



LHC能量下D介子的核修正因子

王宏民 许永晗 孙献静 王俊玲

The Nuclear Modification Factor for D Meson at LHC Energies

WANG Hongmin, XU Yonghan, SUN Xianjing, WANG Junling

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2020056>

引用格式:

王宏民, 许永晗, 孙献静, 王俊玲. LHC能量下D介子的核修正因子[J]. *原子核物理评论*, 2021, 38(1):24–29. doi: 10.11804/NuclPhysRev.38.2020056

WANG Hongmin, XU Yonghan, SUN Xianjing, WANG Junling. The Nuclear Modification Factor for D Meson at LHC Energies[J]. *Nuclear Physics Review*, 2021, 38(1):24–29. doi: 10.11804/NuclPhysRev.38.2020056

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

轴对称奇A核系统的强耦合临界点对称性

Strong-coupling Critical Point Symmetries for Axially-symmetric Odd-A Nuclei

原子核物理评论. 2018, 35(3): 250–256 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.03.250>

相对论重离子对撞机上重味衰变电子的测量数据中粲和底成分的分

Charm and Beauty Separation from Heavy Flavor Electron Measurements at RHIC

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

动力学部分子模型在核子和冷核物质中的应用

Application of the Dynamical Parton Model in Nucleon and Cold Nuclear Matter

原子核物理评论. 2020, 37(3): 690–697 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC33>

格点核子-核子势在核物质中的相对论效应(英文)

Relativistic Effects in Nuclear Matter with Lattice NN Potential

原子核物理评论. 2017, 34(3): 505–508 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.505>

D介子衰变中的奇异轴矢介子(英文)

Strange Axial-vector Mesons in D Meson Decays

原子核物理评论. 2019, 36(2): 125–134 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.125>

^{10}Be 中子谱因子的实验研究

Measurement of the Neutron Spectroscopic Factor in ^{10}Be

原子核物理评论. 2017, 34(3): 446–449 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.446>

文章编号: 1007-4627(2021)01-0024-06

LHC 能量下 D 介子的核修正因子

王宏民¹, 许永哈¹, 孙献静², 王俊玲¹

(1. 陆军装甲兵学院基础部, 北京 100072;
2. 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

摘要: 高能质子-质子 (p-p) 和质子-原子核 (p-A) 碰撞过程中产生的 D 介子是分析碰撞后生成的饱和胶子性质的重要途径。考虑领头阶下的强耦合效应, 在色玻璃凝聚理论 (CGC) 框架下研究了 LHC (Large Hadron Collider, LHC) 能量下 p-p(p-A) 碰撞过程中的 D 介子产生。采用由 KLR-AdS/CFT 色偶极模型通过傅里叶变换得到的偶极关联因子, 同时利用 Glauber 模型考虑冷核物质效应, 计算了质心能量为 5.02 TeV 时质子-铅核 (p-Pb) 碰撞中不同碰撞中心度下 D 介子的产生截面, 并在此基础上研究了 p-Pb 碰撞中 D 介子产生及其半轻子衰变过程中的核修正因子。通过与大型强子对撞机 (LHC) 实验结果比较发现: 考虑强耦合效应后的理论结果与 ALICE 和 LHCb 合作组的最新实验数据符合得更好。最后, 本文对 LHC 碰撞质心能量为 8.16 TeV 时 p-Pb 碰撞中 D 介子产生的核修正因子给出了理论预言, 结果显示此能量下核修正因子理论值比 5.02 TeV 时略大。

关键词: 核修正因子; 强耦合; 冷核物质效应; 偶极关联因子

中图分类号: O572.24⁺³

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.38.2020056

1 引言

研究高能质子-原子核碰撞过程中的胶子饱和现象是目前核物理比较热门的前沿课题之一^[1-4]。胶子饱和现象是胶子的一种量子饱和态。当质子-原子核碰撞质心能量较高时会产生大量的胶子, 同时由于相对论效应原子核会处于扁平状态, 这时大量被积压的胶子会形成相干态; 当胶子的产生和碎裂两种机制相平衡时核内胶子分布就会达到饱和。相对于质子-质子 (proton-proton, p-p) 碰撞, 质子-原子核 (proton-nucleus, p-A) 碰撞中的胶子浓度近似和 $A^{1/3}$ (其中 A 为靶核的核子数) 成正比^[1], 这导致在较大的动量分数区域也可能出现胶子饱和, 因此 p-A 碰撞过程更适合探测胶子饱和现象的性质。在高能 p-A (p-p) 碰撞过程中生成的重夸克会碎裂产生 D 介子, 由于 D 介子携带着大量饱和胶子的信息^[3, 5], 因此研究 D 介子产生是研究饱和胶子性质的重要途径。目前, 欧洲大强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 的 ALICE 和 LHCb 实验室提供了大量质子-铅核 (proton-lead, p-Pb) 碰撞中 D 介子产生及其半轻子衰变过程的相关实验数据^[6-9], 为这一课题的研究提供了

