核环境中的多重散射和能量损失

代巍¹, 邢宏喜², 张本威^{3*}, 王思科^{2,3}, 王新年³

1. 中国地质大学(武汉)数学与物理学院, 武汉 430072;

2. 华南师范大学量子物质研究院, 广州 510631;

3. 华中师范大学夸克与轻子物理教育部重点实验室&粒子物理研究所, 武汉 430079

*联系人, E-mail: bwzhang@mail.ccnu.edu.cn

收稿日期: 2019-02-21; 接受日期: 2019-03-26; 网络出版日期: 2019-06-05

国家重点基础研究发展计划(编号: 2014CB845404)、国家自然科学基金委重点基金(编号: 11435004)和青年基金(编号: 11805167)资助项目

摘要 当快速部分子在核介质中传播时会和介质中的其他部分子发生多重散射, 从而导致横动量展宽效应以及喷注淬火效应. 本文综述了基于微扰QCD高扭度因子化计算核环境中部分子横动量展宽的最新进展, 讨论了高扭度展开框架下的部分子能量损失计算及其在RHIC和LHC上高能核碰撞中领头强子产生中的应用. 具体介绍了扭度-4过程的次领头阶计算, 论证了核环境中双重散射的QCD因子化定理, 证明了核介质性质的普适性并推导出了核介质性质的QCD演化方程, 发现RHIC和LHC质子-原子核碰撞中向后快度区强子产生的核增强现象可被解释为非相干双重散射效应. 进一步给出了高扭度展开框架下部分子能量损失效应对高能核碰撞中大横动量强子谱产生的次领头阶数值计算方法, 分别计算了 π^0 , η , ρ^0 , ϕ , K_S^0 和 ω 等领头介子的产额及其核修正因子, 讨论了不同领头强子的产额比, 通过对核修正因子的理论计算与实验数据进行对比来抽取喷注输运参数, 发现相对论重离子碰撞中领头强子谱的压低需要同时考虑初始喷注谱、能量损失机制和真空部分子碎裂函数这三个部分的影响.

关键词 多重散射, 喷注淬火, 横动量展宽

PACS: 12.38.Mh, 25.75.-q, 13.85.Ni, 12.39.St, 24.85.+p, 25.75.Bh

1 核介质中的多重散射

深度非弹性电子-原子核(eA)散射、质子-原子核(pA)以及核-核(AA)碰撞中的多重散射过程导致非常有趣的核修正现象, 这些现象被广泛用来分析冷核和热核介质的基本性质^[1-4]. 其中, 喷注淬火和横动量展宽效应^[5-12]已经被固定靶实验(如德国

电子同步加速器实验、美国杰弗逊实验和费米实验^[13-20]), 以及RHIC和LHC的对撞实验观测到, 并将成为未来电子-离子对撞实验的热点研究之一^[21,22].

在过去几年中, 我们对核环境中多重散射过程的研究已经取得非常大的进步, 尤其是在研究部分子能量损失^[23-27]、横动量展宽的辐射修正等理论解析计算^[28-31], 以及从高能核物理实验数据中提取

引用格式: 代巍, 邢宏喜, 张本威, 等. 核环境中的多重散射和能量损失. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 102005

Dai W, Xing H X, Zhang B-W, et al. Multiple scattering and parton energy loss in nuclei (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 102005, doi: [10.1360/SSPMA-2019-0052](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0052)

表征核介质基本性质的喷注输运系数的唯象研究方面^[32]尤为突出. 然而, 截至目前, 对核环境中多重散射过程的完整的次领头阶(NLO)微扰计算还乏善可陈. 这方面的研究对于验证理论计算的有效性和精确提取核介质基本性质至关重要.

关于多重散射过程的理论计算框架和模型有多种, 本文介绍了从量子色动力学(QCD)第一性原理出发得到的广义因子化定理, 也称高扭度因子化定理^[33–36]. 在该方法中, 多重散射效应被描述为对微分散射截面的幂次修正. 这些修正项所涉及的高扭度矩阵元原则上是被幂次压低的, 因此在非重离子碰撞的硬散射过程中是可以被忽略掉的. 然而, 当我们考虑一个较大尺度的核碰撞系统时, 会涉及来自两个不同核子的两分子关联对高扭度矩阵元的贡献, 它们与核的大小成正比. 因此, 相对于来自同一个核子的两分子关联, 它们会有一个核因子 $A^{1/3}$ (A 为原子数)的增强, 因此产生重要的核修正贡献. 高扭度因子化定理已被广泛应用到高能重离子碰撞过程的计算当中, 如光子-原子核碰撞过程的双喷注横动量非平衡效应^[37]、Drell-Yan双轻子^[38,39]和矢量玻色子^[40,41]的横动量展宽效应、背靠背双粒子关联效应^[42,43], 轻子-原子核深度非弹性散射过程的单喷注和单强子横动量展宽^[38,44,45], 以及核介质诱导的韧致辐射能量损失效应^[9,10,46–48]对领头强子及整体喷注观测量的影响^[26,49–56]等. 这些理论计算结果成功地描述了相关的实验数据, 从而验证了高扭度因子化定理的适用性, 也推动了核环境中部分子多重散射QCD动力学的发展, 并加深了对高能核碰撞中夸克胶子等离子体(QGP)性质的理解.

本文用高扭度方法计算了横动量展宽效应以及喷注淬火效应, 给出了基于扭度4因子化定理的半单举深度非弹性散射过程(SIDIS)^[57]和pA碰撞双轻子产生过程(Drell-Yan)^[58]中双重散射的高阶计算. 讨论高扭度展开下由于核介质中的多重散射导致的部分子碎裂函数的有效介质修正以及相应的能量损失, 给出了数值计算方法, 具体给出了高扭度展开框架下喷注淬火效应对高能核碰撞中领头强子如 π^0 , η , ρ^0 , ϕ , ω 和 K_S^0 的产生及其产额比, 并抽取QGP的喷注输运参数.

2 横动量展宽效应

通常来讲, 微扰QCD (pQCD)领头阶计算会导致理论计算的较大不确定性. 日益精确的实验数据测量要求完整的次领头阶pQCD 计算. 这类计算非常复杂, 截至目前, 只完成了半单举深度非弹性散射过程(SIDIS)^[57]和pA碰撞双轻子产生过程(Drell-Yan)^[58]的双重散射计算, 以及pA碰撞向前快速度区(小- x)单强子产生^[59–61]的完整NLO计算. 本章回顾了SIDIS过程和Drell-Yan过程横动量展宽效应的NLO pQCD计算, 并讨论了相关的次领头阶计算要点、因子化定理证明和核介质性质的普适性.

2.1 SIDIS过程的横动量展宽效应

我们考虑电子 e 与原子核 A 的散射过程

$$e(L_1) + A(p) \rightarrow e(L_2) + h(\ell_h) + X, \quad (1)$$

其中 L_1 和 L_2 是入射和出射轻子的四动量, ℓ_h 为末态观测强子的动量, p 为原子核 A 中的核子动量. 在该过程中, 我们只考虑单光子交换过程, 其中的虚光子动量 $q = L_1 - L_2$, 其不变质量表示为 $Q^2 = -q^2$. SIDIS过程的洛伦兹不变量通常写为

$$x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot L_1}, \quad z_h = \frac{p \cdot \ell_h}{p \cdot q}. \quad (2)$$

在该过程中, 横动量展宽被定义为

$$\Delta\langle \ell_{hT}^2 \rangle = \langle \ell_{hT}^2 \rangle_{eA} - \langle \ell_{hT}^2 \rangle_{ep}, \quad (3)$$

描述的是电子-原子核和电子-质子散射过程中所观测的末态强子的平均横动量平方之差. 这里平均横动量平方 $\langle \ell_{hT}^2 \rangle$ 为微分散射截面的一阶矩

$$\langle \ell_{hT}^2 \rangle = \int d\ell_{hT}^2 \ell_{hT}^2 \frac{d\sigma}{d\mathcal{PS} d\ell_{hT}^2} \bigg/ \frac{d\sigma}{d\mathcal{PS}}, \quad (4)$$

$d\mathcal{PS} = dx_B dy dz_h$ 为末态相空间. 式(4)中, 分母为单强子产生的微分散射截面, 其NLO计算结果见文献^[62–65].

2.1.1 领头阶贡献

在SIDIS过程中, 出射部分子在碎裂成末态强子之前会与核介质中的部分子发生多重散射. 考虑到

这些多重散射贡献, 我们将微分散射截面按散射次数展开^[66],

$$d\sigma = d\sigma^S + \sigma^D + \dots, \quad (5)$$

其中“S”(“D”)表示单次(双重)散射贡献. 单次和双重散射分别如图 1(a)和(b)所示. 双重散射过程是被硬标度幂次压低的 $\sim 1/Q^2$, 原则上可以忽略不计. 然而当我们考虑双重散射初态的两个部分子来源于原子核中不同的核子时, 双重散射同时具备核增强 $\sim A^{1/3}$ 效应, 因此导致非平凡的核修正贡献, 并起主导作用. 这个论证只适用于不小的Bjorken- x 区间, 当核介质中胶子密度很大时(对应于小- x 区间), 所有的多重散射贡献同等重要, 因此需要对多重散射做重求和^[67], 在本文我们不做细致讨论. 依据方程(3)和(5), SIDIS过程横动量展宽效应的主要贡献可被表示为

$$\Delta\langle\ell_{hT}^2\sigma^D\rangle \approx \frac{d\langle\ell_{hT}^2\sigma^D\rangle}{d\mathcal{PS}} \bigg/ \frac{d\sigma}{d\mathcal{PS}}, \quad (6)$$

$$\frac{d\langle\ell_{hT}^2\sigma^D\rangle}{d\mathcal{PS}} \equiv \int d\ell_{hT}^2 \ell_{hT}^2 \frac{d\sigma^D}{d\mathcal{PS} d\ell_{hT}^2}, \quad (7)$$

图 1 (网络版彩图)SIDIS过程单强子产生的示意图. (a) 单次散射; (b) 夸克-胶子双重散射

Figure 1 (Color online) The schematic diagram of single hadron production in SIDIS processes. (a) Single scattering; (b) quark-gluon double scattering.

这里的双重散射实际上是幂次修正的扭度4贡献, 对应的广义因子化定理已经由文献^[35, 68]给出. 本章主要讨论在NLO水平上的具体论证.

