

QCD 非微扰和能量丢失效应对夸克分布影响*

郑乔¹ 侯召宇^{2,3} 高永华² 张本爱³

1 (石家庄铁道学院数理系 石家庄 050043)

2 (石家庄师范专科学校物理所 石家庄 050801)

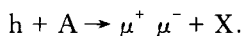
3 (中国工程物理研究院北京研究生部 北京 100088)

摘要 在非常数性 K 因子的情况下, 根据核 Drell-Yan 过程的高能强子 h 同原子核 A 碰撞和高能轻子 l 同原子核 A 深度非弹性碰撞的实验数据, 在考虑 QCD 非微扰效应对深度非弹性散射部分子分布的影响及 Drell-Yan 过程中的能量丢失效应, 计算确定价夸克分布和海夸克分布核效应函数 $R_v^A(x_2)$, $R_s^A(x_2)$ 的变化, 深化了对原子核内夸克分布受核效应影响的认识.

关键词 Drell-Yan 过程 K 因子 核效应 QCD 非微扰效应 能量丢失效应

1 核 Drell-Yan 过程的截面比值

考虑到目前核 Drell-Yan 过程^[1,2]和深度非弹性散射(DIS)两类实验能够拿来交叉分析的状况, 选取高能强子 h 与原子核 A 的碰撞过程^[3-5], 即



入射强子在每个核子上的平均反应截面^[6,7]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = K^{hA}(x_1, x_2, Q^2) \frac{4\pi\alpha^2}{9Sx_1^2 x_2^2} H^{hA}(x_1, x_2, Q^2), \quad (1)$$

式中 $K^{hA}(x_1, x_2, Q^2)$ 称为 Drell-Yan 过程的 K 因子, 它是一个与夸克(反夸克)携带的入射核子和靶核子的动量分数 x_1, x_2 及 Q^2 有关的非常数性因子^[8]. H 函数是

$$H^{hA}(x_1, x_2, Q^2) = x_1 x_2 [Q_A^{DY}(x_1, x_2) + \tilde{Q}_A^{DY}(x_1, x_2)]. \quad (2)$$

对氘核忽略其很弱的核效应

$$H^{pD}(x_1, x_2, Q^2) = \sum_f e_f^2 [x_1 q_f^p(x_1, Q^2) + x_2 \bar{q}_f^N(x_2, Q^2) + x_1 \bar{q}_f^p(x_1, Q^2) x_2 q_f^N(x_2, Q^2)]. \quad (3)$$

式中 N 表示自由核子, f 是夸克的味标记. 将(1)式对 x_1 积分, 可以计算不同 h - A 碰撞下朴素 Drell-Yan 过程微分截面作为 x_2 的函数:

$$\int \frac{d^2\sigma^{pA}}{dx_1 dx_2} dx_1 = \int \frac{4\pi\alpha^2}{9Sx_1^2 x_2^2} K^{pA}(x_1, x_2, Q^2) H^{pA}(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (4)$$

当靶为氘核时, 有

$$\int \frac{d^2\sigma^{pD}}{dx_1 dx_2} dx_1 = \int \frac{4\pi\alpha^2}{9Sx_1^2 x_2^2} K^{pD}(x_1, x_2, Q^2) H^{pD}(x_1, x_2, Q^2) dx_1. \quad (5)$$

对(4), (5)式求比值并用处理后的参数化表示

$$T^{pD} = \int \frac{d^2\sigma^{pA}}{dx_1 dx_2} dx_1 / \int \frac{d^2\sigma^{pD}}{dx_1 dx_2} dx_1 = [M^{(j)} R_v^A(x_2) + N^{(j)} R_s^A(x_2)] / \omega(x_2), \quad (6)$$

其中 $R_v^A(x_2)$, $R_s^A(x_2)$ 是与价夸克、海夸克分布相关的函数, 且

$$M^{(j)} = \int \frac{K^{pA}(x_1, x_2, Q^2)}{x_1^2 x_2^2} H_v^A(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (7)$$

$$N^{(j)} = \int \frac{K^{pA}(x_1, x_2, Q^2)}{x_1^2 x_2^2} H_s^A(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (8)$$