方便, 本文将通过研究 D 介子及其半轻子衰变过程中的核修正因子来研究饱和胶子的性质。

胶子饱和现象又称为色玻璃凝聚 (Color Glass Condensate, CGC)^[4, 10-11]。根据色玻璃凝聚理论, 入射质子和靶核中的胶子分别处于稀疏-稠密 (dilute-dense) 极限状态下, 处于稀疏状态下的入射质子中的胶子可采用拟合深度非弹性散射得到的胶子分布函数, 而对于处于较稠密状态下的靶核中的胶子需要利用胶子饱和理论。这一理论还认为: 胶子饱和现象的本质是强子内胶子的相互干涉, 它是较小动量分数区域胶子韧致辐射 (bremsstrahlung) 和重组 (recombination) 交替作用的结果。根据色玻璃凝聚理论, 如图 1 所示, 在领头阶近似下高能质子-原子核碰撞中的重夸克对产生只有两种途径^[2]: 一种是入射胶子在与靶核发生多重散射前生成夸克对, 然后夸克对再与靶核发生多重散射 (见图 1(a)); 另一种是入射胶子先与靶核发生多重散射然后再生成夸克对 (见图 1(b))。在共线极限 (collinear limit) 条件下, 人们通常认为来自入射质子的胶子动量 $k_{1\perp} \rightarrow 0$ ^[1-4]。为了得到更精确的结果, 本文将在强耦合情况下考虑 $k_{1\perp}$ 对 D 介子产生截面的贡献。

收稿日期: 2020-08-17; 修改日期: 2020-10-18

基金项目: 国家自然科学基金大科学装置联合基金资助项目 (U1832120)

作者简介: 王宏民 (1975-), 男, 河北大名, 博士研究生, 副教授, 从事粒子物理与核物理研究; E-mail: whmw@sina.com.

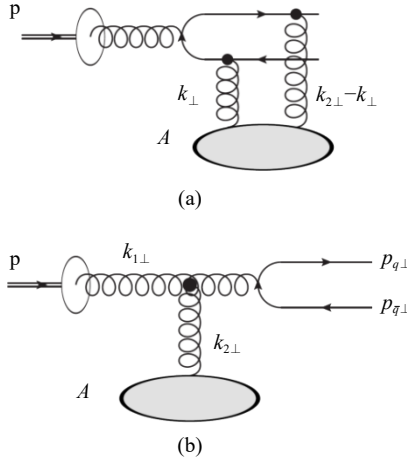


图 1 领头阶下描述重夸克对产生的费曼图

为了研究 D 介子的核修正因子, 还必须考虑高能质子-原子核碰撞中的冷核物质 (Cold Nuclear Matter, CNM) 效应 [4, 12–13]。在色玻璃凝聚理论框架下, 考虑冷核物质效应的通常方法是: 直接用质子胶子饱和标度乘以 $A^{1/6}$ 得到原子核的胶子饱和标度 [2, 14]。为了得到精确的理论结果, 本文在考虑核子内部结构基础上假定: 靶核胶子饱和标度和参与碰撞的核子数成正比 [4, 12]。此外, 关于偶极关联因子, 本文仍采用由 KLR-AdS/CFT (Kovchegov Lu Rezaeian Anti-de Sitter-space/Conformal Field Theory) 唯象模型 [4, 15–16] 通过傅里叶变换得到的解析式。

2 理论模型

2.1 色玻璃凝聚理论框架下粲夸克对产生截面

要研究 p-A 碰撞过程中 D 介子产生的核修正因子, 需要先研究该碰撞过程中的粲夸克对 ($c\bar{c}$) 产生。在色玻璃凝聚理论框架下, 粲夸克对的产生截面可写为 [2–4]

$$\frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{d^2p_{\perp}d^2q_{\perp}dy_pdy_q} = \frac{\alpha_s^2}{16\pi^4 C_F} \int \frac{d^2k_{\perp}d^2k_{2\perp}}{(2\pi)^4} \times \frac{\Xi_{\text{coll}}(\mathbf{k}_{1\perp}, \mathbf{k}_{2\perp}, \mathbf{k}_{\perp})}{k_{1\perp}^2 k_{2\perp}^2} \times \phi_p(x_1, \mathbf{k}_{1\perp}) \varphi_A(x_2, \mathbf{k}_{2\perp}, \mathbf{k}_{\perp}), \quad (1)$$