双重散射的领头阶(LO)费曼图如图 2所示, LO计算较为简单, 最终结果如下:

$$\frac{d\langle\ell_{hT}^2\sigma^D\rangle^{(LO)}}{d\mathcal{PS}} = \sigma_h \sum_q e_q^2 \int \frac{dx}{x} T_{qg}(x, 0, 0) \times \int \frac{dz}{z} D_{h/q}(z) \delta(1-\hat{x}) \delta(1-\hat{z}), \quad (8)$$

其中 $\hat{x} = x_B/x$, $\hat{z} = z_h/z$, $\sigma_h = (4\pi^2\alpha_s z_h^2/N_c)\sigma_0$, 领头阶波恩散射截面 σ_0 为

$$\sigma_0 = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{Q^2} \frac{1 + (1-y)^2}{y} (1-\epsilon), \quad (9)$$

扭度-4关联函数 $T_{qg}(x_1, x_2, x_3)$ 表征核介质的基本性质, 描述的是原子核中夸克-胶子的量子关联, 与核介质的喷注输运系数直接相关, 其算符定义为^[9, 10, 40]

$$T_{qg}(x_1, x_2, x_3) = \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ix_1 p^+ y^-} \int \frac{dy_1^- dy_2^-}{4\pi} \times e^{ix_2 p^+ (y_1^- - y_2^-)} e^{ix_3 p^+ y_2^-} \theta(y_2^-) \theta(y_1^- - y^-) \times \langle A | \bar{\psi}_q(0) \gamma^+ F_{\sigma}^+(y_2^-) F^{\sigma+}(y_1^-) \psi_q(y^-) | A \rangle. \quad (10)$$

由方程(8)可得LO的横动量展宽结果^[38, 44]

$$\Delta\langle\ell_{hT}^2\rangle = \left(\frac{4\pi^2\alpha_s z_h^2}{N_c} \right) \frac{\sum_q e_q^2 T_{qg}(x_B, 0, 0) D_{h/q}(z_h)}{\sum_q e_q^2 f_{q/A}(x_B) D_{h/q}(z_h)}. \quad (11)$$

图 2 (网络版彩图)双重散射领头阶费曼图

Figure 2 (Color online) Feynman diagram of double scattering at leading order.

2.1.2 次领头阶贡献

在本节中, 我们以夸克-胶子双重散射(图1(b))为例阐述扭度-4过程NLO计算的基本要点. 取决于第二次散射初态胶子的动量, 我们将该过程分为软和硬的双重散射, 以及它们的相互干涉作用. 如图3所示, NLO夸克-胶子双重散射分为软-软、硬-硬、软-硬和硬-软贡献, 共16个费曼图. 我们以软-软双重散射(图3(a))为例简要阐述NLO计算的基本要点, 其他过程的计算步骤完全类似.

扭度4过程软-软双重散射NLO实修正的主要计算步骤如下:

1. 确定初态部分子动量份额: x_1 , x_2 , 和 x_3 可通过围道积分和末态部分子在壳条件确定, $x_1 = x + x_C - x_D$, $x_2 = x_D$, $x_3 = 0$;
2. 共线展开: 为保证最终结果的规范不变性, 需特别注意初态部分子的横动量设置, 不同过程的具体设置见文献[58]. 共线展开的基本表达式如下:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 [T(\{x_i\}) H_{\mu\nu}(\{x_i\}, k_T)]}{\partial k_T^\alpha \partial k_T^\beta} \\ &= \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \left[\frac{\partial x_i}{\partial k_T^\alpha} \frac{\partial x_j}{\partial k_T^\beta} H_{\mu\nu} \right] + \frac{\partial T}{\partial x_i} \left[\frac{\partial^2 x_i}{\partial k_T^\alpha \partial k_T^\beta} H_{\mu\nu} \right. \\ & \left. + \frac{\partial x_i}{\partial k_T^\alpha} \frac{\partial H_{\mu\nu}}{\partial k_T^\beta} + \frac{\partial x_i}{\partial k_T^\beta} \frac{\partial H_{\mu\nu}}{\partial k_T^\alpha} \right] + T \frac{\partial^2 H_{\mu\nu}}{\partial k_T^\alpha \partial k_T^\beta}. \end{aligned} \quad (12)$$

3. 相空间积分: 两体相空间积分可被参数化为

$$\begin{aligned} dPS^{(C)} &= \frac{1}{8\pi} \left(\frac{4\pi}{Q^2} \right)^\epsilon \frac{1}{\Gamma(1-\epsilon)} \int dx \\ &\times \delta(x_1 + x_2 - x - x_C) [\hat{z}(1-\hat{z})]^{-\epsilon} \hat{x}^\epsilon (1-\hat{x})^{-\epsilon}. \end{aligned} \quad (13)$$

图3 (网络版彩图)SIDIS双重散射费曼图. (a) 软-软; (b) 硬-硬; (c) 软-硬; (d) 硬-软

Figure 3 (Color online) Feynman diagram of double scattering. (a) soft-soft; (b) hard-hard; (c) soft-hard; (d) hard-soft.

4. 分离发散: 对 $\hat{x}$ 和 $\hat{z}$ 的积分会导致发散, NLO计算的最关键点在于分离这些发散, 通常采用维数正规化方法来处理. 软-软双重散射的发散项可具体表示为

$$\begin{aligned} C_F \int_{x_B}^1 \frac{dx}{x} T_{qg}(x, 0, 0) & \left[\frac{2}{\epsilon^2} \delta(1-\hat{x}) \delta(1-\hat{z}) \right. \\ & \left. - \frac{1}{\epsilon} \delta(1-\hat{x}) \frac{1+\hat{z}^2}{\hat{z}^2(1-\hat{z})_+} - \frac{1}{\epsilon} \delta(1-\hat{z}) \frac{1+\hat{x}^2}{(1-\hat{x})_+} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

其中双极点 $1/\epsilon^2$ 表示软-共线发散, 单极点 $1/\epsilon$ 表示共线发散.

类似地, 我们可以分离出其他三个双重散射过程的非物理发散项.

为保证最终计算结果的么正性和红外安全性, 必须考虑虚修正的贡献, 示意费曼图如图4所示.

虚图的计算较为冗长复杂, 其中包含大量的张量约化和积分, 扭度4虚过程的计算技术与传统方法基本类似, 因此不再赘述, 其最终结果与扭度2非常类似:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \ell_{hT}^2 \sigma^D \rangle^{(V)}}{d\mathcal{PS}} &= \sigma_h \frac{\alpha_s}{2\pi} \int \frac{dx}{x} T_{qg}(x, 0, 0) \int \frac{dz}{z} \\ &\times D_{h/q}(z) \delta(1-\hat{x}) \delta(1-\hat{z}) \left(\frac{4\pi\mu^2}{Q^2} \right)^\epsilon \frac{1}{\Gamma(1-\epsilon)} \\ &\times C_F \left(-\frac{2}{\epsilon^2} - \frac{3}{\epsilon} - 8 \right). \end{aligned} \quad (15)$$

完整的扭度4过程NLO计算还包含胶子-胶子双重散射以及单次与三重散射的相互作用项. 胶子-胶子双重散射只包含实修正, 因此最终结果只含有共线发散. 单次与三重散射的相互作用项不包含任何发散.

图4 (网络版彩图)SIDIS NLO虚修正示意图

Figure 4 (Color online) Schematic diagram of SIDIS NLO virtual correction.

2.1.3 最终结果与夸克-胶子关联函数演化方程

将实修正和虚修正的结果合并, 我们可以证明软发散(双极点项)相消, 这是共线因子化理论的一个必然结果, 也是高阶计算正确性的一个很好检验. 剩余的共线发散项将被吸收到非微扰函数的重整化定义当中, 其中 $\delta(1-\hat{x})$ 项贡献到领头扭度夸克到强子的碎裂函数 $D_{h/q}(z_h)$ 中:

$$D_{h/q}(z_h, \mu_f^2) = D_{h/q}(z_h) - \frac{\alpha_s}{2\pi} \left(\frac{1}{\hat{\epsilon}} + \ln \frac{\mu^2}{\mu_f^2} \right) \times \int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} P_{qq}(\hat{z}) D_{h/q}(z), \quad (16)$$

我们采用标准的 $\overline{\text{MS}}$ 机制, $1/\hat{\epsilon} = 1/\epsilon - \gamma_E + \ln(4\pi)$. μ_f 对应于碎裂函数的因子化标度, 碎裂函数关于 μ_f 的依赖性由Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP)演化方程描述.

类似于共线因子化的同样步骤, 我们将 $\delta(1-\hat{z})$ 项吸收到扭度4夸克-胶子关联函数 $T_{qg}(x_B, 0, 0)$ 的重新定义当中,

$$T_{qg}(x_B, 0, 0, \mu_f^2) = T_{qg}(x_B, 0, 0) - \frac{\alpha_s}{2\pi} \left(\frac{1}{\hat{\epsilon}} + \ln \frac{\mu^2}{\mu_f^2} \right) \times \int_{x_B}^1 \frac{dx}{x} [\mathcal{P}_{qg \rightarrow qg} \otimes T_{qg} + P_{qg}(\hat{x}) T_{gg}(x, 0, 0)]. \quad (17)$$

在上述两个方程中, $P_{ab}(z)$ 是DGLAP部分子劈裂函数:

$$P_{qq}(z) = C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (18)$$

$$P_{gq}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (19)$$

$$P_{qg}(z) = T_R [z^2 + (1-z)^2], \quad (20)$$

其中色因子 $C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c$, $T_R = 1/2$, $N_c = 3$ 为色荷数.

上述重新定义的夸克-胶子关联函数遵循新的QCD演化方程:

$$\mu_f^2 \frac{\partial}{\partial \mu_f^2} T_{qg}(x_B, 0, 0, \mu_f^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{x_B}^1 \frac{dx}{x} [\mathcal{P}_{qg \rightarrow qg} \otimes T_{qg} + P_{qg}(\hat{x}) T_{gg}(x, 0, 0, \mu_f^2)]. \quad (21)$$

根据文献[9, 10, 69, 70]对胶子辐射谱的分析, 软和硬之间的相互作用会导致Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [71]相消效应, 对应于胶子辐射形成时间大于核介质尺度时胶子辐射几率的压低现象. 在上述演化方程中, 胶子辐射形成时间 $\tau_f = 1/[x(1-\hat{x})p^+]$, 我们同样可以看到在 $\hat{x} \rightarrow 1$ 时, 软和硬之间的相互作用对最终结果产生负的贡献.

应用 $\overline{\text{MS}}$ 机制将共线发散减除到非微扰的碎裂函数和扭度4夸克-胶子关联函数之后, 横动量 ℓ_{hT}^2 -加权的扭度4 NLO微分散射截面可被写为

$$\frac{d\langle \ell_{hT}^2 \sigma^D \rangle}{d\mathcal{PS}} = \sigma_h \sum_q e_q^2 T_{qg}(x_B, 0, 0, \mu_f^2) D_{h/q}(z_h, \mu_f^2) + \sigma_h \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_q e_q^2 \int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} D_{h/q}(z, \mu_f^2) \int_{x_B}^1 \frac{dx}{x} \times \left\{ H_q^{\text{NLO}}(\mu_f^2, \hat{x}, \hat{z}) \otimes T_{qg} + H_g^{\text{NLO}}(\mu_f^2, \hat{x}, \hat{z}) \otimes T_{gg} \right\}, \quad (22)$$

其中的NLO硬散射系数均是有限的, 并依赖于因子化标度. 与领头扭度NLO贡献类似, 硬散射系数的标度依赖性会降低非微扰函数(碎裂函数和夸克-胶子关联函数)的标度依赖性, 从而导致完整NLO贡献的不确定度降低. 将 ℓ_{hT}^2 -加权的散射截面方程(22)和领头扭度的NLO贡献代入方程(7), 即可得到SIDIS过程横动量展宽效应的NLO贡献.

SIDIS过程 ℓ_{hT}^2 -加权的扭度4散射截面的NLO计算首次论证了双重散射因子化定理: 与碎裂函数和扭度4夸克-胶子关联函数相关的共线发散可被因子化, 剩余硬散射系数是有限的, 并依赖于因子化标度.

