

高能 h-A 碰撞“较小”质量 $\mu\bar{\mu}$ 对产生过程中的核效应*

高永华

(石家庄地区教育学院 050031)

何祯民 黄瑞旺

(河北师范大学物理系, 石家庄 050031)

彭宏安¹⁾

(北京大学物理系, 北京 100871)

摘 要

本文在 QCD 修正的 Drell-Yan 机制和矢量介子中间态贡献下, 利用 NMC 组的 l-A 深度非弹在 $0.0035 < x < 0.65$, $0.5 < Q^2 < 90 \text{ GeV}^2/c^2$ 测量的结构函数比值 $R_A(x, Q^2)$, 通过重标度模型解释了 WA-78 组对 $(\pi^-, P) + A \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 过程在 $2m_\mu \leq m_{\mu\bar{\mu}} \leq 1.5 \text{ GeV}$ 和 $0.1 \leq x_F \leq 0.6$ 内的测量结果。将它们与在不同的 m_{ll} 和 x_F 区间测量的 CIP 组结果对比, 解释了为什么靶核在前者中显示遮蔽效应而在后者中则显示出反遮蔽效应。指出通过重标度模型和其合理假定后, 它们都与 $R_A(x, Q^2)$ 直接相关, 从而进一步揭示了 l-A 深度非弹中核效应与 h-A $\bar{l}l$ 产生过程中核效应之间的本质联系。

一、

近几年来, 由 l-A 深度非弹散射 (DIS) 中的 EMC 效应引发人们利用高能 h-A 碰撞的 $\bar{l}l$ 对产生过程 (LPP) 研讨核内部分子分布的兴趣。已有不少实验报导^[1] 和理论分析^[2]。结论认为 EMC 效应对 h-A 的 LPP 影响不大。但由于当时各实验小组在 x_F 和 m_{ll} 的测量区间重迭不多而且数据误差较大, 特别是不同小组在 l-A 的 DIS 中, 在小

$$x \left(\equiv \frac{Q^2}{2m\nu} \right) \quad (0 < x < 0.1)$$

测得的比值 $R_A(x, Q^2) (\equiv F_2^A(x, Q^2) / F_2^P(x, Q^2))$ 的数据相矛盾, 因此上面结论有待重新

本文 1991 年 8 月 5 日收到。

* 国家自然科学基金资助课题。

1) 中国科学院理论物理所客座研究人员。

分析^[3]. 与本文有关的是近年来 WA-78 组^[4]用 $320\text{GeV}/c$ 的 π^- 束和 $300\text{GeV}/c$ 的 P 束撞击铝核 Al^{27} 和铁核 Fe^{56} 产生“较小”质量的 $\mu\bar{\mu}$ 对 ($2m_\mu \lesssim m_{\mu\bar{\mu}} \lesssim 1.5\text{GeV}$) 数据. 其 x_F 和 $m_{\mu\bar{\mu}}$ 测量区间对应靶核子中的部分子变量 $1 \times 10^{-4} \lesssim x_2 \lesssim 3 \times 10^{-2}$, 正是近年来对 DIS 中的 $R_A(x, Q^2)$ 小 x 处特别感兴趣的区间, 最近 NMC 组又刚好完成这区间 R_A 的准确测量^[5]. 因此结合他们的数据对 WA-78 组 h-A 的 LPP 结果进行分析, 对从 Drell-Yan 过程角度来了解小 x 处核效应是有意义的.

用什么方案处理 LPP 中这种“较小”质量 $\mu\bar{\mu}$ 对过程呢? 熟知当 $m_{ii} \geq 2\text{GeV}$ 时, 用部分子模型 (PM) 框架内的 Drell-Yan 机制加微扰 QCD 修正的方案, 从理论和唯象分析上看都是可行的, 但当 m_{ii} 比 2GeV 还小时能否继续采用则可能会有问题. 然而舍此很难找到它法. 因为从原则上讲, $\mu\bar{\mu}$ 对所对应的虚光子 γ^* 既可以在荷电部分子上“直接”(“硬”)产生, 也可以在强子或核上的任何一处“间接”(“软”)产生, 这将使问题复杂得无从下手. 这种情况实际上是属于高能物理中经常遇到的从“部分子层次”过渡到“强子层次”的问题, 至今也尚未有可靠的过渡办法. 另一方面对照一下 DIS 中有关 Scaling 现象也许会有启发: 熟知 DIS 中要求 $\sqrt{Q^2} \geq 2\text{GeV}/c$ 才认为能运用 PM 和微扰 QCD 的, 但实验上在 $\sqrt{Q^2} \approx 1\text{GeV}/c$ 就显示出 Scaling. 尽管现今从理论上对这种“早熟的”(precocious) Scaling 还未能很好解释, 但这意味着实际上在 DIS 中可将通用方案适当地往小 $\sqrt{Q^2}$ 值扩展. 事实上许多实验组早已突破上述 $\sqrt{Q^2}$ 的下限, 特别是 [5] 已将测量低到 $Q^2 < 0.5\text{GeV}^2/c^2$! 基于这些情况, 本文仍然尝试采用 m_{ii} 较大值时的“标准”方案进行分析.

