [27]。注意, 最近我们已经使用局部核尺度推广了迷你喷射截止 p_0 和 Lund b_L 参数 [160], 将在第 II G 节中讨论, 这将有助于解释为什么高能 AA 碰撞比 pp 碰撞需要更大的 p_0 值但更小的 b_L 值。

F. Improvements of heavy flavor productions

重味粒子主要是在核碰撞早期通过初始的硬散射过程产生的 [161–163]。因此, 它们是探测重离子碰撞中产生的强电磁场 [164–166] 以及密集物质的传输性质 [167–171] 的有力观测手段。基于 pQCD 框架, 已经发展了多种理论框架来描述高能 pp 和 pA 碰撞中开放重味粒子的产生 [172–175]。对于 AA 碰撞, 可以包括介质效应, 例如来自 pQCD 计算的组分能量损失 [176, 177] 或 Langevin/Boltzmann 方程方法 [178–186]。在 AMPT 模型 [187, 188] 中对重味生产的研究有潜力为轻味和重味的传输提供一个统一模型, 并增进我们对夸克胶子等离子体 (QGP) 演化非平衡效应的理解 [49, 50, 189, 190]。此外, 使用部分子散射来模拟重夸克与演化介质之间的相互作用, 部分子级联方法能够在不需要假设小角度散射的情况下实现任何散射角分布。因此, 除了在第 II E 节中讨论的使用现代质子和原子核部分子分布的更新之外, 我们还在 AMPT 模型 [122] 中对重味生产进行了几项重大改进。首先, 为了自洽, 我们将重味截面包含在高能物理双成分模型中的总迷你喷射截面中。其次, 我们取消了对初始重夸克生产横动量的最小要求 (p_0), 因为来自 pQCD 的重夸克对生产截面由于重夸克质量的原因已经是有限的。这些变化可以通过以下修改后的迷你喷射截面公式来说明 [122]:

$$\sigma_{\text{jet}} = \sum_{c,d} \frac{1}{1 + \delta_{cd}} \int_{p_0^2}^{\hat{s}^2/4} dp_T^2 dy_1 dy_2 \frac{d\sigma_{\text{light}}^{cd}}{dp_T^2 dy_1 dy_2} + \sum_{c,d} \int_0^{\hat{s}^2/4} dp_T^2 dy_1 dy_2 \frac{d\sigma_{\text{heavy}}^{cd}}{dp_T^2 dy_1 dy_2}, \quad (19)$$

其中右手边的第一项代表了轻味 ($u/d/s/g$) 微喷的截面, 第二项代表了如魅和底的重味的截面。注意, 上述的因子 $1/(1 + \delta_{cd})$ 在最终态包含相同部分子的过程中变为 1/2, 例如在微喷胶子产生过程中 $g + g \rightarrow g + g$ 。相对地, 原始的 HIJING 模型使用方程 (13) 并将因子 1/2 应用于所有轻味微喷产生过程 [23], 这会导致比方程 (19) (在相同的 p_0 下) 更小的 σ_{jet} 。因此, 如下面所示, 需要增加 p_0 的值 [122], 以便方程 (19) 能够描述图 8 中所示的 pp 和 $p\bar{p}$ 碰撞的总和非弹性截面

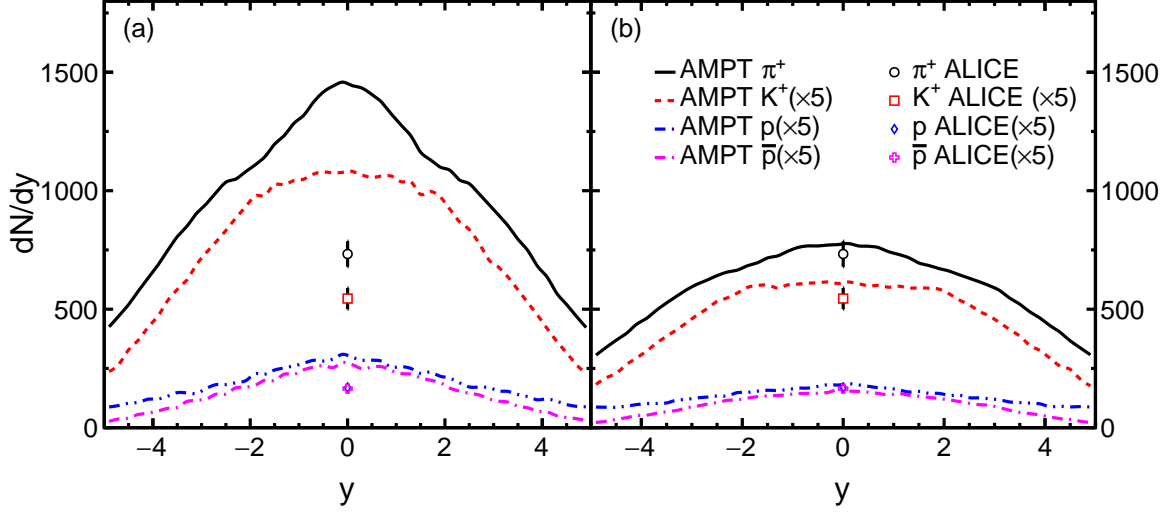


Fig. 9. 在 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的 0-5% 中心 Pb+Pb 碰撞中，使用 minijet 截断 (a) $p_0^{pp}(s)$ 或 (b) $p_0^{AA}(s)$ ，根据 AMPT-SM 模型识别的粒子速度分布与 ALICE 数据 [99, 101] 的比较。

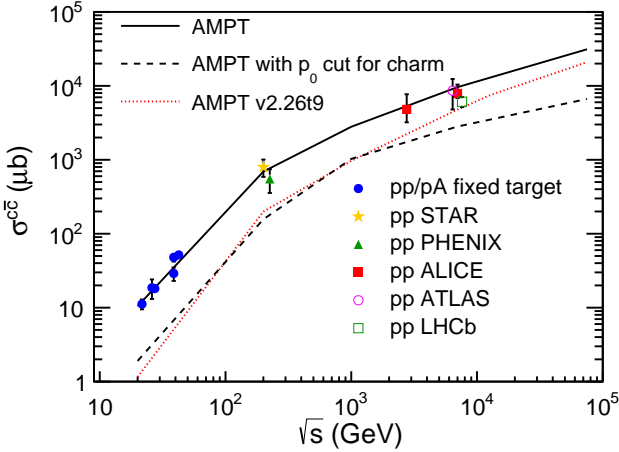


Fig. 10. 来自 AMPT 模型的 charm-anticharm 夸克对的总截面与世界数据 [191–197] 的比较，作为碰撞能量的函数。

的实验数据：

$$p_0^{pp}(s) = -1.92 + 1.77 \ln(\sqrt{s}) - 0.274 \ln^2(\sqrt{s}) + 0.0176 \ln^3(\sqrt{s}) \quad (20)$$

其中 p_0 以 GeV/c 为单位， \sqrt{s} 以 GeV 为单位。

在图 10 中展示了更新的 AMPT 模型（实线）对于 pp 碰撞中 $c\bar{c}$ 总截面随碰撞能量的变化，并与现有的世界数据进行了比较。我们发现更新的 AMPT 模型可

以很好地描述在不同碰撞能量下的 pp 碰撞数据。然而，原始的 AMPT 模型（虚线）显著低估了魅夸克的产生，特别是在低能量下。更新模型中增强的魅夸克产生主要是由于去除了 p_0 截断，因为当要求魅夸克在更新的 AMPT 模型中具有高于 p_0 的横向动量时，魅夸克的截面会低得多（点线）。

图 11 展示了 AMPT 模型在 $\sqrt{s} = 200$ GeV 和 7 TeV 的 pp 碰撞中得到的魅夸克的速度和横向动量分布。注意，本节中展示的魅夸克或强子结果已经对粒子和相应的反粒子的结果进行了平均。如图 11(a) 所示，在 RHIC 和 LHC 能量下，更新的 AMPT 模型在整个速度范围内找到的魅夸克产生率显著高于原始 AMPT 模型中的产生率。从图 11(b) 中所示的中等速度下的魅夸克 p_T 谱，我们看到去除魅夸克的 p_0 截断主要增强了低 p_T 的魅夸克产生。我们还看到，原始 AMPT 模型（虚线）和包括 p_0 截断的更新 AMPT 模型（点线）的结果是相似的，部分原因是原始 AMPT 模型中也使用了魅夸克产生的 p_0 截断（2 GeV/c ）。

在 AA 碰撞中，重夸克的产生受到额外的介质诱导初始态和终态效应的影响。在 AMPT 模型中，初始态效应包括原子核中部分子分布函数的核修饰，而终态效应则主要通过部分子级联中的部分子弹性重散

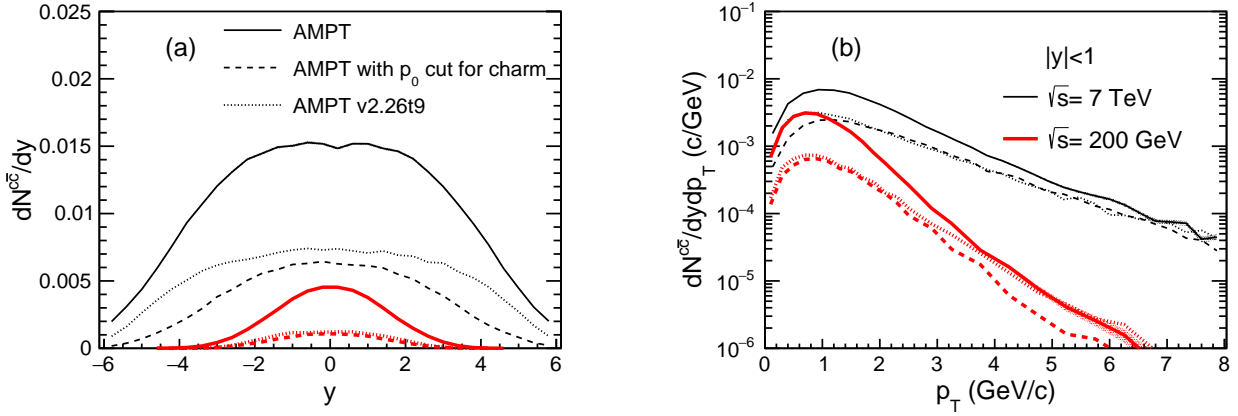


Fig. 11. charm 夸克 (a) 快速度分布和 (b) p_T 谱在 pp 碰撞中 $\sqrt{s} = 200$ GeV (红曲线) 和 7 TeV (黑曲线) 来自 AMPT 模型。阴影带代表统计误差。

射来处理 [109]。图 12 展示了 0-10% 中心 Au+Au 或 0-10% 中心 Pb+Pb 碰撞在不同能量下的魅夸克产量在中等伪速区的分布。我们看到，EPS09s 核修饰导致在较低能量的中心 AA 碰撞中魅夸克产量的增强，但在高能量下受到抑制。这是预期的，因为核修饰函数在大的 x 处有反阴影特征，在小的 x 处有阴影特征。我们还看到，更新的 AMPT 模型（实线）与魅夸克数据吻合良好，这些数据是通过将 STAR pp 魅夸克截面数据与二进碰撞的数量相乘获得的，用于 0-10% 中心 Au+Au 碰撞，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [198, 199]。类似于 pp 碰撞的结果，更新的 AMPT 模型在中心 AA 碰撞中在中等伪速区的魅夸克产量显著高于原始 AMPT 模型。

通过夸克合并形成的开放重味强子种类包括所有可能电荷的 charm 和 bottom 强子。为了再现 pp 碰撞中开放重味的矢量到伪标量介子比率的观测值，我们拟合了在夸克合并模型中形成原始矢量与伪标量重介子的相对概率，例如，原始 D^*/D 和 B^*/B 比率被设置为 1.0 [122]，而不是仅使用合并组分的不变质量，如同原始 AMPT-SM 模型 [13] 中所做的那样。注意，这些参数仅指定了合并后立即形成的原始矢量到伪标量介子比率，而不是最终状态的矢量到伪标量介子比率，后者包括了来自共振衰变的影响。此外，在这项重味研究 [122] 中使用的新的夸克合并模型 [32] 中，夸克形成重子而不是介子的相对概率由 r_{BM} 参数确定，如 Eq.(7) 所示。在我们早期的工作中，使用现代 PDF 更新了 AMPT 模型 [119]，对于轻

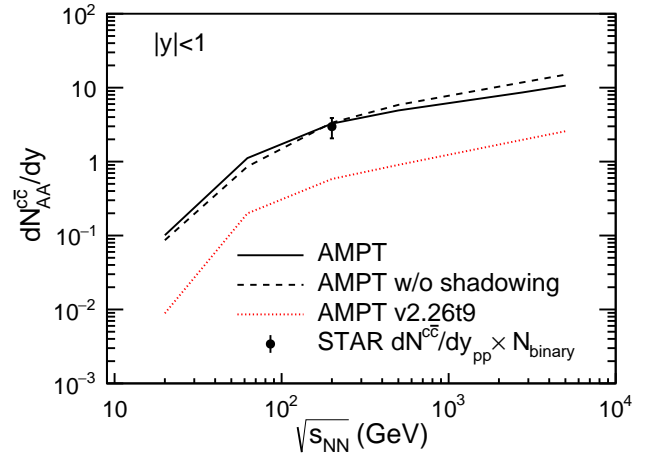


Fig. 12. 在 RHIC 能量下 0-10% 中心 Au+Au 碰撞以及高于 RHIC 能量的 Pb+Pb 碰撞中，使用 AMPT 模型计算的魅夸克对在中等快速度区域的 dN/dy 与 STAR 数据的比较。

味 ($u/d/s$) 强子的 r_{BM} 值被设置为 0.53，这里也使用了这个值。另一方面，我们将重味强子的 r_{BM} 值设置为 1.0，因为使用轻味的值会导致 charm 重子的数量与 pp 或 AA 碰撞中的实验数据相比过少（大约少 4 倍）。原则上，charm 强子的 r_{BM} 值取决于可用的 charm 重子态与 charm 介子态的数量和质量。对于 charm 使用更高的 r_{BM} 值的必要性与以下假设一致：相比于轻味区域，存在更多的 charm 重子态而不是 charm 介子态 [200]。

在重味生产方面的改进之后，我们发现更新的 AMPT 模型 [119] 能够很好地描述不同能量下

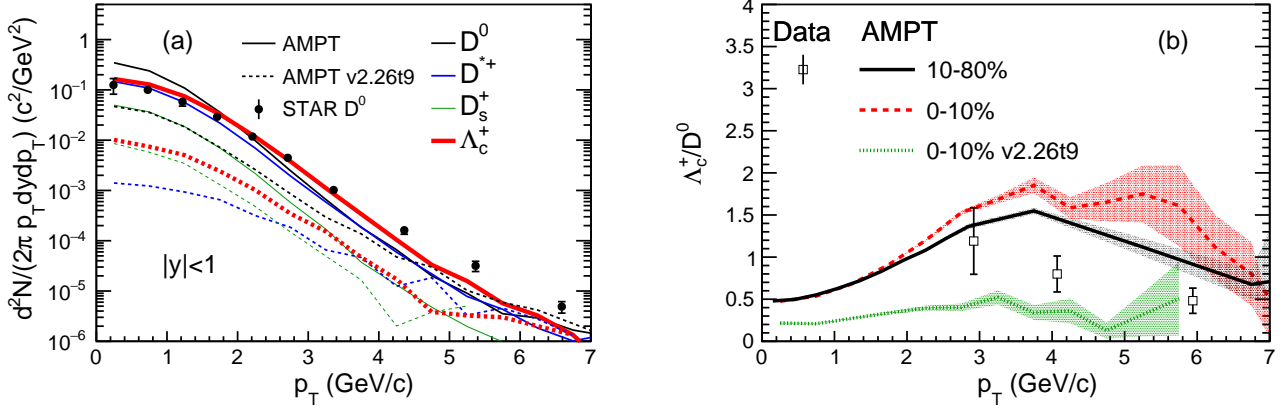


Fig. 13. (a) p_T 谱在中心Au+Au碰撞中在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的开放魅强子，以及 (b) Λ_c/D 比值与 p_T 的关系，在200 GeV的Au+Au碰撞中两个中心度的数据，来自AMPT模型，并与STAR数据 [198, 201]进行比较。