2.2 核介质性质的普适性

在上节中, 我们回顾了SIDIS扭度4过程的完整NLO计算, 并论证了双重散射因子化定理的有效性, 推导出了夸克-胶子关联函数的QCD演化方程. 为了论证双重散射因子化定理和夸克-胶子关联函数的普适性, 需要考虑其他硬散射过程的扭度4 NLO 计算. 应用同样的方法, 我们具体计算了pA碰撞Drell-Yan双轻子产生的NLO横动量展开效应, 该过程包含同样的扭度4夸克-胶子关联函数. 计算表明, Drell-Yan过程中的夸克-胶子关联函数

的QCD演化方程与SIDIS过程完全一致. 由此严格证明了扭度4过程(仅限核增强贡献)的因子化定理, 首次表明了扭度4关联函数的普适性. 换个角度来讲, 核介质的性质是不依赖于具体的硬散射过程的. 在考虑一个较大的原子核并忽略核子之间的动量和空间关联^[72,73], 我们可以将夸克-胶子关联函数 $T_{qg}(x_B, 0, 0, \mu_f^2)$ 直接联系到核介质喷注输运系数 $\hat{q}(\mu_f^2, y^-)$:

$$T_{qg}(x_B, 0, 0, \mu_f^2) \approx \frac{N_c}{4\pi^2\alpha_s} f_{q/A}(x_B, \mu_f^2) \int dy^- \hat{q}(\mu_f^2, y^-), \quad (23)$$

其中 $f_{q/A}(x_B, \mu_f^2)$ 为领头扭度夸克分布函数. 根据夸克-胶子关联函数的QCD演化方程(21)可以推导出喷注输运系数关于探测标度的依赖性质, 该性质对于精确提取冷核和热核介质的基本性质至关重要, 相关的唯象研究还在进行当中.

2.3 小结

我们首次计算SIDIS过程和Drell-Yan过程横动量展宽效应的扭度4 NLO贡献. 具体计算表明软发散在实修正和虚修正之间抵消, 共线发散可被吸收到相应的碎裂函数和夸克-胶子关联函数的重整化定义当中, 完整的NLO结果将降低理论计算的不确定性. 我们的计算首次表明核介质性质关于探测标度的QCD演化方程及其普适性, 为将来提取冷核与热核介质基本性质提供坚实的理论框架. 期望SIDIS和Drell-Yan过程的横动量展宽的高阶计算可以为将来喷注淬火效应的高阶计算铺平道路.

3 非相干多重散射

近年来, 对于pA碰撞中核物理现象的实验和理论研究引起了极大的关注^[74-80]. 为了研究在核碰撞中产生的夸克胶子等离子体的性质, 必须去除掉实验信号中所包含的初态冷核介质效应, 该类效应可以在pA碰撞被很好地定量研究, 因此pA碰撞被认为是AA碰撞的基准线. 另一方面, pA碰撞对于研究核介质中的QCD多重散射动力学、确定冷核介质性质也极其重要. 当前大部分的研究都集中在

向前快度区, 对应于小 x 相干散射区间. 在本章, 我们回顾与之相对的向后快度区的相关研究, 向后快度区对应于大 x 非相干散射物理^[73]. 在文献[73]中, 我们计算了pA碰撞中向后快度区轻味强子产生的核修正效应, 并预言实验上应该存在核增强信号, 该预言已经被PHENIX实验组在最近的测量中证实^[81]. 在文献[82]中, 我们将该计算推广到pA碰撞中的重味介子产生, 并成功解释了RHIC^[83]和LHC^[84]上的实验数据, 提出实验观测到的核增强效应可被解释为非相干多重散射效应.

在上一章中, 我们通过计算SIDIS过程双重散射的次领头阶修正, 严格证明了核环境中双重散射的因子化定理. 在本章中, 我们将应用这一定理来计算pA碰撞中强子产生的双重散射贡献, 我们考虑以下过程:

$$p(P') + A(P) \rightarrow H(P_h) + X, \quad (24)$$

其中 H 末态观测到的强子, 动量为 P_h . 通常来讲, 我们可以将pA碰撞过程的微分散射截面按照多重散射次数作展开

$$d\sigma_{pA \rightarrow HX} = d\sigma_{pA \rightarrow HX}^{(S)} + d\sigma_{pA \rightarrow HX}^{(D)} + \dots, \quad (25)$$

其中, 单次散射过程中大横动量区间的强子产生可以由领头扭度共线因子化定理描述^[36]:

$$E_h \frac{d\sigma^{(S)}}{d^3P_h} = \frac{\alpha_s^2}{s} \sum_{a,b} \int \frac{dz}{z^2} D_{c \rightarrow H}(z) \int \frac{dx'}{x'} f_{a/p}(x') \times \int \frac{dx}{x} f_{b/A}(x) H_{ab \rightarrow c}^U(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \quad (26)$$

其中 $\sum_{a,b}$ 代表味道求和, $s = (P' + P)^2$ 为碰撞系统质心能量的平方. $H_{ab \rightarrow c}^U$ 为部分子硬散射系数, 轻味夸克产生的具体表达式见文献[85], 重味产生见文献[86,87].

3.1 双重散射

应用推广的因子化定理, 我们可以计算向后快度区的多重散射贡献, 领头贡献来自于扭度4过程. 对于轻味夸克产生, 其扭度4的贡献可表示为

$$E_h \left. \frac{d\sigma^{(D)}}{d^3P_h} \right|_{\text{light}} = \left(\frac{8\pi^2\alpha_s}{N_c^2 - 1} \right) \frac{\alpha_s^2}{s} \sum_{a,b,c} \int \frac{dz}{z^2} D_{c \rightarrow H}(z)$$

$$\times \int \frac{dx'}{x'} f_{a/p}(x') \int \frac{dx}{x} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) c^i H_{ab \rightarrow cd}^i(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$$

$$\times \sum_{i=L,F} \left[x^2 \frac{\partial^2 T_{b/A}^{(i)}(x)}{\partial x^2} - x \frac{\partial T_{b/A}^{(i)}(x)}{\partial x} + T_{b/A}^{(i)}(x) \right], \quad (27)$$

其中, $\sum_{i=L,F}$ 表示对初态和末态多重散射求和^[73], 轻味产生的双重散射因子 c^i 可表示为

$$c^I = -\frac{1}{\hat{t}} - \frac{1}{\hat{s}}, \quad (28)$$

$$c^F = -\frac{1}{\hat{t}} - \frac{1}{\hat{u}}, \quad (29)$$

硬散射函数 $H_{ab \rightarrow cd}^i(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$ 可写为

$$H_{ab \rightarrow cd}^I = \begin{cases} C_F H_{ab \rightarrow cd}^U, & a = \text{quark}, \\ C_A H_{ab \rightarrow cd}^U, & a = \text{gluon}, \end{cases} \quad (30)$$

$$H_{ab \rightarrow cd}^F = \begin{cases} C_F H_{ab \rightarrow cd}^U, & c = \text{quark}, \\ C_A H_{ab \rightarrow cd}^U, & c = \text{gluon}. \end{cases} \quad (31)$$

扭度4夸克-胶子和胶子-胶子关联函数的算符定义见文献^[73].

重味产生的双重散射费曼图如图5和6所示.

所有扭度4过程的计算基本类似, 以 $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ 为例, 最终结果表示如下:

$$E_h \frac{d\sigma^{(D)}}{d^3P_h} \bigg|_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}} = \frac{8\pi^2 \alpha_s}{N_c^2 - 1} \frac{\alpha_s^2}{s} \sum_q \int \frac{dz}{z^2} D_{Q \rightarrow H}(z)$$

$$\times \int \frac{dx'}{x'} f_{q/p}(x') \int \frac{dx}{x} H_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}^U(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u})$$

$$\times \sum_{i=L,F} \left(x^2 \frac{\partial^2 T_{\bar{q}/A}^{(i)}(x)}{\partial x^2} c_2^{qi} - x \frac{\partial T_{\bar{q}/A}^{(i)}(x)}{\partial x} c_1^{qi} + T_{\bar{q}/A}^{(i)}(x) c_0^{qi} \right), \quad (32)$$

其中, 双重散射因子 $c_{0,1,2}^{qi}$ 的具体表达式参考文献^[82]. 其他部分子散射过程的结果与上式非常类似, 不再一一列举.

3.2 重味介子产生的唯象研究

在本小节, 我们以重味介子产生为例来阐述pA碰撞非相干多重散射的唯象研究. 将所有部分子散射过程加在一起, pA碰撞重味介子产生的最终结果可表示为

图5 (网络版彩图)重味产生的夸克-胶子双重散射费曼图

Figure 5 (Color online) Feynman diagram of quark-gluon double scattering in heavy flavor production.

图6 (网络版彩图)重味产生的胶子-胶子双重散射费曼图

Figure 6 (Color online) Feynman diagram of gluon-gluon double scattering in heavy flavor production.

$$E_h \frac{d\sigma^{(D)}}{d^3P_h} = E_h \frac{d\sigma^{(D)}}{d^3P_h} \bigg|_{\text{light}} + E_h \frac{d\sigma^{(D)}}{d^3P_h} \bigg|_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}$$

$$+ E_h \frac{d\sigma^{(D)}}{d^3P_h} \bigg|_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}, \quad (33)$$

注意到在向后快速度区间, 扭度4过程的单次-三次散射相互作用不产生重要的核修正效应, 因此可被忽略不计.

高能重离子碰撞中的核效应通常由核修正因子 R_{pA} 描述,

$$R_{pA} = \frac{1}{\langle N_{\text{coll}} \rangle} E_h \frac{d\sigma_{pA}}{d^3P_h} \bigg/ E_h \frac{d\sigma_{pp}}{d^3P_h}, \quad (34)$$

其中 $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ 为平均碰撞数. R_{pA} 与1的偏离代表核修正效应. 上式中的分母为pp碰撞中的散射截面, 其主要贡献来自于单次散射, 由方程(26)给出. 分子代表pA碰撞的散射截面, 主要贡献为单次散射(26)和双重散射(33)之和. 在数值计算当中, 我们需要确定扭度4夸克-胶子和胶子-胶子关联函数, 这些函数代表了核介质的非微扰基本性质, 原则上应该通过对实验数据的整体分析来确定. 在文献^[42, 67]中, 它们被参数化为

$$\frac{4\pi^2 \alpha_s}{N_c} T_{q,g/A}^{(I)}(x) = \frac{4\pi^2 \alpha_s}{N_c} T_{q,g/A}^{(F)}(x)$$

$$= \xi^2 (A^{1/3} - 1) f_{q,g/A}(x), \quad (35)$$

其中 ξ^2 为普适物理量, 代表双重散射强度. 在领头阶, ξ^2 可被认为是一个常数. 在考虑高阶修正的情

况下, ξ^2 与喷注输运系数一样依赖于探测能标或因因子化标度, 详见上一章内容所述. 在本节的数值计算当中, 我们取 $\xi^2=0.09-0.12 \text{ GeV}^2$, 该数值由深度非弹性eA碰撞实验数据确定^[67], 现已被成功用来描述pA碰撞的强子谱压低^[88]和双强子关联^[42].