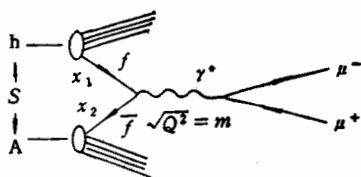
在 $2m_\mu \lesssim m_{ii} \lesssim 1.5\text{GeV}$ 区间当然有子过程中矢量介子 $V(\rho, \omega, \phi)$ 的贡献. 计算它们时用了矢量为重 (VMD) 的结果. 由于 V 介子的零点波函数至今未确定, 我们用一组参数估算.

关于靶核子的部分子分布函数, 可照下述方法确定. 由于 NMC 组已在 DIS 中 $0.0035 \lesssim x \leq 0.65$ 和 $0.5 \leq Q^2 \leq 90\text{GeV}^2/c^2$ 内对氦 (He^4)、碳 (C^{12}) 和钙 (Ca^{40}) 等核相对于氘 (D^2) 核的 $R_A(x, Q^2)$ 比值精确测量, 发现对各种核讲, 从 $x \lesssim 0.1$ 直到 $x \lesssim 0.0035$ 区间内, $R_A(x, Q^2)$ 都是缓慢而光滑的递减曲线; 而 x 固定时 $R_A(x, Q^2)$ 随 A 也是缓慢而光滑的变化, 因此可以利用它们合理地插出 WA-78 组的铝和铁靶核在测量区 $1 \times 10^{-4} \leq x_2 \leq 3 \times 10^{-2}$ 间相应的结构函数 $F_2^A(x, Q^2)$. 其次我们采用迄今能全面而较好地解释 EMC 效应, 认为束缚核子结构函数只是相对于自由核子的在变量上重新标度 (Rescaling) 的修改重标度模型^[6]. 按照这模型^[7], EMC 效应是由于核内 (束缚) 核子周围环境相对于自由核子讲发生变化而引起的. 这样, 自然而合理的假定, 就是核内核子中各种类型部分子所产生的相对于自由核子时的变化应该是一样的. 将以上两点结合, 就能得到我们所要的靶核子中各种部分子的分布函数.

二、

1. 高能 h-A 碰撞 LPP 过程的截面

在高能时强子 h 与 A 核的碰撞实际上是 h 与 A 中单个束缚核子碰撞之和, 因此有:

图1 h + A → l \bar{l} + X 的 Drell-Yan 机制

$$\frac{d^2\sigma^{h-A}}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Sx_1x_2} K \sum_{i=1}^A \sum_f e_f^2 [q_f^h(x_1, Q^2) \bar{q}_f^{N_i^A}(x_2, Q^2) + \bar{q}_f^h(x_1, Q^2) q_f^{N_i^A}(x_2, Q^2)], \quad (1)$$

有关记号见图1, 而 q_f^h 、 \bar{q}_f^h , $q_f^{N_i^A}$ 和 $\bar{q}_f^{N_i^A}$ 分别是 h 和 A 中第 i 个核子中味道为 f 的夸克和反夸克分布函数, K 是熟知的考虑到 $O(\alpha_s^2)$ 阶领头对数的微扰 QCD 修正后相对于 Drell-Yan 机制的改正因子, 基本上等于实际测量截面与 Drell-Yan 机制预言截面间的比值, 它在本文讨论束缚核子靶时不会有大的改动, 仍可用自由核子时的值. 因 $Q^2 \equiv m^2 = x_1x_2S$, $x_F \equiv x_1 - x_2$, 将上式改写为 m^2 和 x_F 变量时,

$$\frac{d^2\sigma^{h-A}}{dm^2 dx_F} = \frac{1}{S(x_1 + x_2)} \frac{d^2\sigma^{h-A}}{dx_1 dx_2}, \quad S = -(p_h + p_A)^2. \quad (2)$$