式中: y_p, y_q 分别为粲夸克对中正夸克和反夸克的快度; 常数 $C_F = (N_c^2 - 1)/(2N_c)$, $N_c = 3$ 为色数; α_s 为跑动耦合常数; $\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}_{1\perp}, \mathbf{k}_{2\perp}$ 为多重散射过程中不同胶子的横向动量; $\phi_p(x_1, \mathbf{k}_{1\perp})$ 为入射质子的未积分胶子分布函数; Ξ_{coll} 为硬矩阵元, 它由靶核散射出的粲夸克对相互作用项 ($\Xi_{\text{coll}}^{c\bar{c}, c\bar{c}}$)、未散射为粲夸克对的胶子相互作用项 ($\Xi_{\text{coll}}^{g, g}$) 及胶子和粲夸克对的交叉相互作用项 ($\Xi_{\text{coll}}^{c\bar{c}, g}$) 组成, 考虑强耦合效应后, 它们分别可以写为 [5]

$$\Xi_{\text{coll}}^{c\bar{c}, c\bar{c}} = \frac{32p^+q^+(m_c^2 + \mathbf{a}_{\perp}^2)(m_c^2 + \mathbf{b}_{\perp}^2)}{[2p^+(m_c^2 + \mathbf{a}_{\perp}^2) + 2q^+(m_c^2 + \mathbf{b}_{\perp}^2)]^2}, \quad (2)$$

$$\Xi_{\text{coll}}^{c\bar{c}, g} = \frac{16}{2(m_c^2 + p \cdot q)[2p^+(m_c^2 + \mathbf{a}_{\perp}^2) + 2q^+(m_c^2 + \mathbf{b}_{\perp}^2)]} \times \left\{ (m_c^2 + \mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{b}_{\perp}) \{ [q^+ C \cdot p + p^+ C \cdot q - C^+(m_c^2 + p \cdot q)] \} + C^+ [(m_c^2 + \mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{q}_{\perp})(m_c^2 - \mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{p}_{\perp}) - (m_c^2 + \mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{q}_{\perp})(m_c^2 - \mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{p}_{\perp})] + p^+ [\mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{C}_{\perp}(m_c^2 + \mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{q}_{\perp}) - \mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{C}_{\perp}(m_c^2 + \mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{q}_{\perp})] + q^+ [\mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{C}_{\perp}(m_c^2 - \mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{p}_{\perp}) - \mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{C}_{\perp}(m_c^2 - \mathbf{a}_{\perp} \cdot \mathbf{p}_{\perp})] \right\}, \quad (3)$$

$$\Xi_{\text{coll}}^{g, g} = \frac{4[2(p \cdot C)(q \cdot C) - (m_c^2 + p \cdot q)C^2]}{4(m_c^2 + p \cdot q)^2}, \quad (4)$$

式中: $\mathbf{a}_{\perp} = \mathbf{q}_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp}$, $\mathbf{b}_{\perp} = \mathbf{q}_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{k}_{1\perp}$,

$$C^+ = p^+ + q^+ - \frac{k_{1\perp}^2}{p^- + q^-},$$

$$C^- = \frac{k_{2\perp}^2}{p^+ + q^+} - (p^- + q^-),$$

$$\mathbf{C}_{\perp} = \mathbf{k}_{2\perp} - \mathbf{k}_{1\perp}.$$

p, q 分别为粲夸克对中正夸克和反夸克的四动量; $x_1 = (m_{q\perp}e^{+y_q} + m_{p\perp}e^{+y_p})/\sqrt{s}$ 和 $x_2 = (m_{q\perp}e^{-y_q} + m_{p\perp}e^{-y_p})/\sqrt{s}$ 分别为入射质子和靶核中胶子的动量分数, 其中 $m_{q\perp(p\perp)} = \sqrt{m_c^2 + q_{\perp}^2(p_{\perp}^2)}$ 为正(反)粲夸克横向质量; m_c 为粲夸克静止质量。