在图7中, 我们给出了pA碰撞中向后快度区重味产生的核修正因子的理论与实验比较, 其中紫色代表非相干多重散射计算, 绿色代表核部分子分布函数的贡献. 计算包含RHIC^[83](a)和LHC^[84](b)能区. 计算中的重味衰变成轻子部分由PYTHIA事例产生器^[89]给出. 正如预期的一样, 非相干多重散射给出核增强效应(核修正因子大于1), 且随着横动量 p_T 的增大而减小, 这是由于扭度4的贡

献本质上是 $1/p_T^2$ 幂次压低的. 由于同样的原因, 我们的计算在小横动量区间是发散的, 这是共线因子化定理的共性. 我们的理论计算给出了对实验数据的合理解释. 理论计算与实验数据在LHC能区的偏差可能来源于理论上领头阶计算和重味衰变的不精确性导致, 亦有可能来源于实验方面对于pp基准测量的缺失. 当前描述核效应的一个通用模型为部分子分布函数的核修正(如EPS09^[90]). 我们在图7中由绿色线给出了该模型的计算结果, 可以明显得出部分子分布函数的核修正并不能描述中等横动量区间的实验数据. 我们的计算与部分子分布函数的核修正模型的最大区别在于: 我们计算的非相干多重散射是过程依赖的, 包含明确的微扰可计算的QCD动力学信息, 部分子分布函数的核修正是一个普适的函数, 与具体过程无关, 其参数化形式来源于对实验数据的整体拟合, 其中包含的QCD动力学信息为非微扰不可计算的. 我们的理论计算与实验数据的契合表明冷核介质效应是过程依赖的, 并非一个普适的物理量, 其中包含丰富的QCD多重散射微扰动力学信息.

4 多重散射导致的喷注淬火效应

快速部分子在核介质中的多重散射还会引起介质诱导的胶子辐射, 从而损失能量, 这样的多重散射与碰撞的扭度4过程有关, 我们也同样可以用高扭度的因子化定理进行计算. 本节重点回顾了描述部分子穿过QGP介质发生多重散射从而导致能量损失的高扭度方法, 用该方法计算高能重离子碰撞中的高横动量单强子的产生及其压低, 以及在这个框架下通过对核修正因子 R_{AA} 的计算与实验数据对比来抽取描述所探测介质性质的喷注输运参数.

4.1 高扭度展开框架下的部分子能量损失

图8给出了部分子在核介质中传播并损失能量的一个典型费曼图. 这种介质诱导的胶子辐射会引起部分子碎裂函数的介质修正. 基于推广的扭度4因子化定理, 我们可以计算有效的介质修正的部

图7 (网络版彩图)pA碰撞中重味产生的理论计算与实验测量的对比, 其中紫色代表非相干多重散射计算, 绿色代表核部分子分布函数的贡献. (a) RHIC 能区; (b) LHC能区. 此图出自文献^[82]

Figure 7 (Color online) The comparison between the theoretical results and the experimental data of the heavy flavor in pA collision, purple is the calculation results of the incoherent double scattering, green is the contribution of the parton distribution function in nuclear. (a) At RHIC, (b) at LHC. The figures are from ref. ^[82].

图8 (网络版彩图)夸克-胶子重散射过程的典型示意图, 三种可能的截断, 中间(C), 左边(L)和右边(R)

Figure 8 (Color online) A typical diagram for quark-gluon re-scattering processes with three possible cuts, central (C), left (L) and right (R).

分子碎裂函数 [9, 10, 46, 47, 91, 92]:

$$\begin{aligned} \tilde{D}_q^h(z_h, Q^2) = & D_q^h(z_h, Q^2) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^{Q^2} \frac{d\ell_T^2}{\ell_T^2} \\ & \times \int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} \left[\Delta\gamma_{q \rightarrow qg}(z, x, x_L, \ell_T^2) D_q^h\left(\frac{z_h}{z}, Q^2\right) \right. \\ & \left. + \Delta\gamma_{q \rightarrow gq}(z, x, x_L, \ell_T^2) D_g^h\left(\frac{z_h}{z}, Q^2\right) \right], \quad (36) \end{aligned}$$

其中 $\Delta\gamma_{q \rightarrow qg}(z, x, x_L, \ell_T^2)$ 和 $\Delta\gamma_{q \rightarrow gq}(z, x, x_L, \ell_T^2) = \Delta\gamma_{q \rightarrow qg} \times (1 - z, x, x_L, \ell_T^2)$ 是高扭度方法计算得出的介质修正劈裂函数. 这些介质修正劈裂函数都通过所谓的喷注输运参数 $\hat{q}$ (单位长度下的均方横动量展宽)来表示对介质性质的依赖. 在高扭度方法中, 喷注输运参数和介质的胶子分布密度有关 [6, 93].

考虑喷注淬火效应后, 在微扰QCD次领头阶下高能核-核碰撞中领头强子产生的反应截面可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{1}{N_{\text{bin}}^{AB}(b)} \frac{d\sigma_{AB}^h}{dyd^2p_T} = & \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu^2) f_{b/B}(x_b, \mu^2) \\ & \times \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \frac{\langle \tilde{D}_c^h(z_h, Q^2, E, b) \rangle}{\pi z_c} \\ & + O(\alpha_s^3), \quad (37) \end{aligned}$$

其中, $f_{a/A}(x_a, \mu^2)$ 是核中的部分子分布函数, $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ 是部分子硬散射过程中的散射截面, $\langle \tilde{D}_c^h(z_h, Q^2, E, b) \rangle$ 是包括喷注淬火效应后, 并对喷注初始产生的位置和传播方向作平均之后的介质修正的部分子碎裂函数.

4.2 能量损失唯象研究与喷注输运参数

在找寻和研究高能重离子碰撞中产生的夸克-胶子等离子体(QGP)的过程中, 喷注淬火过程作为探测这样一种热密介质的硬探针发挥着重要作用 [1, 94, 95]. 喷注是在碰撞初期产生的, 而且是可以微扰计算的, 接下来喷注在热密介质中穿行与热密介质发生相互作用, 从而导致喷注能量损失, 这样会形成末态可观测到的喷注和高横动量强子谱的压低. 随着相对论重离子对撞机(RHIC)和大型强子对撞机(LHC)中实验测量的开展, 我们不仅仅看到了高横动量强子产额压低这样的喷注淬火现象, 也在背对背高横动量双强子产生、光子-强子关联、整体喷注的产生、双喷注的横动量非平衡性、光子-喷注的横动量非平衡性等一系列观测量中看到了喷注淬火现象 [54, 96–108]. 不同的理论模型 [7, 9–11, 109–112] 被发展出来用以研究喷注在QGP热密介质中传播所收到的能量损失与修正, 都期望能统一地解释所有实验的喷注淬火现象. 虽然不同的理论模型都可以通过调节自身参数来达到解释实验数据的目的, 但随着RHIC和LHC实验中在不同对撞能级下测量观测量与数据的增加, 这些不同理论模型带来的不确定性被大大的约束, 尤其是喷注淬火现象所揭示的描述QGP介质性质的参数会被有效的约束, 这是高能重离子对撞实验一直以来非常重要的目标.

在高横动量单强子谱压低现象的研究中, 为了更好地理解其中的机制并与实验测量作比较, 大家引入了核修正因子 $R_{AB}(b)$ 来表征A核+B核碰撞过程中, 某一个末态高横动量强子谱的压低可以通过

$$R_{AB}(p_T, b) = \frac{d\sigma_{AB}^h/dy d^2p_T}{N_{\text{bin}}^{AB}(b) d\sigma_{pp}^h/dy d^2p_T} \quad (38)$$

来计算和测量. 其中, N_{bin}^{AB} 通常由Glauber模型给出 [113].

基于高扭度展开方法来计算能量损失效应, 需要知道喷注输运参数 $\hat{q}_0$ 的表达形式, 在考虑QGP的喷注淬火效应时, 唯象地假设它正比于QGP相中的局域部分子密度和强子气体相中的强子密度 [114]:

$$\hat{q}(\tau, r) = \left[\hat{q}_0 \frac{\rho_{\text{QGP}}(\tau, r)}{\rho_{\text{QGP}}(\tau_0, 0)} (1 - f) + \hat{q}_h(\tau, r) f \right] \cdot \frac{p^\mu u_\mu}{p_0}, \quad (39)$$

其中, ρ_{QGP} 是给定温度和时空位置的 QGP 相中的部分子密度, ρ_h 是给定温度和时空位置的强子相中的强子密度, $f(\tau, r)$ 是给定时间和位置的强子相份额, $\hat{q}_0$ 是初始时刻 τ_0 在 QGP 相介质正中心的喷注输运参数, p^μ 是碰撞系下喷注的四动量, u^μ 是碰撞系下局域介质的四流速.

QCD 介质的时空演化信息由不同的流体力学描述给出 [115, 116]: 温度、能量密度、局域四流速和强子相的份额等, 从而在这个描述框架内剩下一个自由的参数 $\hat{q}_0\tau_0$, 喷注输运参数的初始值和 QGP 形成初始时间的乘积. 这个参数控制着理论计算中喷注-介质相互作用的强度, 喷注能量损失的大小.

4.3 PION 介子的核修正因子

我们在文献 [32] 中报告了运用该理论框架计算得到了 RHIC 能级下金-金碰撞中 π^0 介子的不变散射截面及其对应的核修正因子作为横动量 p_T 的函数, 并与实验结果进行了符合, 见图 9(a) [117–119]. 在该计算中, 一个完全 2+1 维的理想流体力学模型 [120] 被用来描述 QCD 介质的局域温度和局域四流速的时空演化信息. 通过将计算结果与 RHIC 和 LHC 实验数据进行 χ^2 符合研究, 可以得到给定初始时间 $\tau_0=0.6$ fm/c 下中心 A+A 对心碰撞中的夸克喷注输运参数 $\hat{q}_0$. 如图所示, 结合 PHENIX 实验数据 [96, 117], 给出 $\sqrt{s}=200$ GeV/n 下 0–5% 中心金-金对撞中喷注输运参数的最佳值范围是 $\hat{q}_0=(1.20 \pm 0.30)$ GeV²/fm. 稍后, 我们在文献 [32] 中报告了 LHC 能级下铅-铅碰撞中的结果, 见图 9(b). 如图所示, 结合 ALICE [118] 和 CMS [119] 的测量结果, 我们给出了 $\sqrt{s}=2.76$ TeV/n 下 0–5% 中心铅-铅对撞中喷注输运参数的最佳值范围是 $\hat{q}_0=(2.20 \pm 0.50)$ GeV²/fm. 在该计算中, pp 中不变散射截面使用的是 NLO 蒙特卡罗模拟计算程序 [121], 部分子分布函数使用的是 CTEQ6m [122], π^0 的真空碎裂函数使用的是 AKK08 [123].

4.4 小结

这个以微扰 QCD 为基础发展的喷注淬火理论框架在符合 RHIC 和 LHC 中的 π^0 产额压低的实验结

果上有着良好的表现. 通过对喷注输运参数的抽取, 为进一步研究喷注输运参数的喷注能量和介质局域温度的依赖打下了坚实的基础. 在文献 [32] 中, JET 国际合作组总结了包含本理论模型在内的 5 种喷注淬火模型, 指出未来实验所提供的更大范围的喷注能量和更高的 QGP 介质中心温度能够更好地帮助我们约束这些描述喷注-介质相互作用的模型. 同时也应该注意到, 在抽取喷注输运参数中所看到的理论模型不确定性, 如模型中的共线近似中诱导胶子辐射能动量截断的选取造成的影响等, 也将随着更精细的 NLO 计算、RHIC 和 LHC 中更宽的喷注能量和介质温度范围而进一步得到约束. 本理论框架在 π^0 介子的产额压低现象中的应用、研究也为系统地同时描述更加广泛的喷注淬火现象观测量的努力迈出了坚实的一步.