令

$$H^{h-A}(x_1, x_2, m^2) \equiv \sum_{i=1}^A \sum_f e_f^2 [x_1 q_f^h(x_1, m^2) x_2 \bar{q}_f^{N_i^A}(x_2, m^2) + x_1 \bar{q}_f^h(x_1, m^2) x_2 q_f^{N_i^A}(x_2, m^2)], \quad (3)$$

则

$$\frac{d^2\sigma^{h-A}}{dm^2 d\gamma_F} = \frac{4\pi\alpha^2}{9S^2 x_1^2 x_2^2 (x_1 + x_2)} K H^{h-A}(x_1, x_2, m^2). \quad (4)$$

为了与实验对应, 要将 $\frac{d^2\sigma^{h-A}}{dm^2 dx_F}$ 对 x_F 或 m 的一定区间内作积分而得出 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm}$ 或 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dx_F}$. 在[2]中给出了有关公式.

按通常定义 $\sigma^{h-A} = A^{\alpha_h} \sigma^{h-N}$, 而 σ^{h-N} 是 h 与自由核子的碰撞截面. 如果核内核子中的部分子分布函数与自由核子的一样, 则幂次量 $\alpha_h \equiv 1$. 与上定义相应的微分截面有 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm} = A^{\alpha_h(m)} \frac{d\sigma^{h-N}}{dm}$ 和 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dx_F} = A^{\alpha_h(x_F)} \frac{d\sigma^{h-N}}{dx_F}$. 如果用 h 与 A 核中单个核子 (N_A) 的碰撞截面表示, 则

$$\begin{aligned} \sigma^{h-N_A} &= A^{\alpha_h-1} \sigma^{h-N}, \\ \frac{d\sigma^{h-N_A}}{dm} &= A^{\alpha_h(m)-1} \frac{d\sigma^{h-N}}{dm}, \\ \frac{d\sigma^{h-N_A}}{dx_F} &= A^{\alpha_h(x_F)-1} \frac{d\sigma^{h-N}}{dx_F}. \end{aligned} \quad (5)$$

一般讲幂次 α_h 是随 S 和 A 改变的. 当 $\alpha_h < 1$ 时, σ^{h-N_A} 以 A 的某种负幂次关系相

对 σ^{h-N} 减小,称为原子核的遮蔽效应,而当 $\alpha_h > 1$ 时,则称为核的反遮蔽效应. 由于实际的 x_F 和 m^2 的测量只可能在某一段区间内进行,因此 $\alpha_h(x_F)$ 和 $\alpha_h(m)$ 的值还随实验测量时 x_F 和 m 的区间取值有关. 最后,由于 u, d 夸克分布函数不同,表现出 α_h 的同位旋效应.

当我们只计及 u, d, s 三种夸克,考虑到 p 和 n 之间以及 π^+ 和 π^- 之间的同位旋对称性和海夸克的 SU, 味对称性后, [2] 中给出了本文要求的 $H^{\pi^-A}(x_1, x_2)$ 和 $H^{p^-A}(x_1, x_2)$ 表达式:

$$\begin{aligned} H^{\pi^-A}(x_1, x_2) = & \frac{1}{9} x_1 V^\pi(x_1) \left[4Z x_2 u_V^{\pi A}(x_2) + 4(A-Z) x_2 d_V^{\pi A}(x_2) + \frac{5}{6} A x_2 S^{\pi A}(x_2) \right] \\ & + \frac{1}{54} x_1 S^\pi(x_1) \left[(A+3Z) x_2 u_V^{\pi A}(x_2) + (4A-3Z) x_2 d_V^{\pi A}(x_2) \right. \\ & \left. + 2A x_2 S^{\pi A}(x_2) \right], \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} H^{p^-A}(x_1, x_2) = & \frac{1}{54} A x_1 (4u_V^p(x_1) + d_V^p(x_1)) x_2 S^{\pi A}(x_2) \\ & + \frac{1}{54} x_1 S^p(x_1) \left[(A+3Z) x_2 u_V^{\pi A}(x_2) + (4A-3Z) x_2 d_V^{\pi A}(x_2) \right. \\ & \left. + 2A x_2 S^{\pi A}(x_2) \right], \end{aligned} \quad (6b)$$

其中用了 π 的价夸克关系 $\bar{u}\bar{v}^-(x) = d\bar{v}^-(x) = V^\pi(x)$ 和海夸克关系 $u_i(x) = \bar{u}_i(x) = d_i(x) = \bar{d}_i(x) = s(x) = \bar{s}(x) = \frac{1}{6} S(x)$. (6) 式没有明显写出它们对 m^2 ($\equiv Q^2$) 的依赖,因现今用的夸克分布函数的经验表达式还未能很好反映出这点.