的 pp 碰撞中开魅强子（包括 D 、 D^* 、 D_s 和 Λ_c ）的产额和 p_T 谱。更新的模型在中心AA碰撞中的魅数据描述也比原始AMPT模型好得多。然而，更新的AMPT模型仍然不能很好地描述AA碰撞中魅强子的产生 [122]。如图 13(a)所示，与STAR数据相比，更新的AMPT模型在低 p_T 时高估了 D^0 产额，但在 p_T 高于2.5 GeV/c时低估了它。与原始AMPT模型相比，更新的AMPT模型在低 p_T 时的魅强子产额显著提高，类似于图 11(b)中展示的部分子水平的结果。我们还发现，在200 GeV的0-10% Au+Au碰撞中，更新的AMPT模型（虚线）中的魅重子与介子的比率（ Λ_c/D ）远大于原始AMPT模型（点线），如图 13(b)所示。与200 GeV的10-80% Au+Au碰撞的STAR数据 [201]相比，更新的AMPT模型得到的 Λ_c/D 比率随 p_T 的变化结果稍高。我们还看到，对于200 GeV的Au+Au碰撞，在10-80%中心度下，该比率略低于0-10%中心度下得到的比率。我们注意到AMPT-SM模型仅包括弹性部分子散射；因此，该模型仅适用于部分子辐射能量损失影响较小的区域。研究表明，在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，对于魅力强子，弹性碰撞能量损失在 $p_T \sim 5 - 6$ GeV/c以下可能是主导因素，而在 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV的Pb+Pb碰撞中，该效应在 $p_T \sim 15$ GeV/c以下占主导地位 [184]。因此，AMPT模型得到的魅力结果在这些 p_T 值以上不可靠。同时要注意，魅力 p_T 谱受到ZPC中魅力夸克散射截面及其角分布的影响。AMPT模型当前使用 $g + g \rightarrow g + g$ 散射截面处理所有部分子味的散

射，其中应使用味依赖的散射截面和角分布来处理部分子散射。此外，对于胶子的核阴影效应仍然存在较大的不确定性 [155]，这在AMPT模型中尚未得到充分的探讨。此外，除了重强子共振态的衰变外，AMPT模型尚未包括重味强子的强子散射 [202–206]。预期AMPT模型的未来发展将改善其对AA碰撞中重味产生的描述。

G. System size dependence under local nuclear scaling

系统尺寸对可观测量的影响对于揭示核碰撞中某些现象的转变可能是有用的，例如集体性的产生以及它是否来自于初始态的动量关联 [54, 55]或最终态的相互作用 [49–51, 56, 57]。从多个研究中已知，在AA碰撞的AMPT模型的初始条件下，某些关键参数需要与 pp 碰撞的值不同，以合理地描述数据 [13, 22, 27, 32, 95, 119]。首先，对称弦碎裂函数中的Lund b_L 参数 [92, 93]，如式(5)所示，对于大型碰撞系统需要显著小于 pp 碰撞的值。早期的一项研究也表明，常数 b_L 不能描述重离子碰撞中 $\langle p_T \rangle$ 的中心性依赖关系 [31]，其中提出了Lund碎裂参数的系统尺寸依赖关系作为一种可能的解决方案。注意，类似的系统尺寸依赖性框架已在弦碎裂模型中实现 [207–211]。其次，我们在AMPT模型的早期发展中发现 [119, 122]，在LHC能量下中心Pb+Pb碰撞的迷你喷流横向动量截止值 p_0 需要显著高于相同能量下 pp 碰撞的值。这些观测表明，上述两个参数应该与碰撞系统的尺寸有关，

以提供更好的AMPT模型初始条件。因此，我们最近提出 [160]，在AMPT模型中可以将 b_L 和 p_0 参数视为局部变量，它们依赖于两个入射原子核的核厚度函数。这个方案允许我们使用为 pp 碰撞获得的参数值和局部核缩放关系，来获得 AA 碰撞的值；然后模型将自治地描述核碰撞的系统大小和中心性依赖。

在Lund弦模型中 [92, 93]，对称的碎裂函数由 Eq.(5)给出。无质量强子的平均平方横向动量与Lund碎裂参数 a_L 和 b_L 的关系如 [13]所述。

$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{1}{b_L(2 + a_L)}. \quad (21)$$

因此，弦熔化后两个部分的 $\langle p_T \rangle$ 以及最终的强子都显著受到 b_L 值的影响。由于在重离子碰撞中，初始分子的平均横向动量在更大的系统中预计会更高，这是由于初始温度更高，我们预计 b_L 值会随着系统大小的增加而减小。注意，弦张力被认为在更密集的物质中更大 [209, 210, 212, 213]，因此随着系统大小的增加 b_L 值的减小与更强的色场的期望一致，从而弦张力 κ 更高，因为 $\kappa \propto 1/b_L$ [13]，如方程(6)所示。

我们提出 b_L 取决于每次碰撞事件中相应激发弦在核内的局部横向位置 [160]。具体来说，我们假设 b_L 在一个通用的 AB 碰撞中与局部核厚度函数成比例。

$$b_L(s_A, s_B, s) = \frac{b_L^{pp}}{\left[\sqrt{T_A(s_A)T_B(s_B)/T_p} \right]^{\beta(s)}}. \quad (22)$$

在上述内容中， b_L^{pp} 是针对 pp 碰撞的值（基于 $\langle p_T \rangle$ 数据的拟合选择为 0.7 GeV^{-2} ）， s 表示每核子对的质心碰撞能量的平方， $T_A(s_A) = \int \rho_A(s_A, z) dz$ 是在原子核 A 中心距离 s_A 处确定的核厚度函数，使用的是Woods-Saxon核密度分布 [156]，而 T_p 是质子的有效厚度函数的平均值（取为 0.22 fm^{-2} ）。当射线或目标是质子，或者当 $T_A(s_A)$ 或 $T_B(s_B)$ 来自核的值小于 T_p 值时，使用 T_p 而不是 $T_A(s_A)$ 或 $T_B(s_B)$ 。尽管在局部缩放关系中使用与 Eq.(22)不同的数学形式，我们的研究 [160]显示，几何缩放形式（即使用两个核厚度函数的几何平均）通常比算数形式表现得更好。我们注意到，基于TRENTo初始条件 [214]的系统性贝叶斯分析表明，局部核缩放的几何形式被实验数据 [215]所偏爱。

指数函数 $\beta(s)$ 描述了 b_L 的局部核缩放的能量依赖性。通过对RHIC能量下最中心的Au+Au碰撞以及

LHC能量下最中心的Pb+Pb碰撞的带电粒子 $\langle p_T \rangle$ 数据的拟合，它被参数化为

$$\beta(s) = 0.620 + 0.112 \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right) \Theta(\sqrt{s} - E_0), \quad (23)$$

其中 $E_0 = 200 \text{ GeV}$ ， $\Theta(x)$ 是单位阶跃函数。拟合的 $\beta(s)$ 函数如图 Fig. 14(a)所示（虚线），在RHIC能量下是一个常数，但在LHC能量下迅速增长。注意在低能量下 $\beta = 1$ （点线）可能是方程 Eq.(22)的一个“自然”极限，如果我们想象所有局域弦完全重叠，使得弦张力相加。这将给出 $b_L \propto 1/T_A(s_A)$ 对于中心 AA 碰撞，其中 $T_A(s_A)$ 正比于局域参与核或激发弦的数乘以纵向长度的积分。

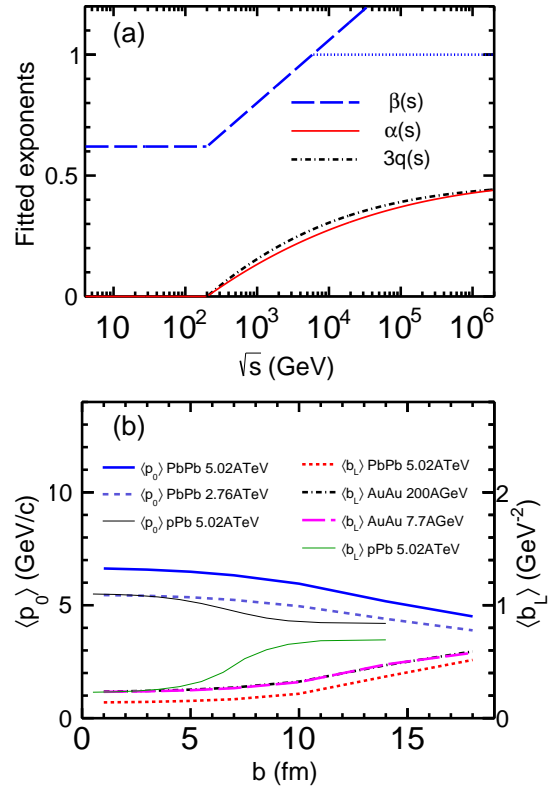


Fig. 14. (a) 拟合的指数函数 $\alpha(s)$, $\beta(s)$, 和 $3q(s)$ 与每核子对的质心能量 \sqrt{s} 的关系图。(b) p Pb, Au+Au 和 Pb+Pb 碰撞在不同能量下的平均 p_0 和 b_L 值与碰撞参数的关系图。

图 14(b)展示了Pb+Pb和pPb在5.02 A TeV以及Au+Au在两个RHIC能量下的 b_L 值在重叠体积上的平均值与冲击参数的关系。我们发现，LHC能量下的Pb+Pb碰撞的 $\langle b_L \rangle$ 低于RHIC能量下Au+Au碰撞的 $\langle b_L \rangle$ ，这对应于LHC能量下更大的弦张力，因

为LHC能量下指数 $\beta(s)$ 的值更大。另一方面，不同RHIC能量下 $\langle b_L \rangle$ 对冲击参数的依赖性基本上是相同的，因为 $\beta(s)$ 在那个能量范围内是常数。对于5.02A TeV的pPb碰撞，其 $\langle b_L \rangle$ 在小 b 时高于Pb+Pb碰撞，并且随着 b 的增长更快，这是由于其较小的系统尺寸。光味最小喷注产生的最小横向动量截止 p_0 是HIJING模型中的另一个关键参数，因此也是AMPT模型初始条件的关键参数 [23, 119, 142]。在我们使用现代nPDFs更新AMPT模型时 [119]， p_0 的碰撞能量依赖性是通过拟合 pp 截面数据确定的。然后，受到颜色玻璃凝聚态物理的启发 [159]，为了描述LHC能区中心Pb+Pb碰撞中带电粒子产额的实验数据，对于超过RHIC最高能量200A GeV的中心AA碰撞，引入了 p_0 截止的全局核缩放 [119]。在这里 [160]，我们超越了全局核缩放，而是将 p_0 视为一个局域变量，它取决于每个事件中相应硬过程的横向位置。因为预期 p_0 会随着系统尺寸的增加而增加，我们将它的值与一般AB碰撞中的核厚度函数关联起来，如 [160]所述。

$$p_0(s_A, s_B, s) = p_0^{pp}(s) \left[\sqrt{T_A(s_A)T_B(s_B)}/T_p \right]^{\alpha(s)} \quad (24)$$

由于 $T_A(s) \propto A^{1/3}$ ，式。(24)近似给出中央AA碰撞的 $p_0 \propto A^{\alpha(s)/3}$ ，因此基本上如果 $\alpha(s) = 3q(s)$ ，就恢复了全局核缩放。另一方面，对于边缘碰撞，其中 $T_A(s_A)$ 和 $T_B(s_B)$ 非常小，因此被替换为质子值(T_p)，式。(24)自动给出 pp 碰撞的 p_0 值。

由于 $p_0^{pp}(s)$ 适用于在200A GeV及以下的中央Au+Au碰撞中的带电粒子产额，我们假设需要修改核碰撞中的 p_0 的起始点是在最高RHIC能量 [119]。通过与最中心的Pb+Pb碰撞在2.76A TeV和5.02A TeV的带电粒子产额的比较，我们得到了这两个能量下首选的 $\alpha(s)$ 值。然后，我们按照 [160]拟合 $\alpha(s)$ 函数。

$$\alpha(s) = 0.0918 \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right) - 0.00602 \ln^2 \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right) + 0.000134 \ln^3 \left(\frac{\sqrt{s}}{E_0} \right), \text{ for } \sqrt{s} \geq E_0, \quad (25)$$

其中 $\alpha(s) = 0$ 对于 $\sqrt{s} < E_0 = 200$ GeV。我们在图 14(a)中看到，如预期的那样， $\alpha(s) \approx 3q(s)$ 。我们还看到，在非常高能量下，两者都趋向于1/2的值；这与我们的预期一致 [119]，即 p_0 与颜色玻璃凝聚态 [159]中的饱和动量 Q_s 密切相关，其中在饱和区域

$$Q_s \propto A^{1/6}.$$

图 14(b)还显示了在 2.76A TeV 和 5.02A TeV 的 Pb+Pb 碰撞以及在 5.02A TeV 的 pPb 碰撞中，平均 p_0 值随冲击参数的变化。正如预期的那样，我们看到 $\langle p_0 \rangle$ 随冲击参数增加而减小，并且由于 $\alpha(s)$ 值较小，在较低的 LHC 能量下的 $\langle p_0 \rangle$ 比在较高 LHC 能量下的值要小。此外，在 pPb 碰撞中的 $\langle p_0 \rangle$ 比在相同碰撞能量的 Pb+Pb 碰撞中的值要小，因为它的尺寸较小。另外， $\langle p_0 \rangle$ 随冲击参数的变化相对较弱，因为 $\alpha(s) \ll \beta(s)$ 在局部核尺度关系中的指数。

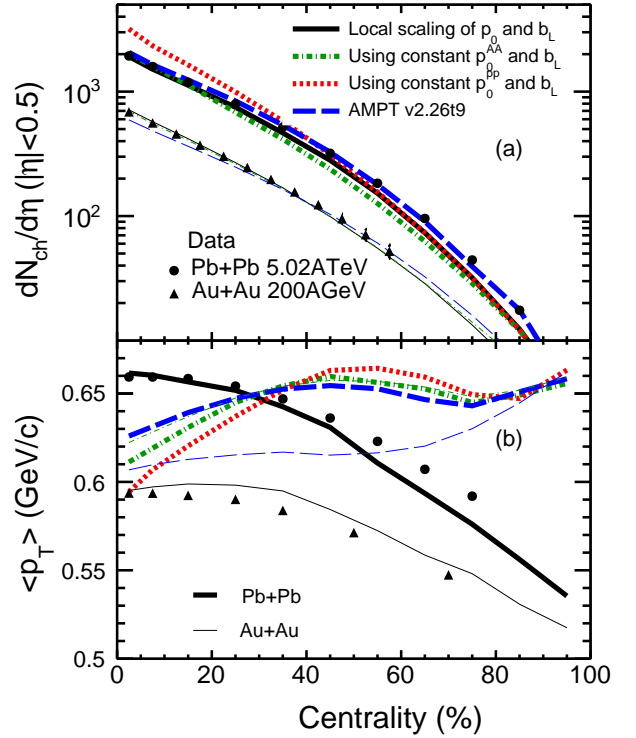


Fig. 15. (a) $dN_{ch}/d\eta$ and (b) $\langle p_T \rangle$ in the mid-rapidity region near 5.02A TeV Pb+Pb collisions (thick curves) and 200A GeV Au+Au collisions (thin curves), from this study (solid lines) and earlier AMPT version, compared with experimental data (symbols). For the calculation of $\langle p_T \rangle$, the p_T range in 5.02A TeV is [0.15, 2] GeV/c, in 200A GeV is [0.2, 2] GeV/c.