式(1)中 φ_A 为粲夸克对在靶核色场中穿过时的传播子, 它可以表示为 [1–4]

$$\varphi_A(x_2, \mathbf{k}_{2\perp}, \mathbf{k}_{\perp}) = \int d\mathbf{b} \frac{N_c k_{2\perp}^2}{4\alpha_s} S_y(x_2, \mathbf{k}_{\perp}) S_y(x_2, \mathbf{k}_{2\perp} - \mathbf{k}_{\perp}), \quad (5)$$

式中: S_y 为偶极关联因子。由于 LHC 碰撞质心能量较高, 相应的靶核动量分数非常小, 因此本文采用适合小动量分数区域的 KLR-AdS/CFT 模型 [15–16], 这一模型的优点在于可以通过傅里叶变换得到一个解析的偶极散射振幅 [4]

$$S_y^{\text{KLR-AdS/CFT}}(x, \mathbf{k}_{\perp}) = 32\pi \frac{1}{[Q_{s,p}^{\text{KLR-AdS/CFT}}(x)]^2} \times \frac{1}{\{1 + 16k_{\perp}^2/[Q_{s,p}^{\text{KLR-AdS/CFT}}(x)]^2\}^{3/2}}, \quad (6)$$

其中 $Q_{s,p}^{\text{KLR-AdS/CFT}}(x)$ 为 KLR-AdS/CFT 模型中的质子胶子饱和标度, 其具体形式见文献 [15–16]。

为了计算 p-A 碰撞中的核修正因子, 需要考虑 CNM 效应, 本文假定质子-原子核的胶子饱和标度^[4, 17]

$$Q_{s,A}^2(x) = N_{\text{part},A}(\mathbf{b}) Q_{s,p}^{\text{KLR-AdS/CFT}}(x), \quad (7)$$

式中: $N_{\text{part},A}(\mathbf{b})$ 为质子-原子核碰撞中参与碰撞的核子数, 其具体形式为^[18]

$$N_{\text{part},A}(\mathbf{b}) = A \int T_A(\mathbf{s}) T_p(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \sigma_{\text{in}} d^2\mathbf{s} + \int T_p(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \{1 - [1 - T_A(\mathbf{s}) \sigma_{\text{in}}]^A\} d^2\mathbf{s}. \quad (8)$$

这里质子的厚度函数 T_p 采用高斯形式^[19], 原子核的厚度函数 T_A 可由核子密度函数积分得到^[18].

粲夸克微分截面产生可以由式 (1) 对反粲夸克的动量和快度积分得到:

$$\frac{d\sigma_c}{d^2\mathbf{p}_\perp d^2\mathbf{p}_\perp} = \int d^2\mathbf{q}_\perp dy_q \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{d^2\mathbf{p}_\perp d^2\mathbf{q}_\perp dy_p dy_q}. \quad (9)$$

2.2 D 介子产生截面

D 介子可由粲夸克碎裂产生, 它的微分截面可以写为^[3]

$$\frac{d\sigma_D}{d^2\mathbf{p}_{D\perp} dy} = \text{Br}(c \rightarrow D) \int dz \frac{D_c^D(z)}{z^2} \frac{d\sigma_c}{d^2\mathbf{p}_\perp dy}, \quad (10)$$

式中: $\text{Br}(c \rightarrow D)$ 为粲夸克碎裂为 D 介子的分支比; $y = y_c = y_D$ 为 D 介子的快度; 动量分数 $z = \frac{p_{D\perp}}{p_{c\perp}}$; $D_c^D(z)$ 为碎裂函数, 本文采用简单的 Kartvelishvili 形式^[20]:

$$D_c^D(z) = (\alpha + 1)(\alpha + 2)z^\alpha(1 - z), \quad (11)$$

其中 $\alpha = 3.5$.

3 计算结果与讨论

3.1 p-Pb 碰撞中不同中心度下核子-核子碰撞的平均数与 D 介子产生截面

为了验证考虑核子内部结构的必要性, 分别在考虑和不考虑核子内部结构的情况下计算了 p-Pb 碰撞过程中核子-核子碰撞的平均数, 并与实验数据进行了比较. 根据定义, p-A 碰撞过程中核子-核子碰撞的平均数定义为:

$$\langle N_{\text{coll}} \rangle = \frac{\int_{b_1}^{b_2} d^2\mathbf{b}_\perp N_{\text{coll}}(\mathbf{b}_\perp)}{\int_{b_1}^{b_2} d^2\mathbf{b}_\perp p(\mathbf{b}_\perp)}, \quad (12)$$