2. 夸克分布函数和矢量介子中间态的贡献

关于 π 介子和自由核子的夸克分布函数,我们分别采用 Owens^[8] 和 Buras^[9] 的表达式. 对于束缚核子的夸克分布函数,则按照第一节中提出的办法,即先从 NMC 组对不同核靶测得的 $R_A(x, Q^2)$ 数值中内插出我们所需的铝核和铁核的相应值,再与重标度模型中作出的假定(核内核子中各种夸克分布函数都作相同的重标度)相结合. 因而在定量地表达它们时只需引进一个相对于自由核子时的因子 $R(A, x)$, 即对于所有不同味道 f 讲:

$$q_f^{\pi A}(x) = R(A, x) q_f^\pi(x), \quad \bar{q}_f^{\pi A}(x) = R(A, x) \bar{q}_f^\pi(x), \quad (7)$$

容易看出,当采用重标度模型后, $R(A, x)$ 实际上就是 DIS 中的结构函数比值 $R_A(x)$. 在图 2 中复印了 NMC 组对氦、碳和钙核测量的 $R_A(x)$ 数据图. 由它我们不难得到相当好的内插出铝核和铁核靶时的 $R(A, x)$, 这样由 (7) 式就确定了本文所要求的 x 区间内的 $q_f^{\pi A}(x)$ 和 $\bar{q}_f^{\pi A}(x)$.

由于本文的 $2m_\mu \lesssim m_{\mu\bar{\mu}} \lesssim 1.5\text{GeV}$, 此质量区间覆盖了 $J^{PC} = 1^{--}$ 的 ρ, ω, ϕ 等矢量介子共振区,因而要考虑它们在子过程中的贡献. 这相当于将图 1 中的子过程部分 $q + \bar{q} \rightarrow \mu + \bar{\mu}$ 用图 3(a) 替代. 在图 3(b) 中表明了矢量介子所贡献的子过程

$$q + \bar{q} \rightarrow V \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu + \bar{\mu}.$$

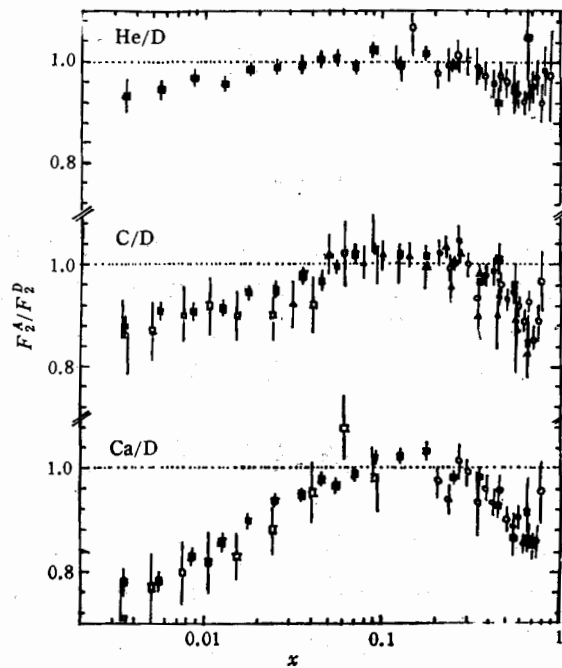


图 2 NMC 组测量得的 $R_A(x, Q^2) \equiv \frac{F_2^A(x, Q^2)}{F_2^D(x, Q^2)}$

■ NMC (He, C, Ca) ○ SLAC (He, C, Ca) □ EMC-NA28 (C, Ca)
 ▲ EMC-NA27 (c) ▲ BCDMS (N)