我们在图 15中展示了在不同AMPT版本下，与实验数据对比的Au+Au碰撞在200A GeV和Pb+Pb碰撞在5.02A TeV的中等伪快速度区域的 $dN_{ch}/d\eta$ 产额在图(a)和带电粒子 $\langle p_T \rangle$ 在图(b)。使用局部核尺

度缩放, 改进的AMPT模型 (实线) 合理地描述了在RHIC和LHC能量下的AA碰撞中的这些中心性依赖数据, 特别是在 $\langle p_T \rangle$ 描述方面有显著改进, 如图 15(b)所示。当我们关闭 p_0 和 b_L 的局部核尺度缩放, 而使用常数 $b_L = 0.15 \text{ GeV}^{-2}$ 和 $p_0(s)$ (在给定能量下为常数), 我们恢复了早期开发的AMPT模型 [122], 并获得了使用 $p_0(s) = p_0^{AA}(s)$ 的点划线曲线和使用 $p_0(s) = p_0^{pp}(s)$ 的点线曲线。它们都给出了错误的 $\langle p_T \rangle$ 中心性依赖, 因为模型结果 (点划线或点线) 显示从中心到外周碰撞主要是增加的趋势, 而数据显示的主要是减少的趋势。也展示了公共AMPT版本2.26t9 [61]的结果 (虚线), 它们同样未能描述带电粒子 $\langle p_T \rangle$ 数据的中心性依赖。在图 15(a)中, 我们看到在5.02A TeV的中心Pb+Pb碰撞中, 使用 $p_0(s) = p_0^{pp}(s)$ 时, 带电粒子的产额被显著高估了, 其中需要全局核缩放 $p_0(s) = p_0^{AA}(s)$ 来重现粒子产额。从Pb+Pb的结果中, 我们还看到, 在边缘碰撞中, p_0 的全局核缩放效应远小于在中心碰撞中的效应, 这是因为最小喷流产生的二元缩放使得 p_0 在边缘碰撞中不那么重要。因此, 不难发现, 使用局部核缩放得到的 $dN_{ch}/d\eta$ 结果与使用常数 p_0^{AA} 的AMPT结果在中心碰撞中相似, 但与使用常数 p_0^{pp} 的AMPT结果在边缘碰撞中接近。

局部核缩放关系还预测了从大系统到小系统的可观测变量如何依赖于系统大小。图 16(a)和16(b)分别显示了从AMPT模型 [160]得到的在中等伪快速度区域的 $dN_{ch}/d\eta$ 和带电粒子 $\langle p_T \rangle$ 与中心度的关系, 并与Au+Au 碰撞及几个较小碰撞系统的实验数据进行了比较 [221, 223–226]。我们看到改进的AMPT模型相当好地描述了这些数据, 进一步证明了局部核缩放假设的有效性。注意, 尽管中等伪快速度的 $dN_{ch}/d\eta$ 和 $\langle p_T \rangle$ 数据已被用于确定参数函数 $\alpha(s)$ 和 $\beta(s)$, 但这些较小系统的数据并未考虑在参数拟合中。在图 16中我们还看到, 从Cu+Cu到Au+Au碰撞在200A GeV时的带电粒子产生率和 $\langle p_T \rangle$ 的变化被局部核缩放很好地解释。例如, Cu+Cu中的 $\langle p_T \rangle$ 通常小于Au+Au中的值, 因为Cu+Cu碰撞的 b_L 值更大。然而, 注意我们这里的计算尚未考虑Xe核的形变 [227]。

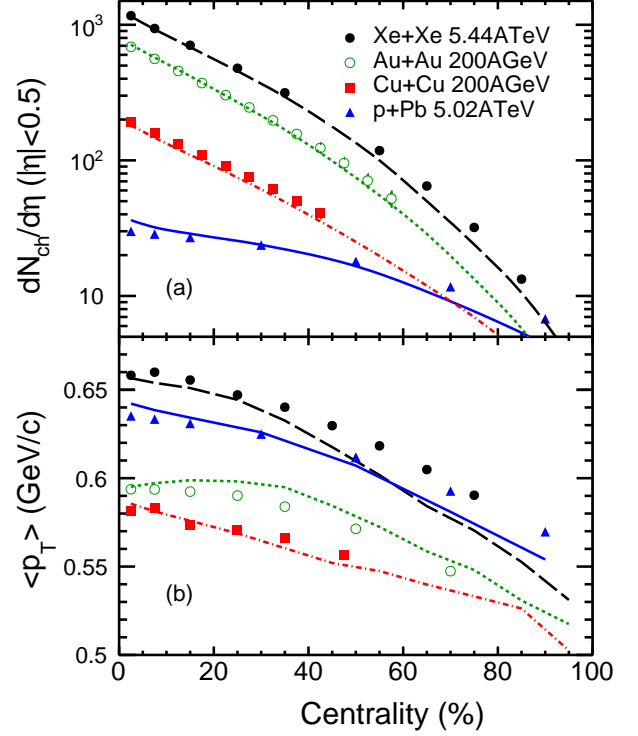


Fig. 16. (a) $dN_{ch}/d\eta$ 和 (b) $\langle p_T \rangle$ 在中等伪快速度附近与Xe+Xe碰撞的中心性关系在 5.44A TeV, Cu+Cu碰撞在200A GeV, 以及 pPb 碰撞在 5.02A TeV处, 来源于AMPT模型 (曲线) 与实验数据 (符号) 进行比较。用于 $\langle p_T \rangle$ 计算的 p_T 范围在LHC能量下为 $[0.15, 2] \text{ GeV}/c$, 在200A GeV下为 $[0.2, 2] \text{ GeV}/c$ 。

H. PYTHIA8 initial condition with sub-nucleon structure

迄今为止讨论的AMPT初始条件的修改是在使用PYTHIA5程序的HIJING双组分模型框架内进行的。尽管局部核标度的发展 [160]使得AMPT模型能够使用最小偏见 pp 碰撞的参数值重现 pA 和 AA 碰撞中变化粒子产额和 $\langle p_T \rangle$ 的系统尺寸依赖性和中心性依赖性, 但我们尚未直接解决这些可观测物的多重性依赖性, 特别是在 pp 碰撞中的 $\langle p_T \rangle$ 。另一方面, PYTHIA8 [228]在描述 pp 碰撞中的粒子产生方面相当成功。它已经基于Angantyr框架 [229]扩展到处理 pA 或 AA 碰撞, 并且PYTHIA8已被用作多个重离子蒙特卡罗模型的初始条件生成器 [230–232]。因此, 使用PYTHIA8作为AMPT模型的初始条件是一个值得考虑的选项。

最近，我们将PYTHIA8与AMPT-SM模型的最终状态部分子和强子相互作用以及夸克合并机制 [32]相结合，以研究 pp 碰撞 [233]。在这一方法中，AMPT原本由HIJING模型提供的波动初始条件被PYTHIA/Angantyr模型 [229]所替代。此外，当实现由PYTHIA生成的弦系统的时空结构时，可以对小系统中对于集体可观测物可能重要的次核子结构进行建模。给定质子电荷分布的情况下，可以对弦的形成和衰变进行详细处理，包括它们的空间和时间特性。这为研究提供了额外的灵活性和精确度，尤其是在处理小碰撞系统时，这些特性对于理解集体流动和其他集体现象非常关键。

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi R^3} e^{-r/R} \quad (26)$$

with $R = 0.2$ fm，可以通过两种方式将亚核子空间结构与激发弦的横向位置关联起来。在第一种方式中，产生的弦对象的横向坐标是根据给定冲击参数 b 的 pp 碰撞的重叠函数进行采样的：

$$T(x, y, b) = \int \rho(x - b/2, y, z) \rho(x + b/2, y, z) dz, \quad (27)$$

其中 z 沿着束流方向。在第二种方法中，包括事件间次核子涨落的初始横向空间条件是通过基于构成夸克图像的格劳伯蒙特卡罗方法生成的 [236, 239–243]。通过将质子建模为三个构成夸克，两个质子之间的相互作用可以被解释为每个入射质子中的构成夸克之间的碰撞，这些碰撞在格劳伯模型框架内发生 [241, 244]。首先根据质子分布 $\rho(r)$ 对夸克组分的位置进行采样，然后将受激发的弦的横向坐标随机分配给每个相互作用的夸克对的二元碰撞中心。

图 17 显示了使用 PYTHIA8 作为 AMPT 初始条件对质心系能量为 $\sqrt{s} = 13$ TeV 的 pp 碰撞中识别粒子 $\langle p_T \rangle$ 与带电粒子伪快度密度之间关系的影响。注意，只有在 $0 < p_T < 3$ GeV/c 和 $|y| < 0.5$ 范围内的强子被包含在这一比较中，且 ALICE 数据的中心值是通过数据重新拟合得到的 [245]。我们看到，使用 PYTHIA8 初始条件并同时包括部分子和强子演化的 AMPT 模型（实线），大致重现了实验数据。另一方面，原始的 AMPT 模型（虚线）合理地描述了 π 介子的 $\langle p_T \rangle$ ，但对于质子的 $\langle p_T \rangle$ 给出了非常弱的多重性依赖关系。与原始 AMPT 模型相比，质子的 $\langle p_T \rangle$ 的多重性依赖关系的显著改进大概来自于 PYTHIA8 模

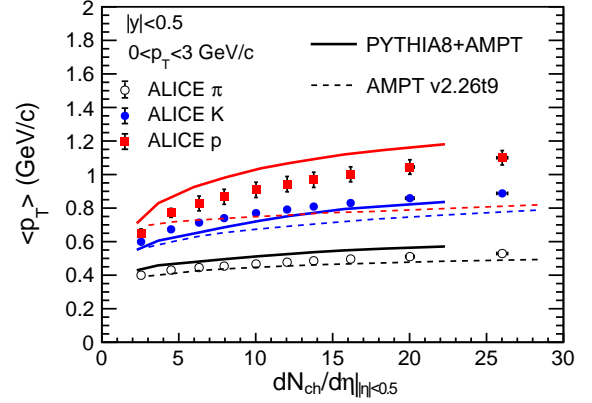


Fig. 17. $\langle p_T \rangle$ of π (黑色)、 K (蓝色) 和质子 (红色) 在中等速区内 $0 < p_T < 3$ GeV/c 与带电强子多重性密度的关系，针对 13 TeV pp 碰撞。使用 PYTHIA8 初期条件的 AMPT 模型（实线）与原始 AMPT 模型（虚线）以及 ALICE 数据进行了比较。

型中的多部分子相互作用。

图 18(a)展示了使用两种不同的生成子核空间结构的方法后，弦熔解后立即在横向平面内计算得到的初始空间离心率与每个事件的强子多重数的函数关系。请注意，我们只考虑了形成时间小于 5 fm/c 的强子，并且离心率是用每个强子形成时间的初始位置计算的 [246]。当使用重叠函数加权方法（黑色曲线）时，离心率主要由横向重叠区域的几何形状决定，因此随着强子多重数的增加而显著降低，如图(a)所示，而随着冲击参数的增加而显著增加，如图(b)所示。另一方面，当使用包含组成夸克的蒙特卡罗方法（红色曲线）时，即使在非常中心的碰撞或高多重数的事件中，也可以生成大的初始离心率。实际上，图 18(b)显示，由组成夸克方法得到的初始离心率对于较小冲击参数的 pp 碰撞更大，这与重叠函数方法的行为相反。

初始空间离心率的差异肯定会影响小型碰撞系统中，经过AMPT模型模拟相互作用后，最终状态动量的各向异性。使用以PYTHIA8为初始条件的AMPT模型，我们发现 [233]，在LHC高多重数 pp 碰撞中，两个粒子的长程关联对质子的子核结构的实现方式非常敏感。我们分析了两个带电强子在大伪快度间隔内的投影关联函数：

$$C(\Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{dN^{pair}}{d\Delta\phi}. \quad (28)$$

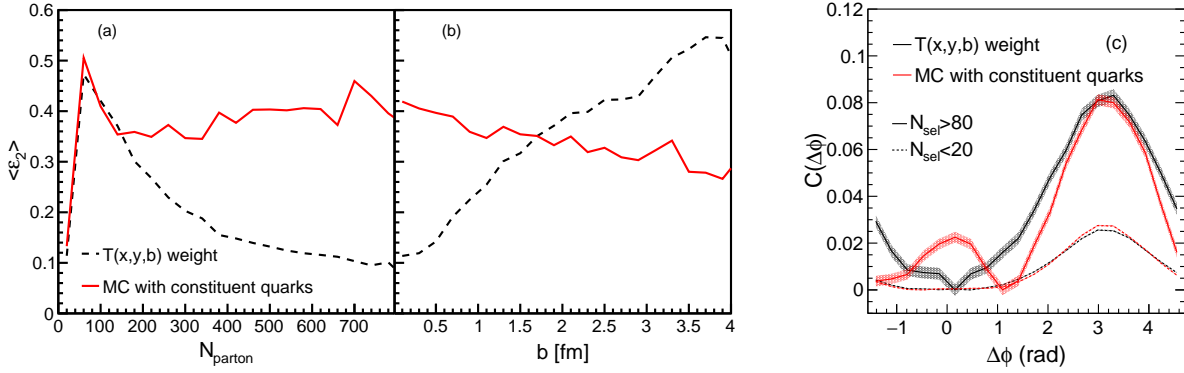


Fig. 18. 刚弦熔解后分子的初始偏心率与 (a) 部分子数目和 (b) 冲击参数的关系, 以及 (c) 在 13 TeV 的 pp 碰撞中, 两个不同多重性类别的事件的双粒子长程角关联。AMPT 结果展示了子核结构的重叠函数方法 (黑色曲线) 和带有构成夸克的蒙特卡罗方法 (红色曲线)。

触发和关联强子都要求在 $1 < p_T < 3$ GeV/c 和 $|\eta| < 2.4$ 范围内, 遵循 CMS 合作组的分析流程 [247], 并且每对中的两个强子必须在伪快度上有间隔, 间隔 $|\Delta\eta| > 2$ 。事件根据 N_{sel} (选定的带电轨迹的数量, 这些轨迹具有 $p_T > 0.4$ GeV/c 和 $|\eta| < 2.4$) 分为两类。高多重性事件定义为 $N_{\text{sel}} > 80$ 的事件, 而低多重性事件定义为 $N_{\text{sel}} < 20$ 的事件。