式中:

$$N_{\text{coll}}(\mathbf{b}_\perp) = A \widehat{T}_{pA}(\mathbf{b}_\perp) \sigma_{\text{in}}, \quad (13)$$

$$p(\mathbf{b}_\perp) = 1 - [1 - \widehat{T}_{pA}(\mathbf{b}_\perp) \sigma_{\text{in}}]^A, \quad (14)$$

$$T_{pA}(\mathbf{b}_\perp) = \int \widehat{T}_p(\mathbf{s}) \widehat{T}_A(\mathbf{s} - \mathbf{b}) d^2\mathbf{s}, \quad (15)$$

其中积分限可由下式确定

$$(c_1 - c_2) \% = \frac{\int_{b_1}^{b_2} d^2\mathbf{b}_\perp N_{\text{coll}}(\mathbf{b}_\perp)}{\int_0^\infty d^2\mathbf{b}_\perp p(\mathbf{b}_\perp)}. \quad (16)$$

计算结果见表 1, 表中 $\langle N_{\text{coll}} \rangle_1$ 和 $\langle N_{\text{coll}} \rangle_2$ 分别为考虑和不考虑核子结构时计算出的理论结果, 通过与 ALICE 实验结果^[21] 比较发现, 考虑核子内部结构后的理论结果与实验数据符合得更好.

表 1 不同中心度下核子-核子碰撞平均数

中心度	$\langle N_{\text{coll}} \rangle_1$	$\langle N_{\text{coll}} \rangle_2$	$\langle N_{\text{coll}} \rangle_{\text{ALICE}}$
2%~10%	14.12	13.37	11.7±1.2±0.9
10%~20%	13.04	12.22	11.0±0.4±0.9
20%~40%	10.95	9.91	9.6±0.2±0.8
40%~60%	7.41	6.26	7.1±0.3±0.6
60%~80%	3.62	4.87	4.3±0.3±0.3

在计算 p-Pb 碰撞中核子-核子碰撞平均数的基础上, 本文研究了不同中心度下 D 介子的产生截面(谱), 此截面可由下式给出^[22]

$$\frac{dN}{d^2\mathbf{p}_{D\perp} dy} = \frac{\int_{b_1}^{b_2} d^2\mathbf{b}_\perp \frac{dN(\mathbf{b}_\perp)}{d^2\mathbf{p}_{D\perp} dy}}{\int_{b_1}^{b_2} d^2\mathbf{b}_\perp p(\mathbf{b}_\perp)}. \quad (17)$$

计算结果见图 2. 从图中可以看出: D 介子产生截面随着中心度的增大而降低.

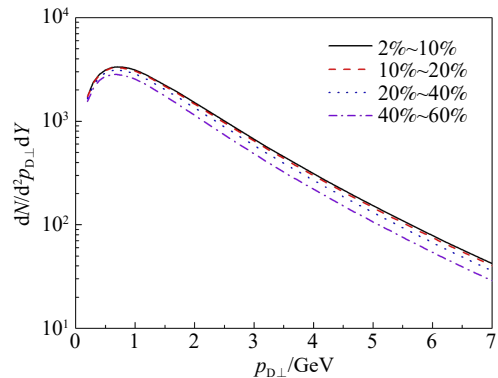


图 2 (在线彩图) 不同中心度下 D 介子产生截面

3.2 考虑强耦合效应后 D 介子的核修正因子

根据定义, D 介子的核修正因子写为

$$R_{pA} = \frac{1}{A} \frac{\langle d\sigma_D/d^2\mathbf{p}_{D\perp} \rangle |pA}{\langle d\sigma_D/d^2\mathbf{p}_{D\perp} \rangle |pp}, \quad (18)$$

其中 $\langle d\sigma_D/d^2p_{D\perp} \rangle = \int dy \frac{d\sigma_D}{d^2p_{D\perp} dy}$ 可由式 (10) 积分得到。在考虑质子内部结构的情况下, p-p 碰撞过程中的胶子饱和和标度这里采用文献 [19] 中的形式:

$$Q_{s,p}^2 = Q_{s,p}^{\text{KLR-AdS/CFT}}(x) \frac{T_p(b)}{T_p(0)}, \quad (19)$$