2003-12-01 收稿, 2004-02-05 收修改稿

* 中国工程物理研究院预研基金(0242105)资助

$$\omega(x_2) = \int \frac{K^{PD}(x_1, x_2, Q^2)}{x_1^2 x_2^2} H^{PD}(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (9)$$

上述对 x_1 积分的比值 T^{AD} , E772 组 Drell-Yan 过程的实验数据提供了直接的信息^[3].

2 DIS 过程的核子结构函数及相关比值

按夸克-部分子模型^[9-12], 核子是由点状、准自由的夸克组成, 轻子在核子上深度非弹性散射可以用轻子与核子内的准弹性散射非相干叠加来描写. 带电轻子与核子深度非弹性散射的朴素型核子结构函数是

$$F_2(x_2) = \sum_f e_f^2 x_2 q_f(x_2), \quad (10)$$

对于原子核内的束缚核子, 平均结构函数在忽略很弱的核效应下有

$$F_{2A}(x_2) = \sum_f e_f^2 x_2 [R_v^A(x_2) q_{fv}^n(x_2) + R_s^A(x_2) q_{fs}^n(x_2)], \quad (11)$$

由于多数原子核中子数 n 大于质子数 Z , 把这种中子过剩做出修正后, 得到修正后的核子平均结构函数

$$F_2^A(x_2) = \frac{1}{A} F_{2A}(x_2) - \frac{1}{2A} (n - Z) [F_2^n(x_2) - F_2^p(x_2)], \quad (12)$$

对氦核忽略其很弱的核效应后结构函数可以写成

$$F_2^D(x_2) = \sum_f e_f^2 x_2 q_f^n(x_2). \quad (13)$$

于是按一般作法引入平均核子结构函数与氦核结构函数之比值^[13]

$$R^{AD}(x_2) \equiv F_2^A(x_2) / F_2^D(x_2), \quad (14)$$

来描述束缚在原子核 A 内核子结构函数的核效应. $F_2^A(x_2)$ 是核子内价夸克动量分布几率 $q_{fv}(x_2)$ 和海夸克动量分布 $q_{fs}(x_2)$ 几率的组合表达式, $R^{AD}(x_2)$ 反映的是这两者受介质影响的综合结果, 可以由深度非弹性散射的实验测量定出^[3-5], 夸克参数的拟合采用文献[14]所给出的数据. 将以上两节的核 Drell-Yan 过程和 DIS 的实验数据代入(6), (14)式, 得到 $R_v^A(x_2)$, $R_s^A(x_2)$ 的计算结果由图 1、图 2 中的短线 1 给出.

3 QCD 非微扰 DIS 过程的简化处理

实际上, 上节中核子结构函数 F_2 不仅是 x_2 的

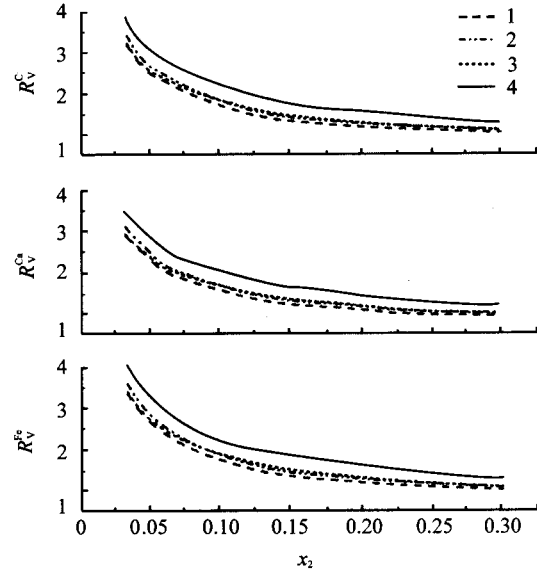


图 1 C, Ca, Fe 核价夸克分布的核效应

短线 1 是朴素过程的结果; 点划线 2 是加入 QCD 非微扰项的结果; 点线 3 是加入能量丢失效应的结果; 实线 4 是朴素过程加 QCD 非微扰项和能量丢失后的综合结果.