图 18(c) 展示了 0.2 mb 夸克截面的两种产生子核空间结构的方法得到的 $C(\Delta\phi)$ 函数的多重性依赖性 [233]。我们看到, 使用构成夸克方法 (红色实线) 模拟质子几何形状时, AMPT 模型使用 PYTHIA8 在高多重性事件中显示出一个长程岭状结构, 而使用重叠函数加权方法 (黑色实线) 则不显示这种结构。这表明双粒子长程关联与底层子核结构和波动之间存在联系。注意, 在实验数据中发现了相关函数的显著近侧岭状结构, 这被认为是高多重性 pp 事件中集体性的一个重要特征 [44, 247]。我们注意到, 原始的 AMPT-SM 模型也展示了长程近侧关联, 尽管它没有包括次核子结构 [233]。此外, PYTHIA 事件生成器本身已经考虑了最终态强子的再散射 [206, 248–250]。使用具有 PYTHIA8 初始条件的 AMPT-SM 模型, 我们可以将对 pp 碰撞的研究 [233] 扩展到使用 PYTHIA8 框架内的 Angantyr 模型的 pA 和 AA 碰撞。这将为使用同一模型研究集体性不同机制的研究, 如弦推和部分子/强子演化, 奠定坚实的基础。

I. Improved algorithm for the parton cascade

粒子关联与动量各向异性在 AMPT-SM 模型中通常由部分子相互作用主导 [13, 26, 41]。我们还发现, 在小系统中, 即使只有少数几次部分子散射也足以通过部分子逃逸机制产生显著的动量各向异性 [49, 50]。因此, 确保 AMPT 模型中部分子级联解的准确性非常重要。

AMPT 模型中的零质量级联 (ZPC) 弹性部分子级联 [109] 通过级联方法求解玻尔兹曼方程, 其中当两个部分子之间的最近距离小于相互作用范围 $\sqrt{\sigma_p/\pi}$ 时会发生散射, σ_p 为部分子散射截面。基于胶子弹弹性散射截面并用 QCD 在领头阶计算得到的 ZPC 中两部分子散射的默认微分截面由下式给出 [13, 109]:

$$\frac{d\sigma_p}{d\hat{t}} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{\hat{s}}\right) \frac{1}{(\hat{t} - \mu^2)^2}, \quad (29)$$

其中 μ 是一个筛选质量, 用于调整总截面。这样总截面就没有对 \hat{s} 的显式依赖。

$$\sigma_p = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2\mu^2}. \quad (30)$$

上述方程 (29-30) 表示前向散射。对于各向同性散射, $d\sigma_p/d\hat{t}$ 不依赖于散射角度。

众所周知, 由于对截面的几何解释, 级联计算会遭受因果律破坏的影响 [251, 252]。这会导致在高密度和/或大散射截面 (即, 大不透明度) 下得到不准确的数值结果。例如, 最近的一项研究 [29] 表明,

因果律破坏对从AMPT-SM模型 [13]得到的椭圆流的影响很小但非零。因果律破坏还导致不同的碰撞执行方式和/或参考框架可能导致不同的数值结果 [253–255]。由于因果律破坏导致的这些数值伪影可以通过部分子细分方法减少或消除 [12, 43, 252, 254, 256–260]。然而，部分子细分通常会改变事件与事件之间的关联和波动，近年来人们更加重视这一点 [34]；它在计算上也昂贵得多。因此，我们更倾向于改进部分子级联，以在不使用部分子细分的情况下得到足够精确的解。我们最近已经为盒计算追求这一目标 [261]。在ZPC中，可以选择不同的碰撞方案来实现级联方法 [109]。采用部分子散射的最近接近准则时，通常在两个部分子的质心系中计算最近接近距离。当两个部分子的最近接近距离小于 $\sqrt{\sigma_p}/\pi$ 时，它们可能发生碰撞。在给定的全局时间下，所有这些未来可能发生的碰撞都按照每个碰撞的排序时间列在碰撞列表中，以便可以依次执行它们。碰撞列表在每次碰撞后会持续更新，对于膨胀情况，当碰撞列表为空时，部分子系统会动态地冻结。对于计算盒子中的部分子系统，我们在全局时间足够大以至于之后部分子动量分布变化很小的时候终止部分子级联。当在两个部分子的质心系中计算最近接近距离时，散射的碰撞时间是一个定义良好的单一值。然而，由于有限的 σ_p ，两个部分子通常具有不同的空间坐标；因此，在两个部分子的质心系中的碰撞时间在经过洛伦兹变换后，在全局框架中变成了两个不同的碰撞时间（这里分别命名为 ct_1 和 ct_2 ，用于两个碰撞的部分子）。ZPC [109]的默认碰撞方案使用 $(ct_1 + ct_2)/2$ 作为碰撞时间和排序时间；这也是AMPT模型 [13]的情况。在 $\sigma_p = 2.6$ mb的默认ZPC方案 [261]下得到的结果在图 19中展示（带有空心圆圈的曲线）。面板（a）显示了最终的组分 p_T 分布，而面板（b）和（c）分别显示了组分 $\langle p_T \rangle$ （由 T 缩放）和 p_T 的方差（由 T^2 缩放）的时间演化。胶子系统在一个盒子中初始化，具有一个非平衡的初始动量分布，如面板（a）中的虚线所示，其中胶子密度与温度 $T = 0.5$ GeV时的玻尔兹曼分布热化的胶子系统相同。我们从图 19（a）中看到，默认ZPC方案的最终分布与预期的热分布（虚线）有显著偏差。另一方面，我们发现一个新的碰撞方案，它使用 $\min(ct_1, ct_2)$ 作为碰撞时间和排序时间，给出了一个非常接近热分布的最终分布 [261]。因果性违反

通常会抑制碰撞率，这就是默认ZPC方案的情况；因此，选择时间 $\min(ct_1, ct_2)$ 而不是 $(ct_1 + ct_2)/2$ 可以理解为增强了碰撞率，从而抑制了因果性违反。我们使用部分子细分方法来获得 $\langle p_T \rangle$ 和 p_T 方差的“精确”时间演化（虚线）如图 19(b)和(c)所示。我们看到，默认方案的 p_T 方差时间演化与“精确”的部分子细分结果显著偏离，尽管 $\langle p_T \rangle$ 的时间演化彼此接近（主要是由于总动量守恒）。相比之下，新方案 [261]的 p_T 方差时间演化非常接近部分子细分结果，该结果在晚期与理论预期（菱形）一致。通过检查不同部分子密度和截面的情况 [261]，我们相当惊讶地发现，即使在非常大的不透明度下，ZPC的新方案也能给出非常准确的结果（即，非常接近部分子细分结果和/或理论值），例如在 $T = 0.7$ GeV和 $\sigma_p = 10$ mb的情况下。

我们使用了一种新颖的子成分细分方法来获得图 19所示的结果。在标准方法中，我们将每个事件的初始子成分数量增加因子 l ，同时将截面减小相同的因子，这可以概括地表示为以下方式：

$$N \rightarrow l \times N, \quad V \text{ unchanged}, \quad (31)$$

其中 N 是事件中初始的马氏链数目， V 是初始的马氏链系统体积。由于可能的碰撞次数与 l^2 成比例，细分方法在计算时间方面非常昂贵，计算时间大致与每次细分事件的 l^2 或每个模拟马氏链的 l 成比例。然而，对于密度函数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ 在空间上均匀的盒状计算，可以使用以下新的细分方法：

$$N \text{ unchanged}, \quad V \rightarrow V/l, \quad (32)$$

其中我们通过因子 l 减少盒子的体积，同时在每个事件中保持相同的组分数目和动量分布。这种细分方法比标准的细分方法高效得多；因此，我们使用巨大的细分因子 10^6 （而不是通常的最多几百的值）。

我们强调，在执行组分细分时，微分截面不应改变；因此，组分细分的确切转换为 [261]

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rightarrow l \times f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t), \quad \frac{d\sigma_p}{dt} \rightarrow \frac{d\sigma_p}{dt}/l. \quad (33)$$

这一点对于前角散射特别相关。例如，当部分子细分需要减少式(30)中前角截面时，不应该通过将屏蔽质量 μ 增加 \sqrt{l} 倍来实现，因为这会改变式(29)中散射的角分布。相反，可以通过将 α_s 参数减少 \sqrt{l} 倍来实现，

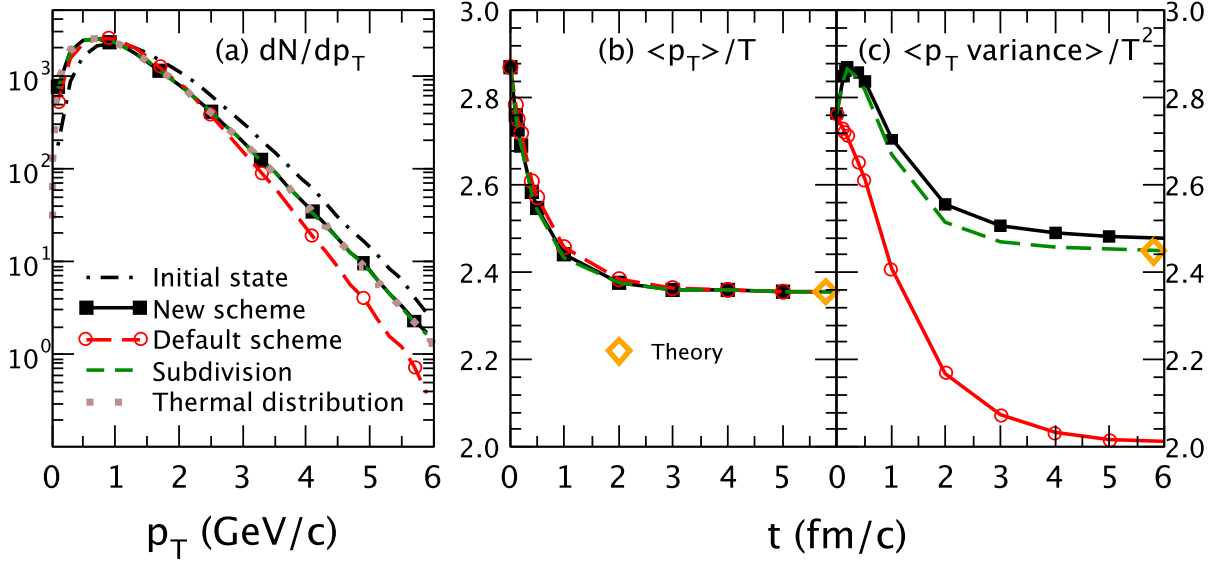


Fig. 19. (a) 最终的 p_T 分布, (b) $\langle p_T \rangle / T$ 的时间演化, 以及 (c) $\langle p_T \text{ 方差} \rangle / T^2$ 的时间演化, 来自于默认碰撞方案 (空心圆圈) 和新碰撞方案 (实心方块) 的 ZPC, 在 $T = 0.5 \text{ GeV}$ 和 $\sigma_p = 2.6 \text{ mb}$ 的条件下, 与细分因子 $l = 10^6$ (虚线曲线) 的夸克细分结果进行比较。

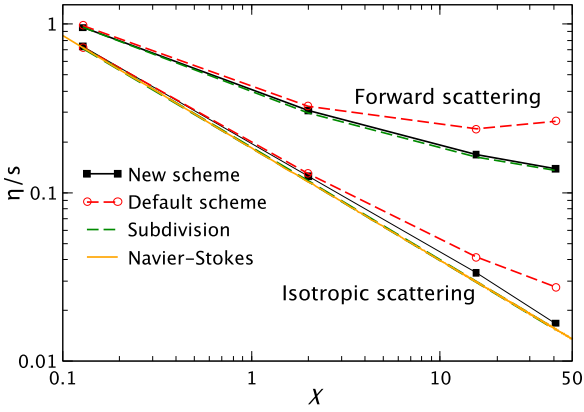


Fig. 20. 不同情况下胶子散射在盒子中的 η/s 比值与不透明度 χ 的关系; 没有符号的实线代表各向同性散射的 Navier-Stokes 期望值。

这样可以在保持其角分布不变的同时减少总的散射截面。

输运系数, 如剪切粘度 η , 代表了所产生物质的重要特性[262]。因此, 我们还评估了新的碰撞方案对剪切粘度 η 及其与熵密度的比值 η/s 的影响。应用了 Green-Kubo 关系式[263, 264]来计算平衡或近平衡状态下的剪切粘度[265–269]。因此, 我们根据 Green-Kubo 关系式[265], 以平衡的初始条件开始进行剪切粘度计算。

图20展示了我们的 η/s 结果, 作为不透明度参数 χ 的函数, 该参数定义为[254]

$$\chi = \sqrt{\frac{\sigma_p}{\pi}} / \lambda = n \sqrt{\frac{\sigma_p^3}{\pi}}, \quad (34)$$

其中 n 是部分子密度, λ 是平均自由程。图 19 中展示的胶子在盒子中 $T = 0.5 \text{ GeV}$ 和 $\sigma_p = 2.6 \text{ mb}$ 的情况对应于 $\chi = 2.0$, 图 20 中展示的其他 χ 值是通过以下情况获得的: $T = 0.2 \text{ GeV}$ 和 $\sigma_p = 2.6 \text{ mb}$, $T = 0.7 \text{ GeV}$ 和 $\sigma_p = 5.2 \text{ mb}$, 以及 $T = 0.7 \text{ GeV}$ 和 $\sigma_p = 10 \text{ mb}$ [261]。对于平衡状态下无质量的麦克斯韦-玻尔兹曼胶子气体的各向同性散射 (其中 $s = 4n$ 和简并因子 $d_g = 16$), 我们有以下纳维-斯托克斯期望:

$$\left(\frac{\eta}{s}\right)^{NS} \simeq \frac{0.4633}{d_g^{1/3} \chi^{2/3}} = \frac{0.1839}{\chi^{2/3}}, \quad (35)$$

这仅依赖于不透明度 χ 。我们在图 20 中看到, 对于各向同性散射, 细分结果与纳维-斯托克斯期望结果 (实线) 非常吻合。另一方面, 从默认的 ZPC 方案中提取的 η 和 η/s 值在大不透明度时与纳维-斯托克斯期望或部分子细分结果有显著差异, 尽管如预期的那样, 在低不透明度时它们是一致的。我们还看到, 对于前角散射和各向同性散射, 新的碰撞方案的结果与细分结果非常接近, 即使在极大的不透明度 $\chi = 41$ 时也

是如此。新的ZPC碰撞方案用于盒子计算是验证和改进ZPC部分子级联对于三维膨胀情形散射的第一步。

III. OTHER DEVELOPMENTS

还有其他对AMPT模型的发展在前一节中没有涉及。在这里，我们简要概述了其中一些工作。

AMPT模型已经被扩展以包括作为投射体和/或目标的变形核。首先，实现了变形的铀核 [270]来研究在200A GeV的U+U碰撞中各种可观测以及核变形的影响。后来，根据密度泛函理论（DFT）计算 [271–273]，修改了AMPT模型，以指定⁹⁶Ru或⁹⁶Zr核中初始质子和中子空间分布。然后，研究了DFT核密度分布对背景以及在同位素碰撞中可能的轴向磁效应（CME）信号的影响 [271]。扩展的AMPT模型也被用于研究提出了一种新方法在单一重离子碰撞系统中寻找CME的论文 [272]。另一项研究 [273]使用该模型研究了同位素碰撞中多重性分布和椭圆流，其中两个同位素系统之间的差异有潜力从通常的Woods-Saxon密度分布中明确区分DFT核分布。