其中 $T_p(0) = 1.53 \text{ fm}^{-2}$ 。根据式 (18), 本文计算给出了 p-Pb 碰撞在 LHC 质心能量 $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$ 时 D 介子的核修正因子, 如图 3 所示。计算中由于入射质子的动量分数 x_1 较大, 其未积分胶子分布函数直接采用 CTEQ6 分布函数 [23]。图 3(a) 和图 3(b) 分别给出了中间快度区域 ($-0.965 < y < 0.035$) 和向前快度区域 ($2.5 < y < 4.0$) 的理论结果。图 3 中实线和虚线分别为考虑和不考虑强耦合效应时的计算结果。图中的实验数据分别来自于 ALICE [图 3(a)] [9] 和 LHCb [图 3(b)] [7]。从图中可以看出, 在中间快度区域两种方法在较小横向动量下与实验数据都有偏差, 而向前快度区域考虑强耦合效应后理论结果与实验数据符合得更好。这是因为在中间快度区域胶子可能未达到饱和, 而向前快度区域胶子饱和效应更明显, 更适用于色玻璃凝聚理论。

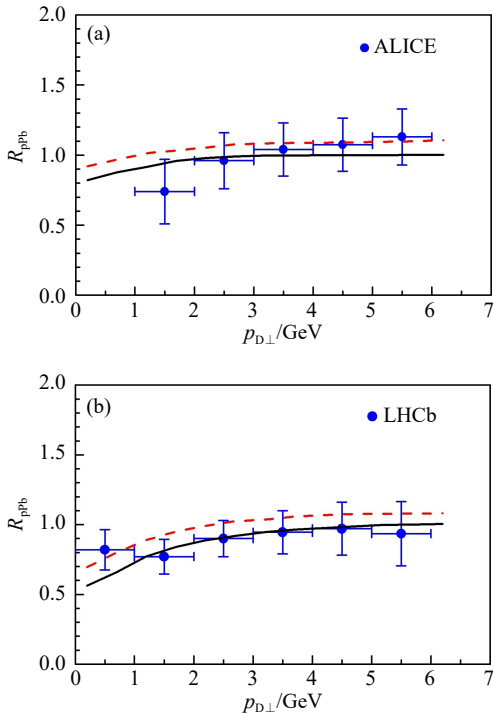


图 3 (在线彩图) 碰撞质心能量为 5.02 TeV 时 D 介子核修正因子

3.3 碰撞质心能量为 5.02 TeV 时 D 介子半轻子衰变过程核修正因子

为了进一步验证理论的正确性, 本文计算了 D 介子半轻子衰变过程的核修正因子 ($D \rightarrow Kl\bar{\nu}$)。其衰变

方程可以写为 [24]

$$\frac{d\sigma_l}{d^2p_{l\perp} dy_l} = \int dp_{D\perp} p_{D\perp} dy_D \int d\varphi \frac{M_D}{4\pi (p_D \cdot p_l)} \times f\left(\frac{p_D \cdot p_l}{M_D}\right) \frac{d\sigma_D}{d^2p_{D\perp} dy_D}, \quad (20)$$

式中: $f(E_l)$ 为衰变轻子的能量分布函数, 当能量为 E_l 时在 D 介子静止坐标系中可以表示为

$$f(E_l) = \frac{\omega E_l^2 (M_D^2 - M_K^2 - 2M_D E_l)^2}{M_D - 2E_l}, \quad (21)$$

其中 $M_K = 0.497 \text{ GeV}$, $M_D = 1.86 \text{ GeV}$, $\omega = 96 / [(1 - 8t^2 + 8t^6 - t^8 24t^4 \text{Int}) M_D^6]$, $t = M_K / M_D$ 。

相应的核修正因子可以写为

$$R_{pA} = \frac{1}{A} \frac{\langle d\sigma_l/d^2p_{l\perp} \rangle |pA}{\langle d\sigma_l/d^2p_{l\perp} \rangle |pp}, \quad (22)$$

其中 $\langle d\sigma_l/d^2p_{l\perp} \rangle = \int dy \frac{d\sigma_l}{d^2p_{l\perp} dy}$ 。考虑强耦合效应后的计算结果如图 4 所示。图 4(a) 和图 4(b) 分别为中间快度区域 ($-1.065 < y < 0.135$) 和向前快度区域 ($2.035 < y < 3.535$) 的理论结果。图中阴影区域为正 (反) 璨夸克横向质量在 $\frac{\sqrt{m_c^2 + q_{\perp}^2} (p_{\perp}^2)}{2} \leq m_{q\perp(p\perp)} \leq \sqrt{m_c^2 + q_{\perp}^2} (p_{\perp}^2)$ 区域变化时计算出的理论不确定区间 [4]。图 4(a) 和图 4(b) 中的实验数据分别来自于文献 [9] 和 [6]。从图中可以看出, 中间快度区域的理论结果比实验结果略低, 而向前