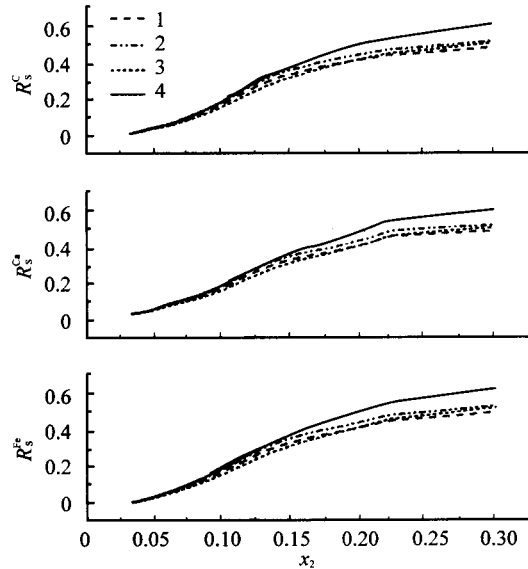


图 2 C, Ca, Fe 核海夸克分布的核效应

短线 1 是朴素过程的结果; 点划线 2 是加入 QCD 非微扰项的结果; 点线 3 是加入能量丢失效应的结果; 实线 4 是朴素过程加 QCD 非微扰项和能量丢失后的综合结果.

函数, 还是 Q^2 的函数, 即: 它还会受到来自量子色动力学 (QCD) 物理真空中夸克凝聚所导致的非微扰效应的影响^[15,16]. 这可以由它的实验值明显偏离夸克-部分子模型预言值^[9-11]看出. 为改进处理, 用 QCD 非微扰方法, 进一步考虑轻子在核子上的深度非弹性散射过程

$$l + N \rightarrow l' + X, \quad (15)$$

相应的强子结构用类似文献[15]处理可表述为

$$W_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) W_2, \quad (16)$$

这里 M 是核子的质量. 如果 $W_{\mu\nu}$ 是给定的, 可以取 W_1 和 W_2 满足下面的公式:

$$W_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{P^\mu P^\nu}{M^2} W_{\mu\nu} - \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2} \right) W_\mu^\mu \right] \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2} \right)^{-1}, \quad (17)$$

$$W_2 = \frac{1}{2} \left[3 \frac{P^\mu P^\nu}{M^2} W_{\mu\nu} - \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2} \right) W_\mu^\mu \right] \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2} \right)^{-2}, \quad (18)$$

其中全部非微扰影响完全包含在 $W_{\mu\nu}$ 之中. 假定在深度非弹性散射过程中, 高能轻子探测到核子内“准自由”夸克时, 夸克在 QCD 物理真空中受夸克凝聚、胶子凝聚的影响^[17-19], 所表现的非微扰效应也同样能被高能轻子所感受到. 采用脉冲近似与非相干假设, 单个夸克对 $W_{\mu\nu}$ 贡献为

$$W_{\mu\nu} = e_f^2 \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^4(p' - p - q) \times \frac{1}{2} \text{Tr}[\gamma_\mu(\not{p}' + m)\gamma_\nu(\not{p}' + m)]. \quad (19)$$

依照求迹定理, $W_{\mu\nu}$ 可等价地表述为

$$W_{\mu\nu} = e_f^2 \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^4(p' - p - q) \times \frac{1}{2} \text{Tr}[\gamma_\mu S_F^{-1}(p')\gamma_\nu S_F^{-1}(p)], \quad (20)$$

其中 $iS_F(p)$ 是夸克传播子, e_f 为夸克分数电荷(以电子电荷为单位). 为了能反映 QCD 物理真空中的夸克凝聚、胶子凝聚对被探测夸克态的影响所引起的非微扰效应, 将(20)式中的 S_F^{-1} 取为获得了 $\langle \bar{q}q \rangle$ 修正的夸克非微扰夸克传播子

$$S_F^{-1}(p) = \not{p} - \frac{4}{Q^2} \left(\frac{4\pi\alpha_s |\langle \bar{q}q \rangle|}{3} \right)^{2/3}, \quad (21)$$

式中 α_s 为强作用耦合常数.