AMPT模型还被扩展到包括在强子阶段的平均场势，在研究RHIC BES能量下粒子和反粒子的椭圆流分裂中 [274]。后来的研究将AMPT模型与基于3-味Nambu-Jona-Lasinio模型的夸克输运结合起来 [275]，以包括夸克平均场势；它表明，夸克和强子平均场势的组合可以描述观察到的椭圆流分裂。当前的AMPT模型因为两个原因而被知晓违反了电荷守恒 [276]。首先，强子级联是基于ART模型 [84]的，该模型明确包含了 K^+ 和 K^- 粒子，但没有 K^0 或 \bar{K}^0 。因此，我们在强子级联之前将 K^0 改为 K^+ ，将 \bar{K}^0 改为 K^- ，以便包含中性K介子的强子相互作用，而在强子级联之后，我们假设同位旋对称性，因此将最终状态的一半 K^+ 变为 K^0 ，将最终状态的一半 K^- 变为 \bar{K}^0 。第二个原因是AMPT中的许多强子反应和一些共振衰变违反了电荷守恒。一些反应通道没有考虑初始状态强子的电荷；相反，使用了同位旋平均的截面，并且每个最终状态强子的电荷是随机设置的 [276]。我们已经开发了一个版本的AMPT模型，纠正了这些问题，因此满足了电荷守恒 [277]。这个电荷守恒版本的AMPT模型已经与一些同事共享，用于他们最近对电荷依赖的CME信号的研究 [278, 279]。最近，

我们开发了AMPT模型的纯强子级联版本（AMPT-HC） [280]，用于研究低能量（低于几GeV）的重离子碰撞。注意，Eikonal形式主义是HIJING模型的基础，因此也是标准AMPT模型的初始条件，它预计在足够低能量的核碰撞中会失效。因此，我们在AMPT-HC模型中将重离子碰撞视为单独的核子-核子碰撞。首先，我们使用Woods-Saxon核子密度分布和局域Thomas-Fermi近似来初始化入射核中每个核子的位置和动量。然后，我们使用AMPT模型的强子级联部分来处理初级核子-核子碰撞，而不通过Lund弦碎裂、部分子级联或夸克复合过程。除了通常的弹性碰撞和非弹性碰撞外，AMPT-HC模型中的强子级联还包括了介子、重子和反重子的平均场势。该模型已被用于研究低能量Au+Au碰撞中 Ξ^- 的产生，这被认为是比单一奇异性（介子或 Λ ）产生更好的高密度核状态方程探针 [280]。

IV. SUMMARY AND OUTLOOK

为了提供一个自包含的基于运动学理论的相对论核碰撞描述，构建了一个多阶段输运模型，其中包括其四个主要组成部分：波动的初始条件、部分子相互作用、强子化以及强子相互作用。在这里，我们回顾自2004年AMPT源代码公开发布以及2005年出版物详细描述了当时模型细节以来的主要发展。为了提高初始条件的准确性，已经进行了多项改进，包括：结合有限核厚度，这对于低于几十GeV能量的重离子碰撞是相关的；结合现代核子的部分子分布函数，用于高能重离子碰撞；重夸克产生的改进；使用局部核缩放关键输入参数，以描述系统尺寸依赖性和中心性依赖性；以及结合了PYTHIA8和亚核子结构。此外，还有持续的努力来提高部分子级联的准确性，而不使用会改变事件间相关性和波动的部分子细分方法。此外，空间夸克凝聚模型得到了进一步的发展，允许夸克根据与其凝聚伙伴（们）的距离自由形成介子或重子，这改进了模型的重子和反重子产生。此外，还包含了产生和湮灭过程在强子级联中，开发了一个满足电荷守恒的AMPT版本，以及一个纯强子级联版本的AMPT模型，最近被开发来研究低于几GeV的低能量重离子碰撞。对于预期会产生夸克-胶子等离子体的高能量核碰撞，AMPT模型的弦熔化版本现在可

以合理且同时地描述从小到大碰撞系统的体物质的产额、横向动量谱和椭圆流。因此，AMPT模型已被应用于研究核碰撞中各种可观测，如粒子产额、粒子相关性和各向异性流、漩涡性和极化。

因为输运模型方法可以处理非平衡动力学，它为流体动力学方法提供了一个补充的框架。大系统在高能量下的模型，更重要的是，它非常适合研究从稀薄极限到流体动力学极限的过渡。因此，进一步发展一个多相运输模型作为相对论核碰撞的动力学模型将是有价值的。未来应该解决多个领域。关于初始条件，在足够低的能量下，纯强子级联版本应该适用，而在足够高的能量下，Eikonal形式应该有效。希望有一种统一的物理公式，随着碰撞能量的增加，自洽地从一种 regime 变为另一种 regime。此外，在足够高的能量和/或足够大的碰撞系统中，预计会形成夸克-胶子等离子体(QGP)，因此应该适用AMPT模型的弦熔化版本，而不是默认的弦主导版本。AMPT模型应该被改进为动态确定是否应在初始状态形成QGP；当初始能量密度足够高时，它将自洽地从弦主导的初始条件变为夸克主导的条件。AMPT模型中另一个初始条件的不足之处是在夸克相中缺乏胶子，一旦方法可

以被推广以处理夸克自由度（如非零净重子数）时，颜色-玻璃-凝聚态方法将是最理想的包含初始胶子的方法。关于夸克相，夸克级联应该被推广以在存在电磁场的情况下进行传输，以实现电磁场及相关可观测量的研究。另一个发展领域涉及高净重子密度物理和QCD临界点的研究。AMPT模型可以与或改进为使用有效理论，如函数重正化群方法或Nambu-Jona-Lasinio模型，以自洽地处理夸克相互作用，包括有效的状态方程和临界点的影响。关于强子化过程，应该采用一个动态的夸克重组标准，例如使用局部夸克能量密度作为重组标准，而不是在固定时间开始强子化。部分子运动冻结，应该发展。此外，还应包括独立碎裂等额外机制，以处理在局域相空间内未找到合适的合并伙伴的部分子；这将使AMPT模型在考虑了高 p_T 部分子的辐射能量损失后，能够适用于高 p_T 物理的研究。至于强子级联，通过引入更多共振态，以获得更现实的热力学特性和强子物质的化学平衡，以及采用现代模型如SMASH模型作为新的强子级联组件，将从中受益。我们期待，即使仅在几个重点区域有所改进，AMPT模型在近期内将使我们能够探讨重离子物理中的一些关键问题，并且也为社区在核碰撞的各种研究中，作为一个更可靠的开源输运模型。

-
- [1] T. D. Lee and G. C. Wick, Vacuum stability and vacuum excitation in a spin 0 field theory. *Phys. Rev. D* **9**, 2291-2316 (1974). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.2291>
 - [2] E. V. Shuryak, Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions. *Phys. Lett. B* **78**, 150 (1978). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(78\)90370-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(78)90370-2)
 - [3] I. Arsene *et al.* [BRAHMS], Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment. *Nucl. Phys. A* **757**, 1-27 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130>
 - [4] B. B. Back *et al.* [PHOBOS], The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nucl. Phys. A* **757**, 28-101 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084>
 - [5] J. Adams *et al.* [STAR], Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys. A* **757**, 102-183 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085>
 - [6] K. Adcox *et al.* [PHENIX], Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl. Phys. A* **757**, 184-283 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086>
 - [7] U. Heinz and R. Snellings, Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 123-151 (2013). <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102212-170540>
 - [8] W. Busza, K. Rajagopal and W. van der Schee, Heavy ion collisions: the big picture, and the big questions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **68**, 339-376 (2018). <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-020852>
 - [9] M. Gyulassy and L. McLerran, New forms of QCD matter discovered at RHIC. *Nucl. Phys. A* **750**, 30-63 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.10.034>
 - [10] S. A. Bass *et al.*, Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41**, 255-369 (1998). [https://doi.org/10.1016/S0146-6410\(98\)00058-1](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(98)00058-1)
 - [11] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li and Z. W. Lin,

- A multiphase transport model for nuclear collisions at RHIC. *Phys. Rev. C* **61**, 067901 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.61.067901>
- [12] Z. Xu and C. Greiner, Thermalization of gluons in ultrarelativistic heavy ion collisions by including three-body interactions in a parton cascade. *Phys. Rev. C* **71**, 064901 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.064901>
- [13] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang and S. Pal, A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **72**, 064901 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.064901>
- [14] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies. *Nucl. Phys. A* **831**, 215-242 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2009.09.007>
- [15] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen and S. A. Voloshin, Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions. *Phys. Lett. B* **503**, 58-64 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00219-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00219-2)
- [16] B. Betz, J. Noronha, G. Torrieri, M. Gyulassy, I. Mishustin and D. H. Rischke, Universality of the diffusion wake from stopped and punch-through jets in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **79**, 034902 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.034902>
- [17] B. Schenke, S. Jeon and C. Gale, Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 042301 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.042301>
- [18] P. Bozek, Collective flow in p-Pb and d-Pd collisions at TeV energies. *Phys. Rev. C* **85**, 014911 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.014911>
- [19] H. Petersen, J. Steinheimer, G. Burau, M. Bleicher and H. Stöcker, A fully integrated transport approach to heavy ion reactions with an intermediate hydrodynamic stage. *Phys. Rev. C* **78**, 044901 (2008). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.044901>
- [20] K. Werner, I. Karpenko, T. Pierog, M. Bleicher and K. Mikhailov, Event-by-event simulation of the three-dimensional hydrodynamic evolution from flux tube initial conditions in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **82**, 044904 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.044904>
- [21] H. Song, S. A. Bass, U. Heinz, T. Hirano and C. Shen, 200 A GeV Au+Au collisions serve a nearly perfect quark-gluon liquid. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 192301 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.192301>. [erratum: *Phys. Rev. Lett.* **109**, 139904 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.139904>]
- [22] Z. W. Lin, S. Pal, C. M. Ko, B. A. Li and B. Zhang, Charged particle rapidity distributions at relativistic energies. *Phys. Rev. C* **64**, 011902 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.011902>
- [23] X. N. Wang and M. Gyulassy, HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions. *Phys. Rev. D* **44**, 3501-3516 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.44.3501>
- [24] M. Gyulassy and X. N. Wang, HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions. *Comput. Phys. Commun.* **83**, 307 (1994). [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(94\)90057-4](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90057-4)
- [25] T. Sjostrand, High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.* **82**, 74-90 (1994). [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(94\)90132-5](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90132-5)
- [26] Z. W. Lin and C. M. Ko, Partonic effects on the elliptic flow at RHIC. *Phys. Rev. C* **65**, 034904 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.034904>
- [27] Z. W. Lin, Evolution of transverse flow and effective temperatures in the parton phase from a multi-phase transport model. *Phys. Rev. C* **90**, no.1, 014904 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.014904>
- [28] D. Molnar and S. A. Voloshin, Elliptic flow at large transverse momenta from quark coalescence. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 092301 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.092301>
- [29] D. Molnar, How AMPT generates large elliptic flow with small cross sections. arXiv:1906.12313 [nucl-th].
- [30] A. Bzdak and G. L. Ma, Elliptic and triangular flow in p+Pb and peripheral Pb+Pb collisions from parton scatterings. *Phys. Rev. Lett.* **113**, no.25, 252301 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.252301>
- [31] G. L. Ma and Z. W. Lin, Predictions for $\sqrt{s_{nn}} = 5.02$ TeV Pb+Pb collisions from a multi-phase transport model. *Phys. Rev. C* **93**, no.5, 054911 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.054911>
- [32] Y. He and Z. W. Lin, Improved quark coalescence for a multi-phase transport model. *Phys. Rev. C* **96**, no.1, 014910 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.014910>
- [33] L. Y. Zhang, J. H. Chen, Z. W. Lin, Y. G. Ma and S. Zhang, Two-particle angular correlations in pp and p-Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider from a multiphase transport model. *Phys. Rev. C* **98**, no.3, 034912 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.034912>
- [34] B. Alver and G. Roland, Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-

- ion collisions. Phys. Rev. C **81**, 054905 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054905>. [erratum: Phys. Rev. C **82**, 039903 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.039903>]
- [35] Y. Jiang, Z. W. Lin and J. Liao, Rotating quark-gluon plasma in relativistic heavy ion collisions. Phys. Rev. C **94**, no.4, 044910 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.044910>. [erratum: Phys. Rev. C **95**, no.4, 049904 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.049904>]
- [36] H. Li, L. G. Pang, Q. Wang and X. L. Xia, Global Λ polarization in heavy-ion collisions from a transport model. Phys. Rev. C **96**, no.5, 054908 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.054908>
- [37] S. Lan, Z. W. Lin, S. Shi and X. Sun, Effects of finite coverage on global polarization observables in heavy ion collisions. Phys. Lett. B **780**, 319-324 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.02.076>
- [38] B. I. Abelev *et al.* [STAR], Systematic measurements of identified particle spectra in pp , $d+$ Au and Au+Au collisions from STAR. Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.034909>
- [39] J. Y. Ollitrault, Anisotropy as a signature of transverse collective flow. Phys. Rev. D **46**, 229-245 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.229>
- [40] C. Gale, S. Jeon and B. Schenke, Hydrodynamic modeling of heavy-ion collisions. Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1340011 (2013). <https://doi.org/10.1142/S0217751X13400113>
- [41] H. Li, L. He, Z. W. Lin, D. Molnar, F. Wang and W. Xie, Origin of the mass splitting of elliptic anisotropy in a multi-phase transport model. Phys. Rev. C **93**, no.5, 051901 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.051901>
- [42] H. Li, L. He, Z. W. Lin, D. Molnar, F. Wang and W. Xie, Origin of the mass splitting of azimuthal anisotropies in a multi-phase transport model. Phys. Rev. C **96**, no.1, 014901 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.014901>
- [43] D. Molnar and M. Gyulassy, Saturation of elliptic flow and the transport opacity of the gluon plasma at RHIC. Nucl. Phys. A **697**, 495-520 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01224-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01224-6). [erratum: Nucl. Phys. A **703**, 893-894 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)00859-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00859-X)]
- [44] V. Khachatryan *et al.* [CMS], Observation of long-range near-side angular correlations in proton-proton collisions at the LHC. JHEP **09**, 091 (2010). [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2010\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2010)091)
- [45] A. Adare *et al.* [PHENIX], Measurement of long-range angular correlation and quadrupole anisotropy of pions and (anti)protons in central d +Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Phys. Rev. Lett. **114**, no.19, 192301 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.192301>
- [46] C. Aidala *et al.* [PHENIX], Creation of quark-gluon plasma droplets with three distinct geometries. Nature Phys. **15**, no.3, 214-220 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0360-0>
- [47] P. Bozek, Elliptic flow in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Eur. Phys. J. C **71**, 1530 (2011). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1530-0>
- [48] P. Bozek and W. Broniowski, Correlations from hydrodynamic flow in p-Pb collisions. Phys. Lett. B **718**, 1557-1561 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.12.051>
- [49] L. He, T. Edmonds, Z. W. Lin, F. Liu, D. Molnar and F. Wang, Anisotropic parton escape is the dominant source of azimuthal anisotropy in transport models. Phys. Lett. B **753**, 506-510 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.12.051>
- [50] Z. W. Lin, L. He, T. Edmonds, F. Liu, D. Molnar and F. Wang, Elliptic anisotropy v_2 may be dominated by particle escape instead of hydrodynamic flow. Nucl. Phys. A **956**, 316-319 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2016.01.017>
- [51] A. Kurkela, U. A. Wiedemann and B. Wu, Nearly isentropic flow at sizeable η/s . Phys. Lett. B **783**, 274-279 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.06.064>
- [52] U. W. Heinz and J. S. Moreland, Hydrodynamic flow in small systems or: "How the heck is it possible that a system emitting only a dozen particles can be described by fluid dynamics?". J. Phys. Conf. Ser. **1271**, no.1, 012018 (2019). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1271/1/012018>
- [53] B. Schenke, The smallest fluid on earth. Rept. Prog. Phys. **84**, 082301 (2021). <https://doi.org/10.1088/1361-6633/ac14c9>
- [54] K. Dusling, M. Mace and R. Venugopalan, Multiparticle collectivity from initial state correlations in high energy proton-nucleus collisions. Phys. Rev. Lett. **120**, no.4, 042002 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.042002>
- [55] M. Mace, V. V. Skokov, P. Tribedy and R. Venugopalan, Hierarchy of azimuthal anisotropy harmonics in collisions of small systems from the color glass condensate. Phys. Rev. Lett. **121**, no.5, 052301 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.052301>. [erratum: Phys. Rev. Lett. **123**, no.3, 039901 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.039901>]
- [56] R. D. Weller and P. Romatschke, One fluid to rule them all: viscous hydrodynamic description of event-by-event central p+p, p+Pb and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Phys. Lett. B **774**, 351-356 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.09.077>