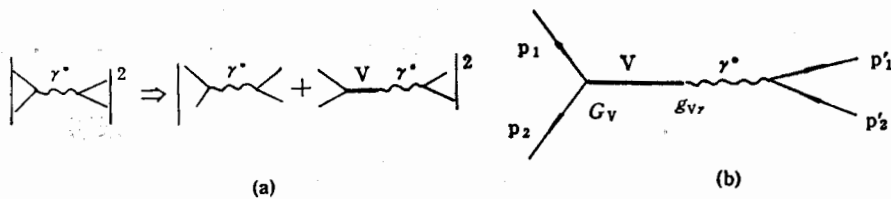


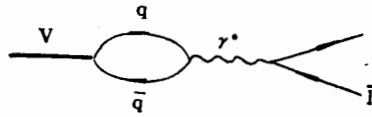
图 3(a) 加入矢量介子贡献后的代替图

图 3(b) 矢量介子的子过程图

对应图 3(a) 的替换后的子过程矩阵元是

$$M_{fi} \propto \bar{V}_f(p_2) \gamma_\mu u_f(p_1) \left\{ e Q_f \frac{\delta_{\mu\nu}}{q^2 - i\epsilon} + G_V g_{V\gamma} e \frac{\delta_{\mu\rho} + \frac{q_\mu q_\rho}{m_V^2}}{q^2 + m_V^2 - im_V \Gamma_V} \frac{\delta_{\rho\nu}}{q^2 - i\epsilon} \right\} \cdot \bar{l}(p_2') \gamma_\nu l(p_1') \quad (8)$$

其中 $Q_f = \left(\frac{2}{3}, \frac{-1}{3}, \frac{-1}{3}\right)$ 是夸克电荷值, m_V 和 Γ_V 是 V 介子的质量和宽度, G_V 和 $g_{V\gamma}$ 分别是 $Vq\bar{q}$ 顶点和 $V\gamma^*$ 顶点的耦合常数。由矢量介子为主假说得知 $g_{V\gamma} = \frac{em_V^2}{f_V}$, 而 f_V 是 $V(\rho, \omega, \phi)$ 与 $\pi\pi, N\bar{N}, \dots$ 的普适耦合常数, 已知 $\frac{f_\rho^2}{4\pi} = 2.1$, $\frac{f_\omega^2}{4\pi} = 19.5$, $\frac{f_\phi^2}{4\pi}$

图4 $V \rightarrow l\bar{l}$ 衰变图

— 13.9. 关于 G_V 的值,原则上可由 $\Gamma_{V \rightarrow l\bar{l}}$ 定出,但由于 V 介子是 $(q\bar{q})$ 复合粒子,图4描述它到轻子对 $l\bar{l}$ 的衰变,显然它是发散图而积分值与上限截断值有关,目前不能得知其确切数值(在组分夸克模型中 G_V 正比于尚未确定的 V 介子的零点波函数值),但它应是强作用耦合的量级,为此我们将它用一组参数代入以作定量估算。

三、结果与讨论

按照上面所讲的方案和导出的公式,我们对 WA-78 组在 $h(p, \pi^-) + A(\text{Al}^{27}, \text{Fe}^{56}) \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 过程在 $2m_\mu \lesssim m_{\mu\bar{\mu}} \lesssim 1.5\text{GeV}$, $0.1 \lesssim x_F \lesssim 0.6$ 区间内测量的 α_h 、 $\alpha_h(x_F)$ 和 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm}$ 对 m 的分布作了相应的计算,其结果已画在图5到图7,下面对它们作些说明。