根据夸克-分子模型假设, 部分子四动量 p^μ 与核子的四动量 P^μ 间存在如下关系

$$p^\mu = yP^\mu, \quad (0 \leq y \leq 1), \quad (22)$$

借助于(17), (18)的类似的公式, 得到第 f 种夸克对核子结构函数 $F_2 = \nu W_2$ 的贡献为

$$F_2^{(f)}(y) = 2Mx_2^2 e_f^2 \delta(y - x_2) R_{\text{NP}}(Q^2), \quad (23)$$

式中 $R_{\text{NP}}(Q^2)$ 的具体形式为

$$R_{\text{NP}}(Q^2) = 1 - \frac{4}{Q^2} \left(\frac{4\pi\alpha_s |\langle \bar{q}q \rangle|}{3} \right)^{2/3}, \quad (24)$$

若假定核子态中 dy 间隔内所包含第 f 种夸克态数为 $f_f(y)dy$, 则

$$F_2 = \sum_f \int_0^1 dy f_f(y) F_2^{(f)}(y), \quad (25)$$

这里值得注意的是 $f_f(y)$ 的归一化问题. 在前面的讨论中, 实际上将部分子态数归一为单位体积内 $2p_0$ 个粒子, 而核子态数则归一为单位体积内 P_0/M 个粒子, 从而每核子内与间隔 dy 相对应的部分子数应该为 $f_f(y)$ 乘上因子

$$q_f(y)dy = 2Myf_f(y)dy, \quad (26)$$

其中 $q_f(y)$ 是夸克-部分子分布而不是 $f_f(y)$, 它真正反映了核子内部分子的几率分布. 把所有夸克对核子结构函数贡献进行求和, 便得到核子结构函数

$$F_2(x_2, Q^2) = \sum_f e_f^2 x_2 q_f(x_2, Q^2) R_{\text{NP}}(Q^2) = \sum_f e_f^2 x_2 \tilde{q}_f(x_2, Q^2), \quad (27)$$

其中

$$\tilde{q}_f(x_2, Q^2) \equiv q_f(x_2, Q^2) R_{\text{NP}}(Q^2), \quad (28)$$

显然, $\tilde{q}_f(x_2, Q^2)$ 不同于 $q_f(x_2, Q^2)$, 它不满足部分子求和规则. 因此, F_2 不再像夸克-部分子模型中那样简单表述成夸克分数电荷平方作权重的夸克、反夸克几率分布之和. 而是既是 x_2 的函数又是 Q^2 的函数, 其 Q^2 依赖性来自于 QCD 物理真空中夸克凝聚所导致的非微扰效应. 它不同于微扰 QCD 对部分子模型修正所引起的标度破坏所对应的 Q^2 依赖性. 这里选取了夸克凝聚的唯象值^[5] $\langle \bar{q}q \rangle = -(0.25\text{GeV})^3$.