- [57] A. Kurkela, U. A. Wiedemann and B. Wu, Flow in AA and pA as an interplay of fluid-like and non-fluid like excitations. *Eur. Phys. J. C* **79**, no.11, 965 (2019). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7428-6>
- [58] R. A. Lacey [STAR], Long-range collectivity in small collision-systems with two- and four-particle correlations @ STAR. *Nucl. Phys. A* **1005**, 122041 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.122041>
- [59] U. A. Acharya *et al.* [PHENIX], Kinematic dependence of azimuthal anisotropies in $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, $^3\text{He} + \text{Au}$ at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *arXiv:2107.06634* [hep-ex].
- [60] The Open Standard Codes and Routines (OSCAR) project at <https://karman.physics.purdue.edu/OSCAR-old/>
- [61] Source codes of various AMPT versions are available at <http://myweb.ecu.edu/linz/ampt/>
- [62] B. I. Abelev *et al.* [STAR], Observation of an antimatter hypernucleus. *Science* **328**, 58-62 (2010). <https://doi.org/10.1126/science.1183980>
- [63] N. Sharma [ALICE], Production of nuclei and antinuclei in pp and Pb-Pb collisions with ALICE at the LHC. *J. Phys. G* **38**, 124189 (2011). <https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/12/124189>
- [64] K. J. Sun, L. W. Chen, C. M. Ko and Z. Xu, Probing QCD critical fluctuations from light nuclei production in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Lett. B* **774**, 103-107 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.09.056>
- [65] E. Shuryak and J. M. Torres-Rincon, Baryon clustering at the critical line and near the hypothetical critical point in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **100**, no.2, 024903 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.024903>
- [66] A. Bzdak, S. Esumi, V. Koch, J. Liao, M. Stephanov and N. Xu, Mapping the phases of quantum chromodynamics with beam energy scan. *Phys. Rept.* **853**, 1-87 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.01.005>
- [67] X. Luo, S. Shi, N. Xu and Y. Zhang, A study of the properties of the QCD phase diagram in high-energy nuclear collisions. *Particles* **3**, no.2, 278-307 (2020). <https://doi.org/10.3390/particles3020022>
- [68] J. Cleymans and H. Satz, Thermal hadron production in high-energy heavy ion collisions. *Z. Phys. C* **57**, 135-148 (1993). <https://doi.org/10.1007/BF01555746>
- [69] P. Braun-Munzinger, V. Koch, T. Schäfer and J. Stachel, Properties of hot and dense matter from relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rept.* **621**, 76-126 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2015.12.003>
- [70] H. Sato and K. Yazaki, On the coalescence model for high-energy nuclear reactions. *Phys. Lett. B* **98**, 153-157 (1981). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)90976-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90976-X)
- [71] L. P. Csernai and J. I. Kapusta, Entropy and cluster production in nuclear collisions. *Phys. Rept.* **131**, 223-318 (1986). [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(86\)90031-1](https://doi.org/10.1016/0370-1573(86)90031-1)
- [72] H. H. Gutbrod, A. Sandoval, P. J. Johansen, A. M. Poskanzer, J. Gosset, W. G. Meyer, G. D. Westfall and R. Stock, Final state interactions in the production of hydrogen and helium isotopes by relativistic heavy ions on uranium. *Phys. Rev. Lett.* **37**, 667-670 (1976). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.37.667>
- [73] L. Zhu, C. M. Ko and X. Yin, Light (anti-)nuclei production and flow in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **92**, no.6, 064911 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.064911>
- [74] K. J. Sun and L. W. Chen, Analytical coalescence formula for particle production in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **95**, no.4, 044905 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.044905>
- [75] P. Danielewicz and G. F. Bertsch, Production of deuterons and pions in a transport model of energetic heavy ion reactions. *Nucl. Phys. A* **533**, 712-748 (1991). [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90541-D](https://doi.org/10.1016/0375-9474(91)90541-D)
- [76] Y. Oh and C. M. Ko, Elliptic flow of deuterons in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **76**, 054910 (2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.054910>
- [77] Y. Oh, Z. W. Lin and C. M. Ko, Deuteron production and elliptic flow in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **80**, 064902 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.064902>
- [78] R. M. Heinz, O. E. Overseth, D. E. Pellett and M. L. Perl, Differential Cross Sections for $p+p \rightarrow d+\pi^+$ from 1 to 3 BeV. *Phys. Rev.* **167**, 1232-1239 (1968). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.167.1232>
- [79] H. L. Anderson, D. A. Larson, L. C. Myrianthopoulos, L. Dubal, C. K. Hargrove, E. P. Hincks, R. J. Mckee, H. Mes, D. Kessler and A. C. Thompson, Measurements of the differential cross-section of the reaction $p p \rightarrow d \pi^+$ from 3.0 to 5.0 gev/c. *Phys. Rev. D* **9**, 580-596 (1974). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.580>
- [80] F. Shimizu, Y. Kubota, H. Koiso, F. Sai, S. Sakamoto and S. S. Yamamoto, Measurement of the pp cross-sections in the momentum range 0.9-2.0 GeV/c. *Nucl. Phys. A* **386**, 571-588 (1982). [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90037-9](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90037-9)
- [81] J. Boswell, R. Altemus, R. Minehart, L. Orphanos, H. J. Ziock and E. A. Wadlinger, Differential cross-section for the $\pi^+ d \rightarrow p p$ reaction from 80-MeV to 417-MeV. *Phys. Rev. C* **25**, 2540-2549 (1982). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.25.2540>

- [82] M. Y. Borkovsky *et al.*, Measurement of the differential cross-sections for the $\pi^+ d \rightarrow p p$ reaction at pion energies of 280-MeV, 300-MeV, 330-MeV, 357-MeV, 390-MeV, 420-MeV and 450-MeV. *J. Phys. G* **11**, 69-83 (1985). <https://doi.org/10.1088/0305-4616/11/1/012>
- [83] S. I. Gogolev *et al.*, Total cross-section of the reaction $\pi^+ d \rightarrow p p$ at pion energies 26-MeV to 40-MeV. *Phys. Lett. B* **300**, 24-28 (1993). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(93\)90742-Z](https://doi.org/10.1016/0370-2693(93)90742-Z)
- [84] B. A. Li and C. M. Ko, Formation of superdense hadronic matter in high-energy heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **52**, 2037-2063 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2037>
- [85] B. A. Li and C. M. Ko, Excitation functions in central Au + Au collisions from SIS / GSI to AGS Brookhaven. *Nucl. Phys. A* **601**, 457-472 (1996). [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(96\)00037-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(96)00037-1)
- [86] B. Li, A. T. Sustich, B. Zhang and C. M. Ko, Studies of superdense hadronic matter in a relativistic transport model. *Int. J. Mod. Phys. E* **10**, 267-352 (2001). <https://doi.org/10.1142/S0218301301000575>
- [87] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman and D. V. Bugg, Analysis of the reaction $\pi^+ d \rightarrow p p$ to 500-MeV. *Phys. Rev. C* **48**, 1926-1938 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.49.1229>
- [88] M. Gyulassy, K. Frankel and E. a. Remler, Deuteron formation in nuclear collisions. *Nucl. Phys. A* **402**, 596-611 (1983). [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(83\)90222-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90222-1)
- [89] D. Oliinychenko, L. G. Pang, H. Elfner and V. Koch, Microscopic study of deuteron production in PbPb collisions at $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ via hydrodynamics and a hadronic afterburner. *Phys. Rev. C* **99**, no.4, 044907 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044907>
- [90] K. J. Sun, C. M. Ko and Z. W. Lin, Light nuclei production in a multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **103**, no.6, 064909 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.064909>
- [91] K. J. Sun, C. M. Ko and B. Dönigus, Suppression of light nuclei production in collisions of small systems at the Large Hadron Collider. *Phys. Lett. B* **792**, 132-137 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.03.033>
- [92] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, A general model for jet fragmentation. *Z. Phys. C* **20**, 317 (1983). <https://doi.org/10.1007/BF01407824>
- [93] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, Parton fragmentation and string dynamics. *Phys. Rept.* **97**, 31-145 (1983). [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90080-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(83)90080-7)
- [94] Z. W. Lin, C. M. Ko and S. Pal, Partonic effects on pion interferometry at RHIC. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 152301 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.152301>
- [95] J. Xu and C. M. Ko, Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ in a multiphase transport model. *Phys. Rev. C* **83**, 034904 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034904>
- [96] J. S. Schwinger, Gauge invariance and mass. II. *Phys. Rev.* **128**, 2425-2429 (1962). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.2425>
- [97] A. Adare *et al.* [PHENIX], Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200 \text{ GeV}$. *Phys. Rev. C* **87**, no.3, 034911 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.034911>
- [98] B. Abelev *et al.* [ALICE], Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ with ALICE. *Phys. Rev. C* **88**, no.4, 044909 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044909>
- [99] S. S. Adler *et al.* [PHENIX], Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $S(NN)^{1/2} = 200\text{-GeV}$. *Phys. Rev. C* **69**, 034909 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.034909>
- [100] I. G. Bearden *et al.* [BRAHMS], Charged meson rapidity distributions in central Au+Au collisions at $s(NN)^{(1/2)} = 200\text{-GeV}$. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 162301 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.162301>
- [101] B. Abelev *et al.* [ALICE], Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. C* **88**, 044910 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044910>
- [102] Y. Gu [PHENIX], PHENIX measurements of higher-order flow harmonics for identified charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39 - 200 \text{ GeV}$. *Nucl. Phys. A* **904-905**, 353c-356c (2013). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.02.022>
- [103] G. Aad *et al.* [ATLAS], Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ lead-lead collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. C* **86**, 014907 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.014907>
- [104] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. C* **87**, no.1, 014902 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.014902>
- [105] G. Aad *et al.* [ATLAS], Measurement of the centrality and pseudorapidity dependence of the integrated elliptic flow in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ with the

- ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C* **74**, no.8, 2982 (2014). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2982-4>
- [106] B. B. Back *et al.* [PHOBOS], Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. C* **72**, 051901 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.051901>
- [107] V. Khachatryan *et al.* [CMS], Evidence for transverse momentum and pseudorapidity dependent event plane fluctuations in PbPb and pPb collisions. *Phys. Rev. C* **92**, no.3, 034911 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.034911>
- [108] L. G. Pang, H. Petersen, G. Y. Qin, V. Roy and X. N. Wang, Decorrelation of anisotropic flow along the longitudinal direction. *Eur. Phys. J. A* **52**, no.4, 97 (2016). <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16097-x>
- [109] B. Zhang, ZPC 1.0.1: A Parton cascade for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Comput. Phys. Commun.* **109**, 193-206 (1998). [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(98\)00010-1](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(98)00010-1)
- [110] V. Minissale, F. Scardina and V. Greco, Hadrons from coalescence plus fragmentation in AA collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider to the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C* **92**, no.5, 054904 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.054904>
- [111] K. C. Han, R. J. Fries and C. M. Ko, Jet fragmentation via recombination of parton showers. *Phys. Rev. C* **93**, no.4, 045207 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.045207>
- [112] Y. He and Z. W. Lin, Baryon spectra and antiparticle-to-particle ratios from the improved AMPT model. *EPJ Web Conf.* **171**, 14004 (2018). <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817114004>
- [113] L. Y. Zhang, J. H. Chen, Z. W. Lin, Y. G. Ma and S. Zhang, Two-particle angular correlations in heavy ion collisions from a multiphase transport model. *Phys. Rev. C* **99**, no.5, 054904 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.054904>
- [114] C. Suire [STAR], Omega- and anti-Omega+ production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV and 200-GeV. *Nucl. Phys. A* **715**, 470-4735 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)01451-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01451-3)
- [115] J. Adams *et al.* [STAR], Scaling properties of hyperon production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 062301 (2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.062301>
- [116] S. Schuchmann, Modification of K_s^0 and $\Lambda(\bar{\Lambda})$ transverse momentum spectra in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-43458-2>
- [117] B. B. Abelev *et al.* [ALICE], Multi-strange baryon production at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett. B* **728**, 216-227 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.11.048>
- [erratum: *Phys. Lett. B* **734**, 409-410 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.052>]
- [118] J. Zimanyi, T. S. Biro, T. Csorgo and P. Levai, Quark liberation and coalescence at CERN SPS. *Phys. Lett. B* **472**, 243-246 (2000). [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(99\)01461-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)01461-6)
- [119] C. Zhang, L. Zheng, F. Liu, S. Shi and Z. W. Lin, Update of a multiphase transport model with modern parton distribution functions and nuclear shadowing. *Phys. Rev. C* **99**, no.6, 064906 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.064906>
- [120] C. Nonaka, B. Muller, S. A. Bass and M. Asakawa, Possible resolutions of the D-paradox. *Phys. Rev. C* **71**, 051901 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.051901>
- [121] V. Greco, Phase-space coalescence for heavy and light quarks at RHIC. *Eur. Phys. J. ST* **155**, 45-59 (2008). <https://doi.org/10.1140/epjst/e2008-00588-y>
- [122] L. Zheng, C. Zhang, S. S. Shi and Z. W. Lin, Improvement of heavy flavor production in a multiphase transport model updated with modern nuclear parton distribution functions. *Phys. Rev. C* **101**, no.3, 034905 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.034905>
- [123] T. Shao, J. Chen, C. M. Ko and Z. W. Lin, Enhanced production of strange baryons in high-energy nuclear collisions from a multiphase transport model. *Phys. Rev. C* **102**, no.1, 014906 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.014906>
- [124] Z. W. Lin, Extension of the Bjorken energy density formula of the initial state for relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **98**, no.3, 034908 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.034908>
- [125] T. Mendenhall and Z. W. Lin, Calculating the initial energy density in heavy ion collisions by including the finite nuclear thickness. *Phys. Rev. C* **103**, no.2, 024907 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.024907>
- [126] M. Okai, K. Kawaguchi, Y. Tachibana and T. Hirano, New approach to initializing hydrodynamic fields and mini-jet propagation in quark-gluon fluids. *Phys. Rev. C* **95**, no.5, 054914 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.054914>
- [127] C. Shen, G. Denicol, C. Gale, S. Jeon, A. Monnai and B. Schenke, A hybrid approach to relativistic heavy-ion collisions at the RHIC BES energies. *Nucl. Phys. A* **967**, 796-799 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.06.008>
- [128] J. D. Bjorken, Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region. *Phys. Rev. D* **27**, 140-151 (1983). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.27.140>
- [129] A web interface that calculates the average initial energy density at mid-pseudorapidity of central AA collisions with the semi-analytical method of Ref. [125] is available at