5 末态强子产额比与喷注淬火机制

很自然的, 对不同的末态强子的产额压低现象的理论-实验对比研究能够帮助我们检验微扰 QCD 的理论框架、进一步约束喷注输运参数的取值范围, 更重要的是能够通过不同末态强子的产额比研究得到更多核修正因子无法揭示的更加精细的喷注淬火机制, 如其中部分子能量损失的味道依赖性的定量研究.

5.1 Eta 介子的产生和产额比

由于 η 介子的产生丰度和实验数据仅次于 pion 介子, 选取 η 介子的产生作为研究对象. 运用与上节中计算 π^0 介子产生完全相同的理论框架、参数选取和热密介质的流体力学描述来计算核子-核子与核-核碰撞中 η 介子的产生, 其中真空中 η 介子的次领头阶碎裂函数由 AESSS [124] 给出. 发现在质子-质子碰撞中 η 介子的产生与 PHENIX 实验数据符合, 从而给出用于计算核修正因子的 pp 基准. 在图 10(a) 中, 看到在 200 GeV 金-金碰撞中 η 介子的核修正因子计算结果能够在 4–20 GeV/c 的范围内符合实验. 同时, 在图 10(b) 中看到, 200 GeV 质子-质子和金-金碰撞中的 η/π^0 产额比的计算结果也能较好地

图 9 (网络版彩图)不同初始夸克喷注输运参数范围下中心快度中性pion谱的核修正因子与实验对比. (a) $\sqrt{s} = 200$ GeV/n 下 0–5% 中心金-金碰撞, 与PENIX实验数据对比 [96, 117]; (b) $\sqrt{s} = 2.76$ TeV/n 下 0–5% 中心铅-铅碰撞, 与ALICE [118] 和CMS [119] 实验数据对比. 此图出自文献[32]

Figure 9 (Color online) Results for the nuclear modification factor at mid-rapidity for neutral pion spectra in 0–5% central Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV/n (a) and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV/n (b) with a range of values of initial quark jet transport parameter $\hat{q}_0$ at $\tau_0 = 0.6$ fm/c in the center of the most central collisions, as compared to PHENIX data [96, 117] at RHIC and ALICE [118] and CMS data [119] at LHC. The figures are from ref. [32].

图 10 (网络版彩图)(a) 200 GeV金-金碰撞中 η 介子的核修正因子计算结果与PHENIX实验作比较; (b) 200 GeV质子-质子和金-金碰撞中的 η/π^0 计算结果与PHENIX实验作比较. 此图出自文献[50]

Figure 10 (Color online) (a) Comparison between the PHENIX data of η nuclear modification factor in Au + Au collisions at 200 GeV and numerical simulations at NLO; (b) comparison between the PHENIX data of η/π^0 ratio in p + p collisions and Au + Au collisions at 200 GeV and the numerical simulations at NLO. The figures are from ref. [50].

与PHENIX实验符合.

在 η/π^0 产额比研究过程中, 发现这样一些有意思的情形, 并在下节中给出其理论解释 [50]. (1) 首先在图 10(b)中看到pp碰撞中 η/π^0 在研究范围内对 p_T 的分布比较平缓, 且大约在0.5附近. (2) 而AA碰撞中 η/π^0 在较大的 p_T 区间与pp碰撞中的结果重合, 似乎不受能量损失效应的影响. 可以简单想见, 部分子能量损失存在味道依赖(胶子能量损失比夸克能量损失要大), 那么能量损失过程中会改变夸克和胶子贡献的相对份额, 而夸克与胶子碎裂成 π^0 和 η 的几率各不相同. 那么计算结果和实验观测同步得

到的这样重合现象, 就需要更加精细的研究. (3) 由核修正因子 R_{AA} 的测量结果所支持的“部分子首先在QGP介质中发生能量损失, 然后在真空中碎裂”这样一个能量损失机制, 并不能完全解释以上在 η/π^0 测量和计算中看到的现象, 也需要更精细的研究提供更深入的关于产额压低现象的理解.

5.2 探究单强子产生中的产额压低机制

我们发现, η 和 π^0 的夸克、胶子碎裂函数有着不同的特征. 随着 p_T 的升高, η 和 π^0 的胶子碎裂函数各自占总碎裂函数之比都非常小(0.03–0.1), η 和 π^0 的

夸克碎裂函数比胶子函数大很多, 且对 p_T 分布平滑. 那么可以期待在 η 和 π^0 产生中, 都会是夸克碎裂贡献主导. 同时, 我们计算了胶子碎裂函数给出的 η/π^0 之比会大于 1, 且呈现上升趋势, 而夸克碎裂函数给出的 η/π^0 之比随着 p_T 的升高比较平缓, 大约在 0.5 附近. 而这个比值与 pp 碰撞中 η/π^0 的产额比近似 [50, 125].

为了更好地理解不同强子产额的比率, 把 pp 碰撞中强子产生写为

$$\frac{1}{p_T} \frac{d\sigma_{\pi^0, \eta}}{dp_T} = \int f_q\left(\frac{p_T}{z_h}\right) \cdot D_{q \rightarrow \eta, \pi^0}(z_h, p_T) \frac{dz_h}{z_h^2} + \int f_g\left(\frac{p_T}{z_h}\right) \cdot D_{g \rightarrow \eta, \pi^0}(z_h, p_T) \frac{dz_h}{z_h^2}, \quad (40)$$

从而把 pp 碰撞中的强子产生分解为初始喷注谱 $f_{q,g}(p_T)$ 和部分子碎裂函数 $D_{q,g \rightarrow \eta, \pi^0}(z_h, p_T)$ 两部分. 我们在极大的 p_T 区间, η 和 π^0 的产生中, 可以忽略胶子碎裂的贡献, 由夸克碎裂贡献主导 (如图 11(a) 上所示). 由于在高 p_T 区域, 特征 z_h 区间 0.4–0.7 的范围内, 夸克碎裂函数 $D_{q \rightarrow \eta, \pi^0}(z_h, Q = p_T)$ 对 z_h 和 p_T 的分布平滑, 可以在 $p_T \rightarrow \infty$ 区域有如下推导:

$$R(\eta/\pi^0) = \frac{d\sigma_\eta}{dp_T} / \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp_T}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\int f_q\left(\frac{p_T}{z_h}\right) \cdot D_{q \rightarrow \eta}(z_h, p_T) \frac{dz_h}{z_h^2}}{\int f_q\left(\frac{p_T}{z_h}\right) \cdot D_{q \rightarrow \pi^0}(z_h, p_T) \frac{dz_h}{z_h^2}} \\ & \approx \frac{\Sigma_q D_{q \rightarrow \eta}(\langle z_h \rangle, p_T)}{\Sigma_q D_{q \rightarrow \pi^0}(\langle z_h \rangle, p_T)}. \end{aligned} \quad (41)$$

从而发现, 即便夸克和胶子会损失不同的能量, 他们会因此在 A+A 碰撞中改变部分子喷注的味道分布. 然而在极高的横动量区间的 A+A 碰撞中, η 和 π^0 的产额都由夸克碎裂贡献主导, 那么 η/π^0 比率也是由夸克碎裂贡献主导, 能量损失的效应仅体现在对 z_h 的偏移. 然而由于上面提到的夸克碎裂函数在这个能动量区域对 z_h 和 p_T 的低依赖性, 可以看到在这样一个极高的横动量区间 A+A 碰撞中的 η/π^0 比率会与 p+p 碰撞、甚至 e^+e^- 碰撞中的比率重合, 从而得到一个统一的数值 ~ 0.5 .

而对于中间 p_T 区域, 胶子碎裂的贡献不可忽略. 然而, 我们在图 11(a) 上所展示 p+p 碰撞中的 η 和 π^0 产生中各自胶子和夸克碎裂的贡献占比计算结果中发现, η 和 π^0 在每一个 p_T 点上都给出了几乎一致的相对胶子(夸克)碎裂贡献在总产额中的占比. 这样在取其总产额的比值的过程中, 夸克和

图 11 (网络版彩图) η 和 π^0 产生中各自胶子和夸克碎裂的贡献占比以及仅由胶子和夸克碎裂贡献各自给出的 η/π^0 比率. (a) pp 碰撞中的情形; (b) 金-金碰撞中的情形. 此图出自文献 [50]

Figure 11 (a) Top panel: quark and gluon contribution fractions to total π^0 (or η meson) yields at NLO in p + p collisions at 200 GeV. Bottom panel: the ratio η/π^0 at NLO when only gluon or up quark contribution is considered in p + p collisions at 200 GeV (Left). (b) Top panel: quark and gluon contribution fractions to total π^0 (or η meson) yields at NLO in Au + Au collisions at 200 GeV, Bottom panel: the ratio η/π^0 at NLO when only gluon or up quark contribution is considered in Au + Au collisions at 200 GeV (Right). The figures are from ref. [50].

胶子这样的味道混合以及夸克、胶子不同的能量损失带来的效应几乎不发挥作用, 这个判断也在图 11(a)下的计算中确认, 仅夸克和胶子碎裂的贡献所给出的 η 和 π^0 几乎重合. 最终这也解释了在图 10(b)中看到的中间 p_T 区域里A+A 碰撞和p+p 碰撞中 η/π^0 的重合.

我们仍在图 10(b)中看到了能量损失机制对 η/π^0 的小修正. 那是因为在A+A碰撞中, 上面所提到了 η 和 π^0 几乎一致的相对胶子(夸克)碎裂贡献在总产额中的占比在中低 p_T 区域稍有破坏, 见图 11(b). 这个计算结果显示, 味道依赖的能量损失效应会导致更低的胶子碎裂贡献占比. 而在图 10(b)中的计算看到A+A碰撞中能量损失机制会使得 η/π^0 升高, 这是由于味道依赖的能量损失效应带来的胶子碎裂贡献占比压低效果, 相较于 η , 对 π^0 带来更大的压低(图 11(b)上).

5.3 小结

在以上的探索中, 我们达成了对强子压低机制的进一步理解: 首先, 对于研究强子产额比率研究中, 不能简单地通过真空中碎裂函数的贡献和能量损失效应来理解, 而是需要同时考虑三个因素: 初始硬过程产生喷注的谱、能量损失机制和真空中的部分子碎裂函数. 其次, 味道依赖的能量损失效应会导致强子在A+A 碰撞中获得更低的胶子碎裂贡献占比, 提高夸克碎裂贡献占比. 针对更多观测量的系统研究, 对于最终定量确定胶子能量损失和夸克能量损失的差别有着重要的意义.

6 不同种类强子谱对喷注淬火效应的约束

顺着上节的研究脉络, 自然的, 在同一理论框架下, 研究不同的末态强子的产额压低及其之间的产额比, 对于验证我们之前对于强子产生压低机制及其对产额比影响的认识, 有着很大的帮助. 本节将从两部分来回顾其中的研究结果: 首先, 利用这一系列计算成果的积累, 在同一框架下计算下运用6个末态强子的核修正因子的理论计算结果与现有实验数据进行对比, 从而首次在末态强子种类这一维度

研究对喷注输运参数进行约束. 其次, 介绍通过计算不同的末态介子 ρ^0 , ϕ , ω 和 K_S^0 在RHIC和LHC能级下A+A碰撞中的产生, 通过产额比的系统研究来探究其中的压低机制对产额比观测量的影响.