当将 F_2 中 Q_2 的上述依赖项考虑进去后, 根据(27), (28)式可以得到

$$F_{2A}(x_2, Q^2) = \sum_f e_f^2 x_2 [R_\downarrow^A(x_2) q_{f\downarrow}^n(x_2) + R_\uparrow^A(x_2) q_{f\uparrow}^n(x_2)] R_{\text{NP}}(Q^2) = [\tilde{X}R_\downarrow^A(x_2) + \tilde{Y}R_\uparrow^A(x_2)] R_{\text{NP}}(Q^2), \quad (29)$$

这样由(14)式有

$$\tilde{R}(x_2) = \tilde{X}R_\downarrow^A(x_2) + \tilde{Y}R_\uparrow^A(x_2), \quad (30)$$

$$\tilde{R}(x_2) = [AR^{AD}(x_2)F_2^D(x_2) + \Delta(x_2)]/R_{\text{NP}}(Q^2), \quad (31)$$

将上述 DIS 过程进一步考虑 QCD 非微扰效应得到的结果与 Drell-Yan 过程交叉分析, 得到的 $R_\downarrow^A(x_2)$ 和 $R_\uparrow^A(x_2)$ 计算结果示于图 1 和图 2 点划线 2 上.

4 核 Drell - Yan 过程中的能量丢失效应

由于在核 Drell-Yan 过程中, 质子与核碰撞产生轻子对的过程并不是一次完成的, 具体过程可由图 3 描述. 即: 入射质子和靶核碰撞产生高能轻子对之前先发生一些软碰撞. 在软碰撞过程中, 入射质子把部分能量传递给了受碰核子从而丢失能量. 能量的丢失又必然影响到轻子对的产生截面, 这种现象称为能量丢失效应^[20-22]. 当入射质子与核内核子发生 n 次软碰撞后, 再和靶核内某一核子发生硬

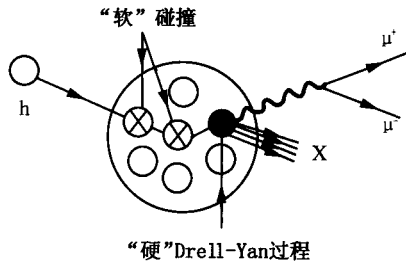


图 3 质子与核碰撞过程示意图

碰撞, 相碰两核子的质心能量可以表述为

$$\sqrt{S'} = \sqrt{S} - (n-1) \frac{d\sqrt{S}}{dn}, \quad (32)$$

其中 $\frac{d\sqrt{S}}{dn}$ (0.2—0.4 GeV)^[20] 是初态中平均每次碰撞质心丢失的能量. 考虑在一般情况下, 核内的一个重子当它穿过另一个重子时可能被激化, 原则上可能有不同的碰撞截面, 但是, 在重子穿过整个原子核的过程中, 碰撞截面基本上与核子-核子碰撞截面相同. 由此, 可以将相应于 n 次软碰撞下核 Drell-Yan 过程的微分反应截面(1)式重新表述成

$$\frac{d^2\sigma^{(n)}}{dx_1 dx_2} = K^{hA}(x_1, x_2) \frac{4\pi\alpha^2}{9Sx_1^2 x_2^2} \sum_f e_f^2 [q_f^p(x_1) \bar{q}_f^A(x_2) + \bar{q}_f^p(x_1) q_f^A(x_2)], \quad (33)$$

其中

$$x_1 = r_s x_1, \quad x_2 = r_s x_2, \quad (34)$$

质心质量能量比率 r_s 为: $r_s = \frac{\sqrt{S}}{\sqrt{S'}}$, 考虑能量丢失效应以后, 原子核平均意义下的核 Drell-Yan 过程的微分反应截面则可以表述成

$$\left\langle \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} \right\rangle = \sum_{n=1}^A P(n) \frac{d^2\sigma^{(n)}}{dx_1 dx_2}, \quad (35)$$

其中 $P(n)$ 对 b 积分后重子-重子碰撞几率仅是 n 的函数:

$$P(n) = \frac{\int db P(n, b)}{\sum_{n=1}^A \int db P(n, b)}, \quad (36)$$

这里 $P(n, b)$ 是在硬过程之前发生了碰撞参数为 b 的涉及 n 个重子的软碰撞的几率. 显然可表为

$$P(n, b) = \frac{A!}{n!(A-n)!} [T(b)\sigma_{in}]^n [1 - T(b)\sigma_{in}]^{A-n}, \quad (37)$$

当一个重子相对于另一个重子处在碰撞参数 b 的位置时, 我们定义 $t(b)db$ 是在横向面积为 db 时发生重子-重子碰撞的几率, 其中 $t(b)$ 是重子的厚度函数, 并且

$$\int t(b)db = 1. \quad (38)$$

$t(b)$ 对于没有发生激化的重子碰撞, 碰撞不依赖于 b 的方向只依赖于它的大小 $|b| = b$, 因此可以认为 $t(b) = t(b)$. 由(38)式应有 $\sum_{n=1}^A P(n) = 1$.