1. 关于 $\alpha_\pi(x_F)$ 和 $\alpha_p(x_F)$

从图5(a)看出,计算曲线总体上与实验值符合得相当好;但有两点值得提出:第一,不论是 π^- 还是 p , 其 $\alpha_h(x_F)$ 都是在 0.8 左右而明显小于 1, 表明在 WA-78 组测量的 $1 \times 10^{-4} \lesssim x_2 \lesssim 3 \times 10^{-2}$ 区间,原子核有明显的遮蔽效应。如果将它与 NMC 组测得的 $R_A(x)$ (图2)比较,看到在相应的 x 区间, $R_A(x)$ 值也正好是 0.8 左右(0.7~0.9)。另外,将图5(a)与图5(b)对照也是很有意义的。后者是 CIP 组^[10]用 225 GeV/c π^- 束碰铜核 (Cu^{69}) 和钨核 (W^{184}) 在 $0.05 \lesssim x_2 \lesssim 0.2$ 区间测出的 $\alpha_\pi(x_F)$ 。平均讲来那里 $\alpha_\pi(x_F) \gtrsim 1.1$, 明显的显示出靶核有很大的反遮蔽效应。这时它又与图2中相应区间 $R_A(x)$ 值差不多也是 1.1 这点相适应 (Cu 的 $A=69$ 而 W 的 $A=184$, 因此将 NMC 的结果(图2)对 A 作外推到 W^{184} 时,得到的 $R_A(x)$ 比 1.1 还要稍大一些!)。第二,图5(a)显示计算的 $\alpha_h(x_F)$ 在 $x_F \rightarrow 0$ 时上升到 0.9, 但从实验数据上看不出有上升迹象。而另一方面,在 $0.2 < x_F < 0.6$ 区间,实验数据显示出可能有结构而计算曲线却很平坦。这些分歧产生原因还不清楚。不过值得注意,由于这里 $1 \times 10^{-4} \lesssim x_2 \lesssim 3 \times 10^{-2}$, 因此 $x_F \approx 0$ 也就是 $x_1 \approx 0$, 与它们相应的 m_{i1} 下限是 $2m_\mu$, 在这么小的 m_{i1} 值时,实际碰撞情况可能与 Drell-Yan 机制已有很大的差别,因此我们不应过分看重 $x_F \sim 0$ 处的计算值,至于在 x_F 的中段区显示可能有结构,则可能反映了我们有关重标度模型中只用一个重标度量描述太粗糙了一点。