6.1 不同末态强子的产额压低抽取喷注输运参数

为计算不同末态介子的产生, 首要解决的问题是得到它们在真空中的碎裂函数, 我们运用一个SU(3)对称性破缺模型, 给出了 ρ^0 , ϕ 和 ω 在初始标度 $q_0^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$ 下的参数化形式, 通过DGLAP演化方程得到NLO的真空中的碎裂函数, 而 K_S^0 的真空碎裂函数由AKK08^[123]给出. 通过应用这些碎裂函数, 这4种介子在RHIC和LHC的p+p碰撞中的产生计算结果均能和实验符合, 提供了研究其介质修正的良好基准.

在与上章相同的计算框架下, 我们计算了 $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ Au+Au碰撞中它们的核修正因子作为 p_T 的函数, 并与RHIC和LHC中的实验数据都进行了对比. 图 12展示了在RHIC能级下理论计算和实验的符合情况. 需要注意的是, 虽然计算框架相同, 但是在该图所展示的计算中, 我们使用了IEBE-VISHNU流体力学模型^[116], 它和上一章计算所用到的Hirano流体力学模型^[115]所描述的介质性质稍有不同, 所给出的每个时空位置的介质温度要稍高一些, 从而要求对喷注输运参数的重新抽取和确定.

为了获得初始喷注输运参数的最佳值, 对不同末态强子的核修正因子的理论计算与实验数据进行了 χ^2 拟合比较:

$$\chi^2(a) = \sum_i \frac{[D_i - T_i(a)]^2}{\sigma_i^2}, \quad (42)$$

其中, D_i 是实验数据点, T_i 是在输入参数 a 时的理论预言值, σ_i^2 是第 i 个实验点的系统与统计误差. 我们在图 13(a)中展示的是RHIC能级下不同末态强子在 $\hat{q}_0 = 0.4\text{--}0.7 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ 范围内得到的 χ^2 与数据点数目之比. 图 13(b)展示的是分别在RHIC和LHC能级下, χ^2 与数据点数目之比随着 $\hat{q}_0$ 的变化曲线. 从而给出在RHIC 200 GeV下喷注输运参数的最佳值为 $\hat{q}_0 = 0.5 \text{ GeV}^2/\text{fm}$. 注意到, 由于 π^0 在强子产生中占有较大的比重, 有着最丰富的实验数据, 有着相

图 12 (网络版彩图) $\sqrt{s}=200$ GeV Au+Au碰撞中 $\hat{q}_0 = (0.4 - 0.7)$ GeV²/fm下6种末态强子的核修正因子的理论计算结果与实验数据对比 [96, 97, 99, 100, 103]。此图出自文献[126]

Figure 12 (Color online) Theoretical calculation results of nuclear modification factors R_{AA} as functions of p_T at $\hat{q}_0 = 0.4 - 0.7$ GeV²/fm confronted with the RHIC experimental data of π^0 [96, 97], ρ^0 [97], K_S^0 [97], η [99] and ϕ [100], ω [103]. The figures are from ref. [126].

对于其他强子实验数据更小的误差范围, 从而主导了对喷注输运参数的最佳值的选取和约束。而由于LHC中实验数据相对较少而误差更大, 在图13(b)显示的 χ^2 与数据点数目之比随着 $\hat{q}_0$ 的变化在最佳值附近有着更大平缓的区域, 从而给出的最佳值范围为 $\hat{q}_0=1.1-1.4$ GeV²/fm。

6.2 不同末态介子在A+A碰撞中的产额比

在 ρ^0 , ϕ , ω 和 K_S^0 在RHIC和LHC能级其A+A碰撞中的核修正因子均能较好地符合实验数据的基础上, 本节系统回顾了A+A碰撞中它们相对于 π^0 介子的产额比以及从中探讨其中的产额压低机制。

在 ρ^0/π^0 的研究中[55]发现, ρ^0 的表现和 η 类似, 它和 π^0 , η 一样, 在p+p碰撞中高横动量区域, 产额都

被夸克碎裂贡献主导。即便其夸克(胶子)碎裂贡献占比随着 p_T 变化的行为与 π^0 不同, 但是能量损失效应只会更加增加夸克碎裂贡献占比, 而减少胶子碎裂贡献占比, 发生的情形与 η 极高横动量区的情形类似, ρ^0/π^0 的比率被两者真空中的碎裂函数之比决定, 从而得到A+A和p+p中高横动量区域 ρ^0/π^0 的重合。

在 ϕ/π^0 的研究中[56]发现, ϕ 与 π^0 , η 和 ρ^0 不同, 在p+p碰撞中高横动量区域, 产额是被胶子碎裂贡献主导。即便, 能量损失效应会减少胶子碎裂贡献占比, 当我们对 ϕ/π^0 , ϕ/ρ^0 和 ϕ/η 在RHIC和LHC能级下的p+p和A+A碰撞中都进行计算后, 均没有发现高横动量区域A+A和p+p的重合。

在 ω/π^0 和 K_S^0/π^0 的研究中[126]发现, ω 和 ϕ 类似,

图 13 (网络版彩图)(a) π^0 , ρ^0 , η , ϕ , ω , K_S^0 在不同 q_0 与现有的 RHIC 中的实验数据的 $\chi^2/\text{d.o.f}$ 对比; (b) 在 RHIC 200 GeV 和 LHC 2.76 TeV 下全局考虑 6 个末态强子谱压低 R_{AA} 的理论计算结果和实验数据对比得到的 $\chi^2/\text{d.o.f}$ 分布. 此图出自文献 [126]

Figure 13 (Color online) (a) Demonstration of the $\chi^2/\text{d.o.f}$ between the theoretical prediction for R_{AA} of π^0 , ρ^0 , η , ϕ , ω , K_S^0 at different q_0 and the current public experimental data at the RHIC 200 GeV; (b) the global $\chi^2/\text{d.o.f}$ of R_{AA} taking into account all these 6 identified hadrons at the RHIC 200 GeV and LHC 2.76 TeV. The figures are from ref. [126].

在 p+p 碰撞中高横动量区域, 产额是被胶子碎裂贡献主导, 所以高横动量区域 A+A 和 p+p 下的 ω/π^0 是分离的. 而 K_S^0 在 RHIC 能级下的 p+p 碰撞中 p_T 范围在 2 – 20 GeV/c 的范围内, 是夸克碎裂与胶子碎裂贡献的混合, 随着 p_T 的升高, 夸克碎裂贡献占比逐渐升高. 从而在相同的能量损失机制下, 我们的理论计算结果在 RHIC 和 LHC 能级下得到了明确的高横动量区域 A+A 和 p+p 下 K_S^0/π^0 的趋近、重合.

7 总结

本文综述了核环境中多重散射效应的理论与唯象研究. 通过严格计算 eA 碰撞中轻强子产生与 pA 碰撞中 Drell-Yan 双轻子产生的横动量展宽效应的次领头阶修正, 我们论证了核环境中的微扰 QCD 高扭度因子化定理, 证明了核介质性质的普适性, 推导出了核介质性质随探测标度的 QCD 演化方程. 该计算中所得的完整次领头阶结果与未来 EIC 实验以及正在运行的 RHIC 和 LHC 实验紧密相关, 对研究核介质基本性质具有重要的理论指导意义. 基于微扰 QCD 高扭度因子化定理, 我们计算了 pA 碰撞中轻强子和重味介子的非相干双重散射效应, 并与 RHIC-PHENIX 和 LHC-ALICE 实验数据作了具体

比较, 发现理论计算结果与实验数据吻合较好, 给出了实验数据的另一种物理解释. 该计算是超越现有模型的一个严格的理论计算, 主要从 QCD 多重散射动力学角度给出实验数据的理论解释, 并阐明了核介质效应是过程依赖的. 同时我们综述了运用该高扭度方法计算部分子能量损失的唯象理论框架, 首先给出了在该框架中计算高能重离子碰撞中高横动量 π^0 介子的产生及其压低. 通过对 π^0 介子核修正因子的计算与实验数据进行对比来抽取喷注输运参数. 我们还系统地计算了 η , ρ^0 , ϕ , K_S^0 和 ω 这五个末态强子在 RHIC 和 LHC 中的产生与压低, 通过系统的研究、对比他们的产额比, 我们发现, 对强子压低机制需要同时考虑初始喷注谱、能量损失机制和真空部分子碎裂函数. 能量损失的味道依赖会导致强子在核-核碰撞中获得更低的胶子碎裂贡献占比, 而提高夸克碎裂贡献占比. 对两个夸克碎裂产生贡献占主导的末态强子产额比在核-核碰撞与同能级下核子-核子的情形重合. 同时我们将这六个末态强子的核修正因子的计算结果在 RHIC 和 LHC 中都与实验数据进行对比, 重新抽取喷注输运参数, 从而在不同种类强子产生的维度上进一步约束了喷注输运参数的抽取.

致谢 感谢美国加州大学洛杉矶分校的康中波教授、美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的 Ivan Vitev 教授、华中师范大学的张汉中教授、江苏师范大学的陈晓芳博士和华中师范大学的博士生马国杨的合作与讨论.