核子-核子非弹性碰撞截面近似于 32mb, 并且几乎不依赖于能量, 又因为领头粒子要损失大约 6% 的能量用于衍射离解. 弹性散射或衍射离解导致的能量损失是很小一部分, 可以忽略不计. 因此, 取 $\sigma_{in} = 30\text{mb}$, 于是

$$P(n) = \int db \binom{A}{n} [T(b)\sigma_{in}]^n [1 - T(b)\sigma_{in}]^{A-n} / \sigma_{in}^A. \quad (39)$$

其中积分内的第 1 项代表 A 次核-核相遇时发生 n 次碰撞的组合数, 第 2 项给出恰好发生 n 次碰撞的几率, 第 3 项表示 $A-n$ 次不发生碰撞的几率. 而厚度函数 $T(b)$ 的形式为^[21]

$$T(b) = \frac{1}{2\pi\beta_A^2} \exp(-b/2\beta_A^2), \quad A \leq 32, \quad (40)$$

$$T(b) = \frac{3}{2\pi R_A^3} \sqrt{R_A^2 - b^2} \theta(R_A - |b|), \quad A > 32. \quad (41)$$

其中 $\beta_A = 0.606A^{1/3}$, $R_A = r_0 A^{1/3}$ 是碰撞核的半径, 且 $r_0 = 1.2\text{fm}$. $\sigma_{in} \approx 30\text{mb}$ 是深度非弹性核子-核子碰撞过程中存在能量丢失, 应当指出, 只要入射质子和原子核碰撞中存在能量丢失, r_s 总是比 1 大.

对于 $N-A$ 碰撞可以做如下的简化

$$P(n, b) = db \binom{A}{n} [T(b)\sigma_{in}]^n [1 - T(b)\sigma_{in}]^{A-n}, \quad (42)$$

$$P(n) = \int db \binom{A}{n} [T(b)\sigma_m]^n [1 - T(b)\sigma_m]^{A-n} / \sigma_m^A. \quad (43)$$

为了将 DY 过程的理论预言与 E772 合作组的实验数据进行比较, 计算了核 Drell-Yan 过程比率:

$$\tilde{T}^{\text{AD}}(x_2) = \frac{\int dx_1 \left\langle \frac{d^2 \sigma^{\text{PA}}}{dx_1 dx_2} \right\rangle}{\int dx_1 \frac{d^2 \sigma^{\text{PD}}}{dx_1 dx_2}}, \quad (44)$$

其中 $\frac{d^2 \sigma^{\text{PD}}}{dx_1 dx_2}$ 是质子与氘核碰撞的轻子对产生微分截面. 式中 x_1 的积分范围是根据 E772 组实验的运动学区域来决定, 即 $x_1 - x_2 > 0$ 和 $0.03 \leq x_2 \leq 0.30$.

仿照前面的方法, 在考虑非常数性的 K 因子、核 Drell-Yan 过程中能量丢失效应两种情况, 得到关于核 Drell-Yan 过程的有关描述:

$$\tilde{T}^{\text{AD}}(x_2) = [\tilde{M}^{(j)} R_v(x_2) + \tilde{N}^{(j)} R_s(x_2)] / \tilde{\omega}(x_2), \quad (45)$$

$$\tilde{M}^{(j)} = \int \frac{K^{\text{PA}}(x_1, x_2, Q^2)}{x_1^2 x_2^2} \frac{S'}{S} H_v^\Delta(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (46)$$

$$\tilde{N}^{(j)} = \int \frac{K^{\text{PA}}(x_1, x_2, Q^2)}{x_1^2 x_2^2} \frac{S'}{S} H_s^\Delta(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (47)$$

$$\tilde{\omega}(x_2) = \int \frac{K^{\text{PD}}(x_1, x_2, Q^2)}{x_1^2 x_2^2} \frac{S'}{S} H^{\text{PD}}(x_1, x_2, Q^2) dx_1, \quad (48)$$

计算结果由图 1, 图 2 小短线 3 给出.