2. 关于 $\alpha_\pi(m)$ 和 $\alpha_p(m)$, 以及 α_π 和 α_p

图6(a)是本文对 $\alpha_h(m)$ 计算结果, WA-78 组没有给出有关的数据。和 $\alpha_h(x_F)$ 相

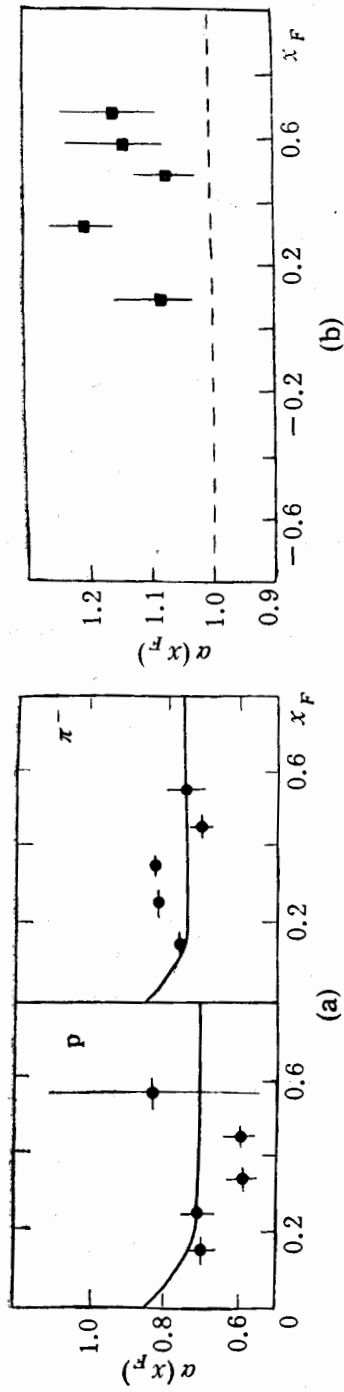


图 5

(a) 本文计算的 $\alpha_h(x_F)$ 与 WA-78 组的数据 (b) CIP 组 110 的 $\alpha_h(x_F)$ 数据

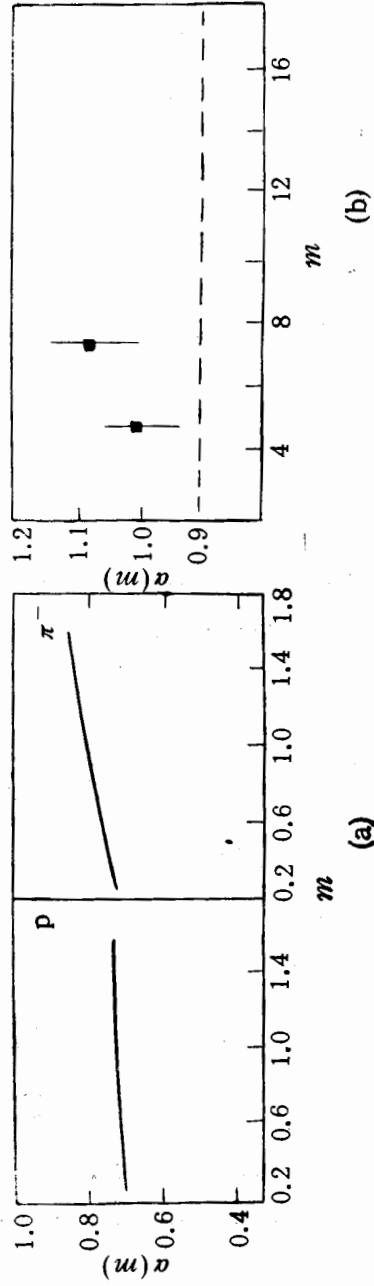


图 6

(a) 本文计算的 $\alpha_h(m)$ 的曲线 (b) CIP 组 110 的 $\alpha_h(m)$ 数据

类似, 在 $0.2 \lesssim m_{\mu\bar{\mu}} \lesssim 0.8$ 区间 $\alpha_b(m)$ 值都明显小于 1, 显示核的很大遮蔽效应, 其数值

上也和 $x_b(x_F)$ 的接近. 但 $\alpha_{\pi^-}(m)$ 随 m 是缓慢增加而 $\alpha_p(m)$ 则近似为常数, 这有待今后实验的检验. 为了比较我们又在图 6(b) 中给出 CIP 组 $\alpha_{\pi^-}(m)$ 的相应数据, 对照再次看出, 在那 m 区间值内 $\alpha_{\pi^-}(m) \sim 1.1$, 显示出明显的反遮蔽效应, 与图 2 中 $R_A(x)$ 在 $0.05 \leq x < 0.2$ 之间的值又相适合. 此外图 6(b) 中 $\alpha_{\pi^-}(m)$ 似乎也随 m 而增加, 这些都表明了它们之间的相洽性.

关于 α_b 值, WA-78 组给出 $\alpha_p = 0.68 \pm 0.06$, $\alpha_{\pi^-} = 0.80 \pm 0.06$ 本文算出的 $\alpha_p = 0.71$, $\alpha_{\pi^-} = 0.74$, 在误差范围内与之相符, 而且也是 $\alpha_{\pi^-} > \alpha_p$. 关于后面这点我们认为这是由于入射时的 $p_{\pi^-} > p_p$ 以及 π^- 的价夸克分布函数在 $0.1 < x_1 < 0.6$ 区间明显比 p 的相应项要“硬”一些, 而使得 π^-A 碰撞时朝 x_2 增大的方向增加权重的机会比 PA 碰撞时的要大一些, 再结合图 2 和上一段的分析, 就能预料 π^-A 的遮蔽

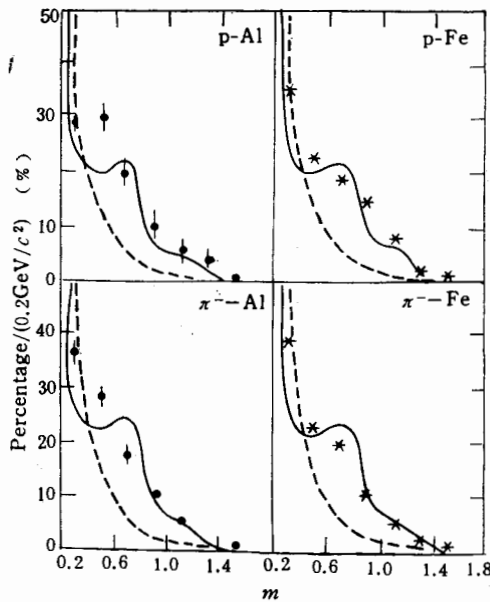


图 7 $(\pi^-, p) + (Al, Fe) \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 时
归一化的 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm}$ 分布

效应会比 PA 的弱一些.

3. $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm}$ 的分布与有关矢量介子中间态的贡献

图 7 给出了 π^- 和 p 束与 Al 和 Fe 靶核碰撞中归一化的 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm}$ 分布 (即 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm} / \int_{2m_\mu}^{1.5\text{GeV}} \frac{d\sigma^{h-A}}{dm} dm$). 图中虚线是只考虑了 Drell-Yan 机制, 而实线则是加上了矢量介子中间态贡献后算出的结果. 计算中取 $Vq\bar{q}$ 顶点的耦合参数 $G_V = 3$ (事实上计算中对 G_V 我们从 1 取到 10, 由于对 $\frac{d\sigma^{h-A}}{dm}$ 进行了归一化以及由于 Drell-Yan 项与 V 介子项的干涉, 发现 $G_V \geq 3$ 以后改变不大). 图 7 看出在子过程中考虑加进矢量介子中间态确实是必要的. 正是由于有了它们的贡献, 使得在形状和大小方面, 计算的都能与实验数据符合相当好.