参考文献

- 1 Gyulassy M, Vitev I, Wang X-N, et al. Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter. 2003, arXiv: [nucl-th/030277](#)
- 2 Armesto N, Borghini N, Jeon S, et al. Heavy-ion collisions at the LHC-Last call for predictions. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2008, 35: 054001
- 3 Salgado C A, Alvarez-Muñiz J, Arleo F, et al. Proton-nucleus collisions at the LHC: Scientific opportunities and requirements. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2012, 39: 015010
- 4 Albacete J L, Armesto N, Baier R, et al. Predictions For p+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5$ TeV. *Int J Mod Phys E*, 2013, 22: 1330007
- 5 Gyulassy M, Wang X. Multiple collisions and induced gluon bremsstrahlung in QCD. *Nucl Phys B*, 1994, 420: 583–614
- 6 Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller A H, et al. Radiative energy loss and p_T -broadening of high energy partons in nuclei. *Nucl Phys B*, 1997, 484: 265–282
- 7 Gyulassy M, Levai P, Vitev I. Reaction operator approach to non-abelian energy loss. *Nucl Phys B*, 2001, 594: 371–419
- 8 Zakharov B G. Radiative energy loss of high-energy quarks in finite-size nuclear matter and quark-gluon plasma. *Jetp Lett*, 1997, 65: 615–620, arXiv: [hep-ph/9704255](#)
- 9 Wang X N, Guo X. Multiple parton scattering in nuclei: Parton energy loss. *Nucl Phys A*, 2001, 696: 788–832
- 10 Guo X, Wang X N. Multiple scattering, parton energy loss, and modified fragmentation functions in deeply inelastic eA scattering. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 3591–3594, arXiv: [hep-ph/0005044](#)
- 11 Vitev I, Gyulassy M. High- p_T tomography of d+Au and Au+Au at SPS, RHIC, and LHC. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 252301, arXiv: [hep-ph/0209161](#)
- 12 Kang Z B, Vitev I, Xing H. Nuclear modification of high transverse momentum particle production in p + A collisions at RHIC and LHC. *Phys Lett B*, 2012, 718: 482–487
- 13 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, et al. Hadronization in semi-inclusive deep-inelastic scattering on nuclei. *Nucl Phys B*, 2007, 780: 1–27
- 14 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, et al. Transverse momentum broadening of hadrons produced in semi-inclusive deep-inelastic scattering on nuclei. *Phys Lett B*, 2010, 684: 114–118
- 15 Brooks W K, Strauch S, Tsushima K. Medium modifications of hadron properties and partonic processes. *J Phys-Conf Ser*, 2011, 299: 012011, arXiv: [1104.1830](#)
- 16 Accardi A, Arleo F, Brooks W K, et al. Parton propagation and fragmentation in QCD matter. *Nuovo Cim*, 2010, 32: 439
- 17 McGaughey P L, Moss J M, Peng J C. High-energy hadron-induced dilepton production from nucleons and nuclei. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 1999, 49: 217–253, arXiv: [hep-ph/9905409](#)
- 18 Peng J-C. Dileptons from P-nucleus collisions. *AIP Conf Proc*, 1999, 494: 503, arXiv: [hep-ph/9912371](#)
- 19 Johnson M B, Kopeliovich B Z, Leitch M J, et al. Nuclear broadening of transverse momentum in Drell-Yan reactions. *Phys Rev C*, 2007, 75: 035206
- 20 Leitch M J. Quarkonium production in p-A collisions. *Eur Phys J C*, 2005, 43: 157–160
- 21 Accardi A, Albacete J L, Anselmino M, et al. Electron ion collider: The next QCD frontier-understanding the glue that binds us all. *Eur Phys J*, 2016, A52: 268, arXiv: [1212.1701](#)
- 22 Boer D, Diehl M, Milner R, et al. Gluons and the quark sea at high energies: Distributions, polarization, tomography. arXiv: [1108.1713](#)
- 23 Liou T, Mueller A H. Parton energy loss in high energy hard forward processes in proton-nucleus collisions. *Phys Rev D*, 2014, 89: 074026
- 24 Wu B. Radiative energy loss and radiative p_T -broadening of high-energy partons in QCD matter. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 81
- 25 Huang J, Kang Z B, Vitev I. Inclusive b-jet production in heavy ion collisions at the LHC. *Phys Lett B*, 2013, 726: 251–256
- 26 Kang Z B, Lashof-Regas R, Ovanessian G, et al. Jet quenching phenomenology from soft-collinear effective theory with glauher gluons. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 092002, arXiv: [1405.2612](#)
- 27 Chien Y T, Emerman A, Kang Z B, et al. Jet quenching from QCD evolution. *Phys Rev D*, 2016, 93: 074030
- 28 Mueller A H, Munier S. p_T -Broadening and production processes versus dipole/quadrupole amplitudes at next-to-leading order. *Nucl Phys A*, 2012, 893: 43–86
- 29 Liou T, Mueller A H, Wu B. Radiative p_T -broadening of high-energy quarks and gluons in QCD matter. *Nucl Phys A*, 2013, 916: 102–125
- 30 Iancu E. The non-linear evolution of jet quenching. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 95
- 31 Blaizot J P, Mehtar-Tani Y. Renormalization of the jet-quenching parameter. *Nucl Phys A*, 2014, 929: 202–229
- 32 Burke K M, Buzzatti A, Chang N, et al. Extracting the jet transport coefficient from jet quenching in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2014, 90: 014909
- 33 Luo M, Qui J, Sterman G. Nuclear dependence at large transverse momentum. *Phys Lett B*, 1992, 279: 377–383
- 34 Luo M, Qiu J, Sterman G. Anomalous nuclear enhancement in deeply inelastic scattering and photoproduction. *Phys Rev D*, 1994, 50: 1951–

1971

- 35 Qiu J, Sterman G. Power corrections in hadronic scattering (II). Factorization. *Nucl Phys B*, 1991, 353: 137–164
- 36 Collins J C, Soper D E, Sterman G F. Factorization of hard processes in QCD. *Adv Ser Direct High Energy Phys*, 1989, 5: 1, arXiv: [hep-ph/0409313](#)
- 37 Luo M, Qiu J, Sterman G. Twist-4 nuclear parton distributions from photoproduction. *Phys Rev D*, 1994, 49: 4493–4502
- 38 Guo X. Jet broadening in deeply inelastic scattering. *Phys Rev D*, 1998, 58: 114033
- 39 Fries R J. Resummation of nuclear enhanced higher twist in the Drell-Yan process. *Phys Rev D*, 2003, 68: 074013
- 40 Kang Z B, Qiu J W. Transverse momentum broadening of vector boson production in high energy nuclear collisions. *Phys Rev D*, 2008, 77: 114027
- 41 Kang Z B, Qiu J W. Nuclear modification of vector boson production in proton-lead collisions at the LHC. *Phys Lett B*, 2013, 721: 277–283
- 42 Kang Z B, Vitev I, Xing H. Dihadron momentum imbalance and correlations in d+Au collisions. *Phys Rev D*, 2012, 85: 054024
- 43 Xing H, Kang Z B, Vitev I, et al. Transverse momentum imbalance of back-to-back particle production in p+A and e+A collisions. *Phys Rev D*, 2012, 86: 094010
- 44 Guo X, Qiu J. Probing quark-gluon correlation functions. *Phys Rev D*, 2000, 61: 096003
- 45 Majumder A, Müller B. Higher twist jet broadening and classical propagation. *Phys Rev C*, 2008, 77: 054903
- 46 Zhang B W, Wang E, Wang X N. Heavy quark energy loss in a nuclear medium. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 072301, arXiv: [nucl-th/0309040](#)
- 47 Zhang B W, Wang E, Wang X N. Multiple parton scattering in nuclei: Heavy quark energy loss and modified fragmentation functions. *Nucl Phys A*, 2005, 757: 493–524
- 48 Du Y L, He Y, Wang X N, et al. Revisiting heavy quark radiative energy loss in nuclei within the high-twist approach. *Phys Rev D*, 2018, 98: 054015
- 49 Dai W, Vitev I, Zhang B W. Momentum imbalance of isolated photon-tagged jet production at RHIC and LHC. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 142001
- 50 Dai W, Chen X F, Zhang B W, et al. η meson production of high-energy nuclear collisions at NLO. *Phys Lett B*, 2015, 750: 390–395, arXiv: [1506.00838](#)
- 51 He Y, Vitev I, Zhang B W. $O(\alpha_s^3)$ analysis of inclusive jet and di-jet production in heavy ion reactions at the large hadron collider. *Phys Lett B*, 2012, 713: 224–232
- 52 Vitev I, Wicks S, Zhang B W. A theory of jet shapes and cross sections: From hadrons to nuclei. *J High Energy Phys*, 2008, 2008: 93
- 53 Vitev I, Zhang B W. Jet Tomography of high-energy nucleus-nucleus collisions at next-to-leading order. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 132001, arXiv: [0910.1090](#)
- 54 Aad G, Abbott B, Abdallah J, et al. Observation of a centrality-dependent dijet asymmetry in lead-lead collisions at $s_{NN}=2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 252303, arXiv: [1011.6182](#)
- 55 Dai W, Zhang B W, Wang E. *Phys Rev C*, 2018, 98: 024901, arXiv: [1701.04147](#)
- 56 Dai W, Chen X F, Zhang B W, et al. Nuclear suppression of the ϕ meson yields with large p_T p T at the RHIC and the LHC. *Eur Phys J C*, 2017, 77: 571
- 57 Kang Z B, Wang E, Wang X N, et al. Transverse momentum broadening in semi-inclusive deep inelastic scattering at next-to-leading order. *Phys Rev D*, 2016, 94: 114024
- 58 Kang Z B, Qiu J W, Wang X N, et al. Next-to-leading order transverse momentum broadening for Drell-Yan production in p + A collisions. *Phys Rev D*, 2016, 94: 074038
- 59 Chirilli G A, Xiao B W, Yuan F. One-loop factorization for inclusive hadron production in p-A collisions in the saturation formalism. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 122301, arXiv: [1112.1061](#)
- 60 Chirilli G A, Xiao B W, Yuan F. Inclusive hadron productions in pA collisions. *Phys Rev D*, 2012, 86: 054005
- 61 Kang Z B, Vitev I, Xing H. Next-to-leading-order forward hadron production in the small-x regime: The role of rapidity factorization. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 062002, arXiv: [1403.5221](#)
- 62 Altarelli G, Ellis R K, Martinelli G. Large perturbative corrections to the Drell-Yan process in QCD. *Nucl Phys B*, 1979, 157: 461–497
- 63 Kang Z B, Vitev I, Xing H. Transverse momentum-weighted sivers asymmetry in semi-inclusive deep inelastic scattering at next-to-leading order. *Phys Rev D*, 2013, 87: 034024
- 64 Vitev I, Kang Z B, Xing H. Transverse momentum-weighted sivers asymmetry in semi-inclusive deep inelastic scattering at next-to order. *Int J Mod Phys Conf Ser*, 2014, 25: 1460019
- 65 Anderle D P, Ringer F, Vogelsang W. QCD resummation for semi-inclusive hadron production processes. *Phys Rev D*, 2013, 87: 034014
- 66 Qiu J, Sterman G. QCD and rescattering in nuclear targets. *Int J Mod Phys E*, 2003, 12: 149–164