5 价夸克和海夸克分布的核效应

在分别考虑了非常数性的 K 因子、QCD 非微扰效应对深度非弹性散射部分子分布的影响、核 Drell-Yan 过程中能量丢失效应等情况下, (即: 将 K 因子公式^[8]、(30), (31), (45), (46), (47), (48) 式联合考虑), 并以高能 h-A 碰撞 Drell-Yan 过程和高能

L-A 碰撞 DIS 过程的实验数据为基础, 得到如下定义的表示式

$$R_s^{(j+1)}(x_2) = \left(\left| \begin{array}{cc} \tilde{R} & \tilde{Y} \\ \tilde{T} & \tilde{N}^{(j)} \end{array} \right| \left| \begin{array}{cc} \tilde{X} & \tilde{Y} \\ \tilde{M}^{(j)} & \tilde{N}^{(j)} \end{array} \right| \right), \quad (49)$$

$$R_v^{(j+1)}(x_2) = \left(\left| \begin{array}{cc} \tilde{R} & \tilde{Y} \\ \tilde{M}^{(j)} & \tilde{T} \end{array} \right| \left| \begin{array}{cc} \tilde{X} & \tilde{Y} \\ \tilde{M}^{(j)} & \tilde{N}^{(j)} \end{array} \right| \right), \quad (50)$$

利用与文献[6]类似的方法, 先迭代出自洽的 K 值, 并由此算出考虑了 K 因子非常数性、DY 过程能量丢失效应和 QCD 非微扰效应之后的价夸克及海夸克分布的核效应函数 $R_v^\Delta(x_2)$ 和 $R_s^\Delta(x_2)$. 计算结果由图 1、图 2 实线 4 给出, 它直观地反映在 C, Ca, Fe 靶核条件下核效应对 $R_v^\Delta(x_2)$ 和 $R_s^\Delta(x_2)$ 的影响.

从图 1, 2 中可以看出, 加入 QCD 非微扰效应项、能量丢失效应项之后, 3 种核的价夸克海夸克分布的核效应都有不同程度的抬高. 在实验给出数据的计算范围内, 一方面, 在小 x_2 区域价夸克分布的核效应抬高的程度比起海夸克分布的核效应抬高的程度要大; 在大的 x_2 区域海夸克分布的核效应比价夸克的核效应抬的要高. 另一方面, 从它们自身的情况来看, 价夸克的分布核效应在小 x_2 区域与在大 x_2 区域抬高的程度相差不多, 而海夸克分布的核效应在小 x_2 区域, 特别是在实验计算的起始点, 各种效应的曲线几乎是重叠在一起的. 即是在小 x_2 处, 各种效应对海夸克的分布是不起任何作用的. 随着 x_2 的增大, 海夸克分布的核效应抬高的程度逐渐增大.

上述计算结果说明: 核物质(核介质、核环境)对核子和它的夸克结构会产生影响, 而且, 对于靶核子, 由于价夸克和海夸克在核子内受到的核环境影响不同, 海夸克在小 x 区域受到的核遮蔽效应与反遮蔽效应比价夸克大的多, 因而在小 x 区域几乎不受 QCD 非微扰效应或能量丢失效应影响. 深入的讨论还有待进一步研究.