最后我们想强调两点看法

1. 以上结果表明, 看来 LPP 中通常关于 Drell-Yan 机制对 m_{th} 的适用下限值 $m_{\text{th}}^{(\text{min})}$

还可以适当地推, 这和 DIS 中的“早熟 Scaling”情况有些相似。但是这种从部分子层次的图像向其适用范围边缘区究竟能将 $m_{i_1}^{(\min)}$ 推多远是不清楚的; 推广中也可能出现新问题, 本文上面计算结果与实验数据间的某些明显分歧也许就表明了这点。

2. 以上结果同时表明, 1-A DIS 中的核效应与 h-ALPP 中的核效应有简单而直接的关联。DIS 中的 $R_A(x, Q^2)$ 比值与 LPP 中量 α_h (以及 $\alpha_h(x_h)$, $\alpha_h(m)$) 之间的关系在采用了重标度模型的假定后是直接了当的。只要确定了 h-A LPP 中 x_2 的区间后, 由 $R_A(x)$ 中相应 x 区间的数值就可以预言出 α_h 值大致是多少, 这时靶核是起遮蔽还是反遮蔽效应。

作者对朱伟同志有关 EMC 效应最新消息和 NMC 组结果的通告和许多有益的讨论表示感谢。

参 考 文 献

- [1] T. Sloan, G. Smada and R. Voss, *Phys. Rep.*, **162**(1988), 45.
- [2] 彭铁梁、李子帮、彭宏安, 高能物理与核物理, **10**(1986), 438;
R. M. Godbole and K. Sarma, *Phys. Rev.*, **D25**(1980), 120.
- [3] E. Amassontzis et al., *Phys. Rev.*, **D38**(1986), 1377.
P. Borpaló et al., *Phys. Lett.*, **193B**(1987), 368.
- [4] WA-78, H. Cobbaert et al., *Phys. Lett.*, **213B**(1988), 395.
- [5] NMC, P. Amaudruz et al., CERN-Exp/91-52.
- [6] R. J. M. Covolan and E. Predazz, in “Problems of Fundamental Modern Physics” World Scientific Singapore (1991), 83.
- [7] R. L. Jaffe, *Phys. Lett.*, **134B**(1984), 449.
刘连寿、彭宏安、赵维勤, 中国科学(英文版) **A28**, No. **10**(1985), 71.
- [8] J. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 943.
D. Duke and J. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49.
- [9] A. P. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, **52**(1980), 199.
- [10] K. Y. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 944.

The Influence of Nuclear Target on "Small" Mass Lepton Pair Production of High Energy Hardon-Nuclei Collision

GAO YONGHUA

(Department of Physics Educational College of Shijiazhuang 050031)

HE ZHENMIN HUANG RUIWANG

(Department of Physics, Hebei Normal University, Shijianhuang 050016)

PENG HONGAN

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

ABSTRACT

Based on Drell-Yan Mechanism modified by perturbative QCD and taking account of the contribution of vector meson states, we analyzed and explained the data of the WA-78 group $n(\pi^-, p) + A \rightarrow \mu^- \mu^+ + X$ process at $2m_\mu < m_{\mu\mu} < 1.5\text{GeV}$ and $0, 1 < x_F < 0.6$, with the use of the rescaling model and the recent accurately measured data of the NMC Group for the ratio of structure functions $R_A(x, Q^2)$ in I-A deep inelastic scattering process at $0.0035 < x < 0.65$ and $0.5 < Q^2 < 90\text{GeV}^2/c^2$. In our analysis, after comparison with the data of the CIP group for the same process but at different $m_{\mu\mu}$ and x_F regions, we gave a good explanation for why the influence of nuclear target displays a strong shadowing effect in former case while a strong antishadowing effect in latter case. By the rescaling model and other reasonable assumptions, we showed it is intimately connected with the above mentioned the $R_A(x, Q^2)$ and thus further revealing the essential connection for the influence