- 67 Qiu J, Vitev I. Resummed QCD power corrections to nuclear shadowing. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 262301, arXiv: [hep-ph/0309094](#)
- 68 Kang Z B, Ma Y Q, Qiu J W, et al. Heavy quarkonium production at collider energies: Factorization and evolution. *Phys Rev D*, 2014, 90: 034006
- 69 Xing H, Guo Y, Wang E, et al. Parton energy loss and modified beam quark distribution functions in Drell-Yan process in p+A collisions. *Nucl Phys A*, 2012, 879: 77–106
- 70 Xing H, Guo Y, Wang E, et al. Parton energy loss in cold nuclei. *Nucl Phys*, 2013, 442: A910–A911, arXiv: [1208.0751](#)
- 71 Migdal A B. Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies. *Phys Rev*, 1956, 103: 1811–1820
- 72 Osborne J, Wang X N. Multiple parton scattering in nuclei: Twist-four nuclear matrix elements and off-forward parton distributions. *Nucl Phys A*, 2002, 710: 281–302
- 73 Kang Z B, Vitev I, Xing H. Multiple scattering effects on inclusive particle production in the large-x regime. *Phys Rev D*, 2013, 88: 054010
- 74 Adler S S, Afanasiev S, Aidala C, et al. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $s_{NN}=200$ GeV d+Au collisions. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 072303, arXiv: [nucl-ex/0306021](#)
- 75 Adams J, Adler C, Aggarwal M M, et al. Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high- p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 072304, arXiv: [nucl-ex/0306024](#)
- 76 Arsene I, Bearden I G, Beavis D, et al. Evolution of the nuclear modification factors with rapidity and centrality in d+Au collisions at $s_{NN}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 242303, arXiv: [nucl-ex/0403005](#)
- 77 Abelev B, Adam J, Adamová D, et al. Transverse momentum distribution and nuclear modification factor of charged particles in p+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 082302, arXiv: [1210.4520](#)
- 78 Abelev B, Adam J, Adamová D, et al. Transverse momentum dependence of inclusive primary charged-particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Eur Phys J C*, 2014, 74: 3054
- 79 Alverson G, Taylor L, Person A C. *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-HIN-12-017, CMS Collaboration, 2013
- 80 Perepelitsa D. *Inclusive Jet Production In p+Pb Collisions at 5.02 TeV With the ATLAS Detector At the LHC*, ATL-PHYS-PROC-2014-031, The ATLAS collaboration, 2014
- 81 Bryslawskyj J. PHENIX study of the initial state with forward hadron measurements in 200 GeV p(d)+A and $^3\text{He}+\text{Au}$ collisions. *Nucl Phys A*, 2019, 982: 275–278
- 82 Kang Z B, Vitev I, Wang E, et al. Multiple scattering effects on heavy meson production in p+A collisions at backward rapidity. *Phys Lett B*, 2015, 740: 23–29
- 83 Adare A, Aidala C, Ajitanand N N, et al. Cold-nuclear-matter effects on heavy-quark production at forward and backward rapidity in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 252301
- 84 Li S. nuclear modification factor in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV with ALICE at the LHC. *Nucl Phys A*, 2014, 931: 546–551
- 85 Owens J F. Large-momentum-transfer production of direct photons, jets, and particles. *Rev Mod Phys*, 1987, 59: 465–503
- 86 Vitev I, Goldman T, Johnson M B, et al. Open charm tomography of cold nuclear matter. *Phys Rev D*, 2006, 74: 054010
- 87 Kang Z B, Qiu J W, Vogelsang W, et al. Accessing trigluon correlations in the nucleon via the single spin asymmetry in open charm production. *Phys Rev D*, 2008, 78: 114013
- 88 Qiu J W, Vitev I. Coherent QCD multiple scattering in proton nucleus collisions. *Phys Lett B*, 2006, 632: 507–511
- 89 Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P. PYTHIA 6.4 physics and manual. *J High Energy Phys*, 2006, 2006: 026
- 90 Eskola K J, Paukkunen H, Salgado C A. EPS09—A new generation of NLO and LO nuclear parton distribution functions. *J High Energy Phys*, 2009, 2009: 065
- 91 Zhang B W, Wang X N. Multiple parton scattering in nuclei: Beyond helicity amplitude approximation. *Nucl Phys A*, 2003, 720: 429–451, arXiv: [hep-ph/0301195](#)
- 92 Schäfer A, Wang X N, Zhang B W. Multiple parton scattering in nuclei: Quark quark scattering. *Nucl Phys A*, 2007, 793: 128–170, arXiv: [0704.0106](#)
- 93 Casalderrey-Solana J, Wang X N. Energy dependence of jet transport parameter and parton saturation in quark-gluon plasma. *Phys Rev C*, 2008, 77: 024902, arXiv: [0705.1352](#)
- 94 Wang X N, Gyulassy M. Gluon shadowing and jet quenching in A+A collisions at $\sqrt{s}=200$ A GeV. *Phys Rev Lett*, 1992, 68: 1480–1483
- 95 Wang X N. Effects of jet quenching on high p_T hadron spectra in high-energy nuclear collisions. *Phys Rev C*, 1998, 58: 2321–2330, arXiv: [hep-ph/9804357](#)
- 96 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au+Au collisions at $s_{NN}=200$ GeV and constraints on medium transport coefficients. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 232301, arXiv: [0801.4020](#)

- 97 Agakishiev G, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Identified hadron compositions in p+p and Au+Au collisions at high transverse momenta at $s_{NN}=200\text{GeV}$. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 072302, arXiv: [1110.0579](#)
- 98 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d+Au collisions at $s_{NN}=200\text{ GeV}$. *Phys Rev C*, 2013, 88: 024906
- 99 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Transverse momentum dependence of η meson suppression in Au+Au collisions at $s_{NN}=200\text{ GeV}$. *Phys Rev C*, 2010, 82: 011902, arXiv: [1005.4916](#)
- 100 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Nuclear modification factors of ϕ mesons in d+Au, Cu+Cu, and Au+Au collisions at $s_{NN}=200\text{ GeV}$. *Phys Rev C*, 2011, 83: 024909, arXiv: [1004.3532](#)
- 101 Adam J, Adamová D, Aggarwal M M, et al. Centrality dependence of the nuclear modification factor of charged pions, kaons, and protons in Pb-Pb collisions at $s_{NN}=2.76\text{ TeV}$. *Phys Rev C*, 2016, 93: 034913
- 102 Acharya S, Acosta F T, Adamová D, et al. Neutral pion and η meson production at midrapidity in Pb-Pb collisions at $s_{NN}=2.76\text{ TeV}$. *Phys Rev C*, 2018, 98: 044901
- 103 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Production of ω mesons in p+p, d+Au, Cu+Cu, and Au+Au collisions at $s_{NN}=200\text{ GeV}$. *Phys Rev C*, 2011, 84: 044902, arXiv: [1105.3467](#)
- 104 Adam J, Adamová D, Aggarwal M M, et al. $K^*(892)0$ and $\phi(1020)$ meson production at high transverse momentum in pp and Pb-Pb collisions at $s_{NN}=2.76\text{ TeV}$. *Phys Rev C*, 2017, 95: 064606
- 105 Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Identified Baryon and Meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $s_{NN}=200\text{ GeV}$. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 152301, arXiv: [nucl-ex/0606003](#)
- 106 Zhang B W, He Y, Wang E. Jet probes of QCD matter: Single jets and dijets in heavy-ion collisions. *Nucl Phys A*, 2013, 904-905: 799c–802c, arXiv: [1210.4782](#)
- 107 Qin G Y, Müller B. Explanation of dijet asymmetry in Pb-Pb collisions at the large hadron collider. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 162302
- 108 Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A M, et al. Jet momentum dependence of jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{ TeV}$. *Phys Lett B*, 2012, 712: 176–197, arXiv: [1202.5022](#)
- 109 Qin G Y, Ruppert J, Gale C, et al. Radiative and collisional jet energy loss in the quark-gluon plasma at the BNL relativistic heavy ion collider. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 072301, arXiv: [0710.0605](#)
- 110 Majumder A, van Leeuwen M. The theory and phenomenology of perturbative QCD based jet quenching. *Prog Particle Nucl Phys*, 2011, 66: 41–92, arXiv: [1002.2206](#)
- 111 Schenke B, Gale C, Jeon S. MARTINI: An event generator for relativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2009, 80: 054913, arXiv: [0909.2037](#)
- 112 Majumder A. Hard collinear gluon radiation and multiple scattering in a medium. *Phys Rev D*, 2012, 85: 014023, arXiv: [0912.2987](#)
- 113 Miller M L, Reygers K, Sanders S J, et al. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2007, 57: 205–243, arXiv: [nucl-ex/0701025](#)
- 114 Chen X F, Greiner C, Wang E, et al. Bulk matter evolution and extraction of jet transport parameters in heavy-ion collisions at energies available at the BNL relativistic heavy ion collider (RHIC). *Phys Rev C*, 2010, 81: 064908, arXiv: [1002.1165](#)
- 115 Hirano T, Tsuda K. Collective flow and two-pion correlations from a relativistic hydrodynamic model with early chemical freeze-out. *Phys Rev C*, 2002, 66: 054905, arXiv: [nucl-th/0205043](#)
- 116 Shen C, Qiu Z, Song H, et al. The iEBE-VISHNU code package for relativistic heavy-ion collisions. *Comput Phys Commun*, 2016, 199: 61–85
- 117 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $s_{NN}=200\text{ GeV}$. *Phys Rev C*, 2013, 87: 034911
- 118 Abelev B, Adam J, Adamová D, et al. Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{ TeV}$. *Phys Lett B*, 2013, 720: 52–62, arXiv: [1208.2711](#)
- 119 Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A M, et al. Study of high- p_T charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{ TeV}$. *Eur Phys J C*, 2012, 72: 1945, arXiv: [1202.2554](#)
- 120 Hirano T. Is early thermalization achieved only near midrapidity in Au+Au collisions at $(s_{NN})=130\text{ GeV}$? *Phys Rev C*, 2001, 65: 011901
- 121 Kidonakis N, Owens J F. Effects of higher-order threshold corrections in high- E_T jet production. *Phys Rev D*, 2001, 63: 054019, arXiv: [hep-ph/0007268](#)
- 122 Kretzer S, Lai H L, Olness F I, et al. CTEQ6 parton distributions with heavy quark mass effects. *Phys Rev D*, 2004, 69: 114005, arXiv: [hep-ph/0307022](#)
- 123 Albino S, Kniehl B A, Kramer G. AKK update: Improvements from new theoretical input and experimental data. *Nucl Phys B*, 2008, 803: 42–104, arXiv: [0803.2768](#)

- 124 Aidala C A, Ellinghaus F, Sassot R, et al. Global analysis of fragmentation functions for eta mesons. *Phys Rev D*, 2011, 83: 034002, arXiv: [1009.6145](#)
- 125 Dai W, Zhang B W. Productions of η , ρ^0 and ϕ at large transverse momentum in heavy ion collisions. *Nucl Particle Phys Proc*, 2017, 289-290: 433-436, arXiv: [1612.05848](#)
- 126 Ma G Y, Dai W, Zhang B W, et al. NLO productions of ω and K_S^0 with a global extraction of the jet transport parameter in heavy ion collisions. arXiv: [1812.02033](#)

Multiple scattering and parton energy loss in nuclei

DAI Wei¹, XING HongXi², ZHANG Ben-Wei^{3*}, WANG EnKe^{2,3} & WANG Xin-Nian³

¹*School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences (Wuhan), Wuhan 430072, China;*

²*Institute of Quantum Matter, South China Normal University, Guangzhou 510631, China;*

³*Key Laboratory of Quark & Lepton Physics (MOE) and Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China*

When a fast parton propagates in nuclear medium it may suffer multiple scattering with other partons, which leads to two effects: transverse momentum broadening and jet quenching. In this article, we review the theoretical development of the transverse momentum broadening in the nuclear medium based on the pQCD factorization of higher twist processes, and discuss the implementation of the parton energy loss within higher twist expansion framework in the calculation of the leading hadron productions in relativistic heavy ion collisions at the RHIC and the LHC. We introduce the techniques of next-to-leading order (NLO) calculation for twist-4 process, and verify, for the first time, the universality of nuclear medium property, and we also identify the QCD evolution equation for the nuclear medium. We apply the high twist factorization formalism to calculate the hadron production at backward rapidity in proton-nucleus collisions at RHIC and the LHC, and find that the nuclear enhancement phenomena observed in experiments can be explained as incoherent double scattering. We further investigate parton energy loss effect in the framework of higher twist expansion on the leading hadron production in heavy ion collisions up to the accuracy of NLO pQCD, and calculate the yields and the nuclear modification factors of π^0 , η , ρ^0 , ϕ , K_S^0 and ω , and discuss the ratios of the identified hadron yields. By comparing our theoretical results with the latest experimental data on the leading hadron spectra in heavy ion collisions, we also extrapolate the jet transport coefficient. It is found the identified hadron yields in A+A collisions depend on three factors: the initial hard jet spectrum and the energy loss mechanism as well as parton fragmentation functions to the hadron in vacuum.

multiple scattering, jet quenching, transverse momentum broadening

PACS: 12.38.Mh, 25.75.-q, 13.85.Ni, 12.39.St, 24.85.+p, 25.75.Bh

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0052](#)