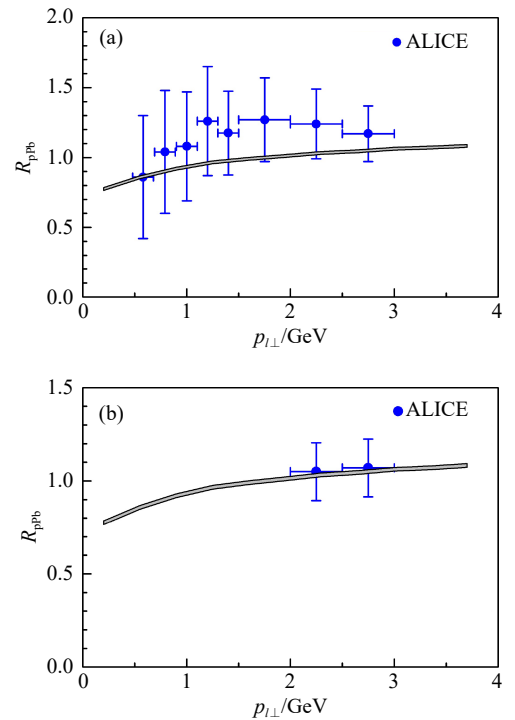


图 4 (在线彩图) 碰撞质心能量为 5.02 TeV 时半轻子过程中核修正因子

快度区域的理论结果与实验数据符合得很好, 这进一步验证了色玻璃凝聚理论更适用于解释向前快度区域的实验现象。

3.4 碰撞质心能量为 8.16 TeV 时的 D 介子核修正因子

本文在考虑强耦合效应的情况下计算了 p-Pb 碰撞质心能量为 8.16 TeV 时的 D 介子核修正因子, 计算结果如图 5 所示, 图中阴影区域与图 4 计算方法相同。图 5(a) 和图 5(b) 分别给出了 LHC 碰撞质心能量为 8.16 TeV 时中间快度区域 ($-1.37 < y < 0.44$) 和向前快度区域 ($2.03 < y < 3.53$) D 介子核修正因子的理论结果, 结果表明: 8.16 TeV 下的核修正因子理论结果要比 5.02 TeV 的理论值略高, 这一预言结果有待 LHC 未来实验验证。

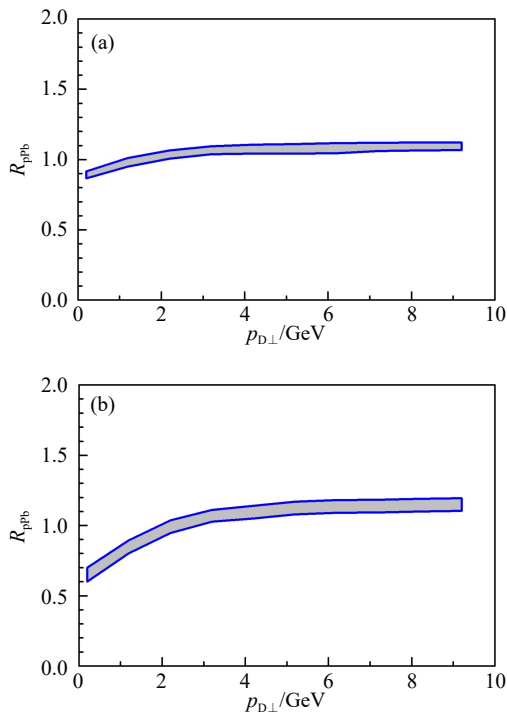


图 5 (在线彩图) 碰撞质心能量为 8.16 TeV 时的理论预言结果

4 结论

本文通过研究高能质子-铅核碰撞过程中的 D 介子核修正因子可得出如下结论: 在质子-原子核碰撞过程中的向前快度区域, 考虑强耦合效应后可以更好地解释 D 介子核修正因子实验现象。但在中间快度区域,

当横向动量较小时理论结果与实验数据仍有一定的偏差, 下一步将重点研究这一现象。

参考文献:

- [1] ALBACETE J L, DUMITRU A, FUJII H, et al. *Nucl Phys A*, 2013, 897(1): 1.
- [2] FUJII H, WATANABE K. *Nucl Phys A*, 2016, 951(7): 45.
- [3] DUCLOUE B, LAPPI T, MANTYSAARI H. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 2017, 289-290(8/9): 309.
- [4] WANG H M, HOU Z Y, WANG X T, et al. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29(8): 116.
- [5] FUJII H, WATANABE K. Nuclear Modification of forward D Production in pPb Collisions at the LHC[EB/OL]. (2018-02-05) [2020-07-12]. <https://arxiv.org/abs/1706.06728v2>.
- [6] ALICE Collaboration. *Phys Lett B*, 2017, 770(7): 459.
- [7] LHCb Collaboration. Study of Cold Nuclear Matter Effects Using Prompt D0 Meson Production in pPb Collisions at LHCb[EB/OL]. (2016-05-24) [2020-07-12]. <https://cds.cern.ch/record/2138946/files/LHCb-CONF-2016-003.4.pdf>.
- [8] LHCb Collaboration. *JHEP*, 2017, 10(10): 090.
- [9] ALICE Collaboration. *Phys Lett B*, 2016, 754(3): 81.
- [10] LIU H Y, MA Y Q, CHAO K T. I. *Phys Rev D*, 2019, 100(10): 071503.
- [11] MANTYSAARI H, MUELLER N, SALAZAR F, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 124(3): 112301.
- [12] WANG H M, LIU J F, HOU Z Y, et al. *Chin Phys C*, 2013, 37(8): 084102.
- [13] MA Y Q, VENUGOPALAN R, WATANABE K, et al. *Phys Rev C*, 2018, 97(1): 014909.
- [14] KHARZEEV D, LEVIN E, NARDI M. *Nucl Phys A*, 2004, 743(4): 329.
- [15] KOVCHEGOV Y V, LU ZH, REZAEIAN A H. *Phys Rev D*, 2009, 80(7): 074023.
- [16] KOVCHEGOV YV. *Rep Prog Phys*, 2012, 75(12): 124301.
- [17] DUMITRU A, KHARZEEV D E, LEVIN E M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85(4): 044920.
- [18] MILLER M L, REYGERS K, SANDERS S J, et al. *Ann Rev Nucl Part Sci*, 2007, 57(1): 205.
- [19] HEINZ U W, MORELAND J S. *Phys Rev C*, 2011, 84(5): 054905.
- [20] KARTVELISHVILI V G, LIKHODED A K, PETROV V A. *Phys Lett B*, 1978, 78(5): 615.
- [21] ALICE Collaboration. *JHEP*, 2015, 127(11): 1.
- [22] DUCLOUE B, LAPPI T, MANTYSAARI H. *EPJ Web of Conferences*, 2016, 112(3): 04002.
- [23] PUMPLIN J, STUMP D R, HUSTON J, et al. *JHEP*, 2002, 6(7): 012.
- [24] GRONAU M, LLEWELLYN SMITH C H, et al. *Nucl Phys B*, 1977, 123(1): 47.

The Nuclear Modification Factor for D Meson at LHC Energies

WANG Hongmin^{1,1)}, XU Yonghan¹, SUN Xianjing², WANG Junling¹

(1. Basic Education Department, Army Academy of Armored Forces, Beijing 100072, China;

2. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China)

Abstract: The D-meson production in high energy proton-proton(p-p) and proton-nucleus(p-A) collisions is an important approach to study the character of saturation gluon. By considering the strong coupling effects at leading order, the D meson production in high energy p-p and p-A collisions at LHC energies is studied in the framework of Color Glass Condensate(CGC). Using the dipole amplitude obtained from the KLR-AdS/CFT color dipole model through Fourier transform, and taking into account the cold nuclear matter effects, we investigate the D meson cross section in proton-lead (p-Pb) collisions at $\sqrt{s}=5.02$ TeV in different centrality class. Then, we calculate the nuclear modification factor for D meson production and semi-leptonic decay processes in p-Pb collisions at $\sqrt{s}=8.16$ TeV. It is found that the theoretical results considered the strong coupling effects fit better with the latest experimental data from ALICE and LHCb Collaboration than those obtained without considering the strong coupling effects. Finally, we also predict the results for the experiments at $\sqrt{s}=8.16$ TeV of the Large Hadron Collider(LHC). It is shown that the theoretical results at $\sqrt{s}=8.16$ TeV are larger than those results at $\sqrt{s}=5.02$ TeV.

Key words: nuclear modification factor; strong coupling; cold nuclear matter effects; dipole amplitude

Received date: 17 Aug. 2020; **Revised date:** 18 Oct. 2020

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(U1832120)

1) E-mail: whmw@sina.com.