- <http://myweb.ecu.edu/linz/densities/>
- [130] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. D. Lane and C. Quigg, Super collider physics. *Rev. Mod. Phys.* **56**, 579-707 (1984). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.56.579>
 - [131] T. K. Gaisser and F. Halzen, Soft hard scattering in the TeV range. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1754 (1985). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1754>
 - [132] G. Pancheri and Y. N. Srivastava, Low p_T jets and the rise with energy of the inelastic cross-section. *Phys. Lett. B* **182**, 199-207 (1986). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91577-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91577-7)
 - [133] S. Forte and G. Watt, Progress in the determination of the partonic structure of the proton. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 291-328 (2013). <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102212-170607>
 - [134] A. De Roeck and R. S. Thorne, Structure functions. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66**, 727-781 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2011.06.001>
 - [135] K. Kovarik, P. M. Nadolsky and D. E. Soper, Hadronic structure in high-energy collisions. *Rev. Mod. Phys.* **92**, no.4, 045003 (2020). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.92.045003>
 - [136] H. L. Lai, J. Huston, S. Mrenna, P. Nadolsky, D. Stump, W. K. Tung and C. P. Yuan, Parton distributions for event generators. *JHEP* **04**, 035 (2010). [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2010\)035](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2010)035)
 - [137] J. C. Collins and X. M. Zu, Parton distribution functions suitable for Monte Carlo event generators. *JHEP* **06**, 018 (2002). <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/06/018>
 - [138] T. Kasemets and T. Sjostrand, A Comparison of new MC-adapted Parton Densities. *Eur. Phys. J. C* **69**, 19-29 (2010). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1391-6>
 - [139] D. W. Duke and J. F. Owens, Q^2 dependent parametrizations of parton distribution functions. *Phys. Rev. D* **30**, 49-54 (1984). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.49>
 - [140] Z. W. Lin, Current status and further improvements of a multi-phase transport (AMPT) model. *Indian J. Phys.* **85**, 837-841 (2011). <https://doi.org/10.1007/s12648-011-0086-7>
 - [141] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky and W. K. Tung, New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP* **07**, 012 (2002). <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012>
 - [142] W. T. Deng, X. N. Wang and R. Xu, Hadron production in p+p, p+Pb, and Pb+Pb collisions with the HIJING 2.0 model at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C* **83**, 014915 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.014915>
 - [143] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, Dynamical parton distributions of the proton and small x physics. *Z. Phys. C* **67**, 433-448 (1995). <https://doi.org/10.1007/BF01624586>
 - [144] K. J. Eskola, P. Paakkinen, H. Paukkunen and C. A. Salgado, EPPS16: Nuclear parton distributions with LHC data. *Eur. Phys. J. C* **77**, no.3, 163 (2017). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4725-9>
 - [145] D. de Florian, R. Sassot, P. Zurita and M. Stratmann, Global analysis of nuclear parton distributions. *Phys. Rev. D* **85**, 074028 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074028>
 - [146] K. Kovarik *et al.*, nCTEQ15 - Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the CTEQ framework. *Phys. Rev. D* **93**, no.8, 085037 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.085037>
 - [147] M. Hirai, S. Kumano and T. H. Nagai, Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. *Phys. Rev. C* **76**, 065207 (2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.065207>
 - [148] R. Abdul Khalek *et al.* [NNPDF], Nuclear parton distributions from lepton-nucleus scattering and the impact of an electron-ion collider. *Eur. Phys. J. C* **79**, no.6, 471 (2019). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6983-1>
 - [149] K. J. Eskola, Shadowing effects on quark and gluon production in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Z. Phys. C* **51**, 633-642 (1991). <https://doi.org/10.1007/BF01565590>
 - [150] V. Emel'yanov, A. Khodinov, S. R. Klein and R. Vogt, The Effect of shadowing on initial conditions, transverse energy and hard probes in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **61**, 044904 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.61.044904>
 - [151] S. R. Klein and R. Vogt, Inhomogeneous shadowing effects on J/psi production in dA collisions. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 142301 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.142301>
 - [152] L. Frankfurt, V. Guzey and M. Strikman, Leading twist nuclear shadowing phenomena in hard processes with nuclei. *Phys. Rept.* **512**, 255-393 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.12.002>
 - [153] J. L. Nagle, A. D. Frawley, L. A. L. Levy and M. G. Wysocki, Theoretical modeling of J/psi yield modifications in proton (deuteron) - nucleus collisions at high energy. *Phys. Rev. C* **84**, 044911 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.044911>
 - [154] B. Wu, Factorization and transverse phase-space parton distributions. *JHEP* **07**, 002 (2021). [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2021\)002](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2021)002)
 - [155] I. Helenius, K. J. Eskola, H. Honkanen and C. A. Sal-

- gado, Impact-parameter dependent nuclear parton distribution functions: EPS09s and EKS98s and their applications in nuclear hard processes. *JHEP* **07**, 073 (2012). [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2012\)073](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2012)073)
- [156] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and P. V. Ruuskanen, Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B* **535**, 351-371 (1998). [https://doi.org/10.1016/S0550-3213\(98\)00589-6](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00589-6)
- [157] K. J. Eskola, H. Paukkunen and C. A. Salgado, EPS09: A new generation of nlo and lo nuclear parton distribution functions. *JHEP* **04**, 065 (2009). <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/04/065>
- [158] X. N. Wang, Role of multiple mini-jets in high-energy hadronic reactions. *Phys. Rev. D* **43**, 104-112 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.43.104>
- [159] L. D. McLerran and R. Venugopalan, Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Phys. Rev. D* **49**, 2233-2241 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.49.2233>
- [160] C. Zhang, L. Zheng, S. Shi and Z. W. Lin, Using local nuclear scaling of initial condition parameters to improve the system size dependence of transport model descriptions of nuclear collisions. *Phys. Rev. C* **104**, 014908 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.014908>
- [161] B. Muller and X. N. Wang, Probing parton thermalization time with charm production. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2437-2439 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.2437>
- [162] Z. W. Lin and M. Gyulassy, Open charm as a probe of preequilibrium dynamics in nuclear collisions. *Phys. Rev. C* **51**, 2177-2187 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.51.2177>. [erratum: *Phys. Rev. C* **52**, 440 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.440>]
- [163] X. Dong, Y. J. Lee and R. Rapp, Open heavy-flavor production in heavy-ion collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **69**, 417-445 (2019). <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101918-023806>
- [164] S. K. Das, S. Plumari, S. Chatterjee, J. Alam, F. Scardina and V. Greco, Directed flow of charm quarks as a witness of the initial strong magnetic field in ultra-relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* **768**, 260-264 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.02.046>
- [165] S. Chatterjee and P. Bożek, Large directed flow of open charm mesons probes the three dimensional distribution of matter in heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.* **120**, no.19, 192301 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.192301>
- [166] M. Nasim and S. Singha, Directed flow of open charm in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV using a quark coalescence model. *Phys. Rev. C* **97**, no.6, 064917 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.064917>
- [167] M. He, R. J. Fries and R. Rapp, D_s -meson as quantitative probe of diffusion and hadronization in nuclear collisions. *Phys. Rev. Lett.* **110**, no.11, 112301 (2013). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.112301>
- [168] K. Huggins and R. Rapp, A T-Matrix calculation for in-medium heavy-quark gluon scattering. *Nucl. Phys. A* **896**, 24-45 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.09.008>
- [169] T. Lang, H. van Hees, J. Steinheimer, G. Inghirami and M. Bleicher, Heavy quark transport in heavy ion collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider and at the CERN Large Hadron Collider within the UrQMD hybrid model. *Phys. Rev. C* **93**, no.1, 014901 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.014901>
- [170] S. Cao *et al.*, Toward the determination of heavy-quark transport coefficients in quark-gluon plasma. *Phys. Rev. C* **99**, no.5, 054907 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.054907>
- [171] Y. Xu *et al.*, Resolving discrepancies in the estimation of heavy quark transport coefficients in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **99**, no.1, 014902 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.014902>
- [172] M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Heavy quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order. *Nucl. Phys. B* **373**, 295-345 (1992). [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(92\)90435-E](https://doi.org/10.1016/0550-3213(92)90435-E)
- [173] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein and H. Spiesberger, Inclusive D^{*+} production in p anti-p collisions with massive charm quarks. *Phys. Rev. D* **71**, 014018 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.014018>
- [174] I. Helenius and H. Paukkunen, Revisiting the D-meson hadroproduction in general-mass variable flavour number scheme. *JHEP* **05**, 196 (2018). [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2018\)196](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2018)196)
- [175] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, QCD predictions for charm and bottom production at RHIC. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 122001 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.122001>
- [176] M. Djordjevic and M. Djordjevic, Predictions of heavy-flavor suppression at 5.1 TeV Pb + Pb collisions at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C* **92**, no.2, 024918 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.024918>
- [177] J. Xu, J. Liao and M. Gyulassy, Bridging soft-hard transport properties of quark-gluon plasmas with CUJET3.0. *JHEP* **02**, 169 (2016). [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2016\)169](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2016)169)
- [178] A. Beraudo, A. De Pace, M. Monteno, M. Nardi and F.

- Prino, Heavy flavors in heavy-ion collisions: quenching, flow and correlations. *Eur. Phys. J. C* **75**, no.3, 121 (2015). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3336-6>
- [179] M. He, R. J. Fries and R. Rapp, Heavy flavor at the large hadron collider in a strong coupling approach. *Phys. Lett. B* **735**, 445-450 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.050>
- [180] S. Cao, G. Y. Qin and S. A. Bass, Energy loss, hadronization and hadronic interactions of heavy flavors in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **92**, no.2, 024907 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.024907>
- [181] J. Uphoff, O. Fochler, Z. Xu and C. Greiner, Elastic and radiative heavy quark interactions in ultra-relativistic heavy-ion collisions. *J. Phys. G* **42**, no.11, 115106 (2015). <https://doi.org/10.1088/0954-3899/42/11/115106>
- [182] S. Cao, T. Luo, G. Y. Qin and X. N. Wang, Heavy and light flavor jet quenching at RHIC and LHC energies. *Phys. Lett. B* **777**, 255-259 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.12.023>
- [183] M. Nahrgang, J. Aichelin, P. B. Gossiaux and K. Werner, Influence of hadronic bound states above T_c on heavy-quark observables in Pb + Pb collisions at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C* **89**, no.1, 014905 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.014905>
- [184] T. Song, H. Berrehrah, D. Cabrera, W. Cassing and E. Bratkovskaya, Charm production in Pb + Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C* **93**, no.3, 034906 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.034906>
- [185] S. K. Das, F. Scardina, S. Plumari and V. Greco, Toward a solution to the R_{AA} and v_2 puzzle for heavy quarks. *Phys. Lett. B* **747**, 260-264 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.06.003>
- [186] S. Plumari, V. Minissale, S. K. Das, G. Coci and V. Greco, Charmed Hadrons from Coalescence plus Fragmentation in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC and LHC. *Eur. Phys. J. C* **78**, no.4, 348 (2018). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5828-7>
- [187] B. Zhang, L. W. Chen and C. M. Ko, Charm elliptic flow at RHIC. *Phys. Rev. C* **72**, 024906 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.024906>
- [188] H. Li, Z. W. Lin and F. Wang, Charm quarks are more hydrodynamic than light quarks in final-state elliptic flow. *Phys. Rev. C* **99**, no.4, 044911 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044911>
- [189] A. Kurkela, A. Mazeliauskas, J. F. Paquet, S. Schlichting and D. Teaney, Matching the nonequilibrium initial stage of heavy ion collisions to hydrodynamics with QCD kinetic theory. *Phys. Rev. Lett.* **122**, no.12, 122302 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.122302>
- [190] A. Kurkela, A. Mazeliauskas, J. F. Paquet, S. Schlichting and D. Teaney, Effective kinetic description of event-by-event pre-equilibrium dynamics in high-energy heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* **99**, no.3, 034910 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.034910>
- [191] C. Lourenco and H. K. Wohri, Heavy flavour hadro-production from fixed-target to collider energies. *Phys. Rept.* **433**, 127-180 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.05.005>
- [192] A. Adare *et al.* [PHENIX], Heavy quark production in $p + p$ and energy loss and flow of heavy quarks in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C* **84**, 044905 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.044905>
- [193] L. Adamczyk *et al.* [STAR], Measurements of D^0 and D^* production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. *Phys. Rev. D* **86**, 072013 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.072013>
- [194] R. Aaij *et al.* [LHCb], Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *Nucl. Phys. B* **871**, 1-20 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2013.02.010>
- [195] G. Aad *et al.* [ATLAS], Measurement of $D^{*\pm}$, D^\pm and D_s^\pm meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Nucl. Phys. B* **907**, 717-763 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.032>
- [196] B. Abelev *et al.* [ALICE], Measurement of charm production at central rapidity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. *JHEP* **07**, 191 (2012). [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2012\)191](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2012)191)
- [197] S. Acharya *et al.* [ALICE], Measurement of D-meson production at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J. C* **77**, no.8, 550 (2017). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5090-4>
- [198] J. Adam *et al.* [STAR], Centrality and transverse momentum dependence of D^0 -meson production at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C* **99**, no.3, 034908 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.034908>
- [199] G. Xie [STAR], Measurements of open charm hadron production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at STAR. *PoS HardProbes2018*, 142 (2018). <https://doi.org/10.22323/1.345.0142>
- [200] M. He and R. Rapp, Charm-baryon production in proton-proton collisions. *Phys. Lett. B* **795**, 117-121 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.06.004>