参考文献 (References)

- 1 Drell S, YAN T. Phys. Rev. Lett., 1970, **25**:316
- 2 LI Guang-Lie, YANG Jian-Jun, SHEN Hong-Qing. Progress in Physics, 1995, **15**:202(in Chinese)
(厉光烈, 杨建军, 沈洪清. 物理学进展, 1995, **15**:202)
- 3 Arneodo M et al. (EMC-NA28). Nucl. Phys., 1990, **B333**:1
- 4 Alde D et al (FNAL E772). Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:2479
- 5 Amaudruz P et al (CERN NA37/NMC). Z. Phys., 1991, **C51**:387
- 6 HOU Zhao-Yu et al. Commun. Theor. Phys., 2002, **38**:57
- 7 HOU Zhao-Yu, ZHENG Qiao, ZHANG Ben-Ai. HEP & NP, 2002, **26**(4):364 - 370(in Chinese)
(侯召宇, 郑乔, 张本爱. 高能物理与核物理, 2002, **26**(4):364 - 370)
- 8 HOU Zhao-Yu, ZHENG Qiao et al. Commun. Theor. Phys., 2000, **2**:377
- 9 Feynman R. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**:1415
- 10 Amaudruz P et al. (CERN NA37/NMC). Z. Phys., 1990, **C51**:387
- 11 Bjorken J, Paschos E A. Phys. Rev., 1969, **185**:1975
- 12 LI Guang-Lie et al. Phys. Lett., 1988, **B213**:531
- 13 Adams D et al. Phys. Lett., 1994, **B329**:399
- 14 Glück M, Reya E, Vogt A. Z. Phys. Rev., 1995, **C67**:433
- 15 YANG Jian-Jun, MA Bo-Qiang, LI Guang-Lie. Commun. Theor. Phys., 1997, **28**:221
- 16 YANG Jian-Jun, MA Bo-Qiang, LI Guang-Lie. HEP & NP, 1997, **21**:471 (in Chinese)
(杨建军, 马伯强, 厉光烈. 高能物理与核物理, 1997, **21**:471)
- 17 Larsson T. Phys. Rev. Lett., 1985, **D32**:956
- 18 SLAC E139 (Arnold R et al). Phys. Rev. Lett., 1984, **52**:727
- 19 Kenyon I R. Rep. Prog. Phys., 1980, **45**:1261; Duke D, Roberts R. Phys. Rep., 1985, **120**:275
- 20 YANG Jian-Jun, LI Guang-Lie. Eur. Phys. J., 1998, **C5**:719
- 21 DUAN Chun-Gui, WANG Hong-Min, LI Guang-Lie. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:485
- 22 ZHU Ya-Bo, YANG Jian-Jun, LI Guang-Lie. HEP & NP, 2000, **24**:518 (in Chinese)
(朱亚波, 杨建军, 厉光烈. 高能物理与核物理, 2000, **24**:518)

Affection of QCD Non-Perturbation and Energy Loss Effect to the Quark Distributions *

ZHENG Qiao¹ HOU Zhao-Yu^{2,3} GAO Yong-Hua² ZHANG Ben-Ai³

1(Department of Mathematics and Physics, Shijiazhuang Railway College, Shijiazhuang 050043, China)

2(Institute of Physics, Shijiazhuang Normal College, Shijiazhuang 050801, China)

3(Graduate School, Chinese Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

Abstract For investigating physical mechanism of the quark distributions due to the nuclear environment under the non-constant K condition the nuclear medium effect on the distribution functions of the sea and valence quarks $R_{\downarrow}^A(x_2)$ and $R_s^A(x_2)$ is computed by considering QCD non-perturbation effect in the DIS process and energy loss effect in the nuclear Drell-Yan process. Calculated results show that non-perturbative terms or energy loss effect terms have a tiny influence on the nuclear medium effect on the sea quark distribution in the small x_2 region, while a strong influence on the valence quark's. However in the large x_2 region, the non-perturbative or energy loss effects obviously affect the nuclear medium effect on the sea quark distribution.

Key words Drell-Yan process, K -factor, nuclear medium effect, non-perturbative QCD, energy loss effect