- [201] J. Adam *et al.* [STAR], First measurement of Λ_c baryon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Phys. Rev. Lett. **124**, no.17, 172301 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.172301>
- [202] Z. W. Lin and C. M. Ko, A Model for J/psi absorption in hadronic matter. Phys. Rev. C **62**, 034903 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.034903>
- [203] Z. W. Lin, C. M. Ko and B. Zhang, Hadronic scattering of charm mesons. Phys. Rev. C **61**, 024904 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.61.024904>
- [204] Z. W. Lin, T. G. Di and C. M. Ko, Charm meson scattering cross-sections by pion and rho meson. Nucl. Phys. A **689**, 965-979 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(00\)00611-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(00)00611-4)
- [205] A. Sibirtsev, K. Tsushima and A. W. Thomas, Charmonium absorption by nucleons. Phys. Rev. C **63**, 044906 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.044906>
- [206] C. Bierlich, T. Sjöstrand and M. Utetheim, Hadronic rescattering in pA and AA collisions. Eur. Phys. J. A **57**, no.7, 227 (2021). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00543-3>
- [207] B. Andersson and P. A. Henning, On the dynamics of a color rope: The Fragmentation of interacting strings and the longitudinal distributions. Nucl. Phys. B **355**, 82-105 (1991). [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90303-F](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90303-F)
- [208] C. Bierlich and J. R. Christiansen, Effects of color reconnection on hadron flavor observables. Phys. Rev. D **92**, no.9, 094010 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.094010>
- [209] C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad and A. Tarasov, Effects of overlapping strings in pp collisions. JHEP **03**, 148 (2015). [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2015\)148](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2015)148)
- [210] N. Fischer and T. Sjöstrand, Thermodynamical string fragmentation. JHEP **01**, 140 (2017). [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2017\)140](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2017)140)
- [211] C. Bierlich, Rope hadronization and strange particle production. EPJ Web Conf. **171**, 14003 (2018). <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817114003>
- [212] T. S. Biro, H. B. Nielsen and J. Knoll, Color rope model for extreme relativistic heavy ion collisions. Nucl. Phys. B **245**, 449-468 (1984). [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(84\)90441-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(84)90441-3)
- [213] A. Tai and B. H. Sa, Increase of effective string tension and production of strange particles. Phys. Lett. B **409**, 393 (1997). [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)00793-4](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)00793-4)
- [214] J. S. Moreland, J. E. Bernhard and S. A. Bass, Alternative ansatz to wounded nucleon and binary collision scaling in high-energy nuclear collisions. Phys. Rev. C **92**, no.1, 011901 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.011901>
- [215] J. E. Bernhard, J. S. Moreland, S. A. Bass, J. Liu and U. Heinz, Applying Bayesian parameter estimation to relativistic heavy-ion collisions: simultaneous characterization of the initial state and quark-gluon plasma medium. Phys. Rev. C **94**, no.2, 024907 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024907>
- [216] L. Adamczyk *et al.* [STAR], Bulk properties of the medium produced in relativistic heavy-ion collisions from the Beam Energy Scan program. Phys. Rev. C **96**, no.4, 044904 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.044904>
- [217] B. B. Back *et al.* [PHOBOS], Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in Au + Au collisions from $s(NN)^{1/2} = 62.4$ -GeV to 200-GeV. Phys. Rev. Lett. **94**, 082304 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.082304>
- [218] J. Adams *et al.* [STAR], Transverse momentum and collision energy dependence of high $p(T)$ hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies. Phys. Rev. Lett. **91**, 172302 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.172302>
- [219] B. Abelev *et al.* [ALICE], Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Phys. Lett. B **720**, 52-62 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.051>
- [220] S. Acharya *et al.* [ALICE], Transverse momentum spectra and nuclear modification factors of charged particles in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions at the LHC. JHEP **11**, 013 (2018). [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2018\)013](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2018)013)
- [221] A. Adare *et al.* [PHENIX], Transverse energy production and charged-particle multiplicity at midrapidity in various systems from $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ to 200 GeV. Phys. Rev. C **93**, no.2, 024901 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.024901>
- [222] J. Adam *et al.* [ALICE], Centrality dependence of the pseudorapidity density distribution for charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Phys. Lett. B **772**, 567-577 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.017>
- [223] S. Acharya *et al.* [ALICE], Transverse momentum spectra and nuclear modification factors of charged particles in Xe-Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV. Phys. Lett. B **788**, 166-179 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.052>
- [224] S. Acharya *et al.* [ALICE], Centrality and pseudorapidity dependence of the charged-particle multiplicity density in Xe-Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV. Phys. Lett. B **790**, 35-48 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.12.048>
- [225] B. Alver *et al.* [PHOBOS], System size and centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in Au + Au and Cu + Cu collisions at $s(NN)^{1/2} =$

- 62.4-GeV and 200-GeV. Phys. Rev. Lett. **96**, 212301 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.212301>
- [226] J. Adam *et al.* [ALICE], Centrality dependence of particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. Phys. Rev. C **91**, no.6, 064905 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.064905>
- [227] P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa and H. Sagawa, Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012). Atom. Data Nucl. Data Tabl. **109-110**, 1-204 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.002>
- [228] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen and P. Z. Skands, An introduction to PYTHIA 8.2. Comput. Phys. Commun. **191**, 159-177 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024>
- [229] C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad and H. Shah, The Angantyr model for heavy-ion collisions in PYTHIA8. JHEP **10**, 134 (2018). [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2018\)134](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2018)134)
- [230] Y. Kanakubo, Y. Tachibana and T. Hirano, Unified description of hadron yield ratios from dynamical core-corona initialization. Phys. Rev. C **101**, no.2, 024912 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.024912>
- [231] G. Papp, G. Gábor Barnaföldi, G. Bíró, M. Gyulassy, S. Harangozó, G. Ma, P. Lévai, X. N. Wang and B. W. Zhang, First results with HIJING++ on high-energy heavy ion collisions. arXiv:1805.02635 [hep-ph].
- [232] J. H. Putschke *et al.*, The JETSCAPE framework. arXiv:1903.07706 [nucl-th].
- [233] L. Zheng, G. H. Zhang, Y. F. Liu, Z. W. Lin, Q. Y. Shou and Z. B. Yin, Investigating high energy proton proton collisions with a multi-phase transport model approach based on PYTHIA8 initial conditions. Eur. Phys. J. C **81**, 755 (2021). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09527-5>
- [234] B. Schenke and R. Venugopalan, Eccentric protons? Sensitivity of flow to system size and shape in p+p, p+Pb and Pb+Pb collisions. Phys. Rev. Lett. **113**, 102301 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.102301>
- [235] H. Mäntysaari and B. Schenke, Evidence of strong proton shape fluctuations from incoherent diffraction. Phys. Rev. Lett. **117**, no.5, 052301 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.052301>
- [236] K. Welsh, J. Singer and U. W. Heinz, Initial state fluctuations in collisions between light and heavy ions. Phys. Rev. C **94**, no.2, 024919 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024919>
- [237] H. Mäntysaari, B. Schenke, C. Shen and P. Tribedy, Imprints of fluctuating proton shapes on flow in proton-lead collisions at the LHC. Phys. Lett. B **772**, 681-686 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.038>
- [238] D. d'Enterria, G. K. Eyyubova, V. L. Korotkikh, I. P. Lokhtin, S. V. Petrushanko, L. I. Sarycheva and A. M. Snigirev, Estimates of hadron azimuthal anisotropy from multiparton interactions in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV. Eur. Phys. J. C **66**, 173-185 (2010). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1232-7>
- [239] S. Eremín and S. Voloshin, Nucleon participants or quark participants?. Phys. Rev. C **67**, 064905 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.064905>
- [240] L. Zheng and Z. Yin, A systematic study of the initial state in heavy ion collisions based on the quark participant assumption. Eur. Phys. J. A **52**, 45 (2016). <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16045-x>
- [241] C. Loizides, Glauber modeling of high-energy nuclear collisions at the subnucleon level. Phys. Rev. C **94**, no.2, 024914 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024914>
- [242] P. Božek, W. Broniowski and M. Rybczyński, Wounded quarks in A+A, p+A, and p+p collisions. Phys. Rev. C **94**, no.1, 014902 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.014902>
- [243] P. Božek, W. Broniowski, M. Rybczynski and G. Stefanek, GLISSANDO 3: GLauber Initial-State Simulation AND mOre, ver. 3. Comput. Phys. Commun. **245**, 106850 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2019.07.014>
- [244] D. d'Enterria and C. Loizides, Progress in the Glauber model at collider energies. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **71**, 315-44 (2021). <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102419-060007>
- [245] S. Acharya *et al.* [ALICE], Multiplicity dependence of π , K, and p production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Eur. Phys. J. C **80**, no.8, 693 (2020). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8125-1>
- [246] J. L. Nagle, R. Belmont, K. Hill, J. Orjuela Koop, D. V. Perepelitsa, P. Yin, Z. W. Lin and D. McGlinchey, Minimal conditions for collectivity in e^+e^- and $p + p$ collisions. Phys. Rev. C **97**, no.2, 024909 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.024909>
- [247] V. Khachatryan *et al.* [CMS], Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC. Phys. Lett. B **765**, 193-220 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.12.009>
- [248] T. Sjöstrand and M. Uthman, A framework for hadronic rescattering in pp collisions. Eur. Phys. J. C **80**, no.10, 907 (2020). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8399-3>
- [249] S. Ferreres-Solé and T. Sjöstrand, The space-time structure of hadronization in the Lund model. Eur. Phys. J. C **78**, no.11,

- 983 (2018). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6459-8>
- [250] A. V. da Silva, W. M. Serenone, D. Dobrigkeit Chinellato, J. Takahashi and C. Bierlich, Studies of heavy-ion collisions using PYTHIA Angantyr and UrQMD. arXiv:2002.10236 [hep-ph].
- [251] T. Kodama, S. B. Duarte, K. C. Chung, R. Donangelo and R. A. M. S. Nazareth, Causality and relativistic effects in intranuclear cascade calculations. *Phys. Rev. C* **29**, 2146-2152 (1984). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.29.2146>
- [252] G. Kortemeyer, W. Bauer, K. Haglin, J. Murray and S. Pratt, Causality violations in cascade models of nuclear collisions. *Phys. Rev. C* **52**, 2714-2724 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2714>
- [253] B. Zhang and Y. Pang, Frame dependence of parton cascade results. *Phys. Rev. C* **56**, 2185-2190 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.2185>
- [254] B. Zhang, M. Gyulassy and Y. Pang, Equation of state and collision rate tests of parton cascade models. *Phys. Rev. C* **58**, 1175-1182 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.1175>
- [255] S. Cheng, S. Pratt, P. Csizmadia, Y. Nara, D. Molnar, M. Gyulassy, S. E. Vance and B. Zhang, The Effect of finite range interactions in classical transport theory. *Phys. Rev. C* **65**, 024901 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.024901>
- [256] C. Y. Wong, Dynamics of nuclear fluid. VIII. Time-dependent Hartree-Fock approximation from a classical point of view. *Phys. Rev. C* **25**, 1460-1475 (1982). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.25.1460>
- [257] G. Welke, R. Malfliet, C. Gregoire, M. Prakash and E. Suraud, Collisional relaxation in simulations of heavy-ion collisions using Boltzmann-type equations. *Phys. Rev. C* **40**, 2611-2620 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.40.2611>
- [258] Y. Pang, <https://karman.physics.purdue.edu/OSCAR-old/rhic/gcp/proc.html>; General Cascade Program, in Proceedings of RHIC'96, CU-TP-815 (1997).
- [259] D. Molnar and M. Gyulassy, New solutions to covariant nonequilibrium dynamics. *Phys. Rev. C* **62**, 054907 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.054907>
- [260] D. Molnar and P. Huovinen, Dissipation and elliptic flow at RHIC. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 012302 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.012302>
- [261] X. L. Zhao, G. L. Ma, Y. G. Ma and Z. W. Lin, Validation and improvement of the ZPC parton cascade inside a box. *Phys. Rev. C* **102**, no.2, 024904 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.024904>
- [262] T. Schäfer and D. Teaney, Nearly perfect fluidity: from cold atomic gases to hot quark gluon plasmas. *Rept. Prog. Phys.* **72**, 126001 (2009). <https://doi.org/10.1088/0034-4885/72/12/126001>
- [263] M. S. Green, Markoff random processes and the statistical mechanics of time-dependent phenomena. II. Irreversible processes in fluids. *J. Chem. Phys.* **22**, 398 (1954). <https://doi.org/10.1063/1.1740082>
- [264] R. Kubo, Statistical-mechanical theory of irreversible processes. I. General theory and simple applications to magnetic and conduction problems. *J. Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.12.570>
- [265] A. Muronga, Shear viscosity coefficient from microscopic models. *Phys. Rev. C* **69**, 044901 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.044901>
- [266] N. Demir and S. A. Bass, Shear-viscosity to entropy-density ratio of a relativistic hadron gas. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 172302 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.172302>
- [267] J. Fuini, III, N. S. Demir, D. K. Srivastava and S. A. Bass, Shear viscosity in a perturbative quark-gluon-plasma. *J. Phys. G* **38**, 015004 (2011). <https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/1/015004>
- [268] C. Wesp, A. El, F. Reining, Z. Xu, I. Bouras and C. Greiner, Calculation of shear viscosity using Green-Kubo relations within a parton cascade. *Phys. Rev. C* **84**, 054911 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.054911>
- [269] S. X. Li, D. Q. Fang, Y. G. Ma and C. L. Zhou, Shear viscosity to entropy density ratio in the Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck model. *Phys. Rev. C* **84**, 024607 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024607>
- [270] M. R. Haque, Z. W. Lin and B. Mohanty, Multiplicity, average transverse momentum and azimuthal anisotropy in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV using AMPT model. *Phys. Rev. C* **85**, 034905 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.034905>
- [271] H. J. Xu, X. Wang, H. Li, J. Zhao, Z. W. Lin, C. Shen and F. Wang, Importance of isobar density distributions on the chiral magnetic effect search. *Phys. Rev. Lett.* **121**, no.2, 022301 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.022301>
- [272] H. j. Xu, J. Zhao, X. Wang, H. Li, Z. W. Lin, C. Shen and F. Wang, Varying the chiral magnetic effect relative to flow in a single nucleus-nucleus collision. *Chin. Phys. C* **42**, no.8, 084103 (2018). <https://doi.org/10.1088/1674-1137/42/8/084103>
- [273] H. Li, H. j. Xu, J. Zhao, Z. W. Lin, H. Zhang, X. Wang, C. Shen and F. Wang, Multiphase transport model predictions of isobaric collisions with nuclear structure from density functional theory. *Phys. Rev. C* **98**, no.5, 054907 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.054907>

- [274] J. Xu, L. W. Chen, C. M. Ko and Z. W. Lin, Effects of hadronic potentials on elliptic flows in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* **85**, 041901 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.041901>
- [275] J. Xu, T. Song, C. M. Ko and F. Li, Elliptic flow splitting as a probe of the QCD phase structure at finite baryon chemical potential. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 012301 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.012301>
- [276] Z. W. Lin, Recent developments of a multi-phase transport model. *Acta Phys. Polon. Supp.* **7**, no.1, 191-197 (2014). <https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.7.191>
- [277] Z. W. Lin and G. L. Ma, unpublished.
- [278] A. H. Tang, Probe chiral magnetic effect with signed balance function. *Chin. Phys. C* **44**, no.5, 054101 (2020). <https://doi.org/10.1088/1674-1137/44/5/054101>
- [279] S. Choudhury, G. Wang, W. He, Y. Hu and H. Z. Huang, Background evaluations for the chiral magnetic effect with normalized correlators using a multiphase transport model. *Eur. Phys. J. C* **80**, no.5, 383 (2020). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7928-4>
- [280] G. C. Yong, Z. G. Xiao, Y. Gao, and Z. W. Lin, Double strangeness Ξ^- production as a probe of nuclear equation of state at high densities. *Phys. Lett. B* **820**, 136521 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136521>