

价夸克分布与海夸克分布的核效应*

侯 召 宇¹⁾

(石家庄师范专科学校物理系 石家庄 050041)

段春贵 姚晓霞 何祯民

(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

1996-07-22 收稿

摘 要

提出了一个由轻子-核深度非弹性散射和核 Drell-Yan 过程的实验数据得到价夸克分布和海夸克分布的核效应函数 $R_V^A(x_f)$ 和 $R_S^A(x_f)$ 的方法. 由这两个函数可以检验解释核效应的理论模型. 以铁核为例求出了 $R_V^{Fe}(x_f)$ 和 $R_S^{Fe}(x_f)$.

关键词 深度非弹性散射, Drell-Yan 过程, 价夸克, 海夸克, EMC 效应.

1 引 言

高能轻子在原子核上的深度非弹性散射 (DIS), 证实了核子内部分子动量分布是受核环境影响的, 束缚核子的结构函数与自由核子的结构函数存在着很大差别^[1-4], 这本身意味着核内存在夸克自由度. 另一方面, 高能 h-A 碰撞产生轻子对的 Drell-Yan 过程^[5]也反映出这种差别, 最近 E772 组获得了一些有价值的实验数据. 把这两种过程的实验数据^[6, 7]结合起来, 就可以分别考察束缚核子中价夸克分布和海夸克分布的核效应.

在夸克-部分子图象中, 核子是由点状、准自由的夸克组成, 轻子在核子上的深度非弹性散射可以用轻子与核子内夸克的准弹性散射的非相干叠加来描写. 对于带电轻子与核子的深度非弹性散射, 核子的结构函数是

$$F_2(x_f, Q^2) = \sum_f e_f^2 x_f q_f(x_f, Q^2), \quad (1)$$

式中, e_f 是味为 f 的夸克的电荷数 (以 e 为单位), $q_f(x_f, Q^2)$ 是核内味为 f 的夸克的动量分布几率. 通常引入

$$R^{A/D}(x_f, Q^2) = F_2^A(x_f, Q^2) / F_2^D(x_f, Q^2) \quad (2)$$

* 河北省自然科学基金资助项目与河北省教委 1996 年科研计划项目.

1) 河北师范大学物理系访问学者.

来描述束缚在原子核 A 内的核子结构函数的核效应, 上标 D 表示氘核.

段春贵等^[8]认为, $F_2^A(x_f, Q^2)$ 是核子内价夸克分布 $q_{fv}^A(x_f, Q^2)$ 与海夸克分布 $q_{fs}^A(x_f, Q^2)$ 的组合表达式, $R^{A/D}(x_f, Q^2)$ 反映的是这两者受核介质影响的综合结果, 并未分别反映出它们各自的变化. 实际上, $q_{fv}^A(x_f, Q^2)$ 与 $q_{fs}^A(x_f, Q^2)$ 受核介质的影响并不一定相同, 定义

$$R_v^A(x_f, Q^2) = q_{fv}^A(x_f, Q^2) / q_{fv}^N(x_f, Q^2), \quad (3)$$

$$R_s^A(x_f, Q^2) = q_{fs}^A(x_f, Q^2) / q_{fs}^N(x_f, Q^2)$$

来反映核介质对价夸克分布与海夸克分布的不同影响, 式中上角标 A 表示原子核 A 内的束缚核子, N 表示自由核子. 假设 $R_v^A(x_f, Q^2)$ 和 $R_s^A(x_f, Q^2)$ 均与味 f 无关, 可以从 I-A 的 DIS 及 p-A 碰撞的 Drell-Yan 过程的实验结果分别得到 $R_v^A(x_f, Q^2)$ 和 $R_s^A(x_f, Q^2)$. 从而使我们对价夸克分布与海夸克分布受核介质影响的情况获得一定的认识. 把这样所得的结果与描述核效应的各种理论模型所得的结果相比较, 可以提供一种检验这些模型的方法.

本文以 Fe 核为例, 由实验数据解出 $R_v^{Fe}(x_f, Q^2)$ 和 $R_s^{Fe}(x_f, Q^2)$.

2 DIS 过程的 $R^{A/D}(x_f, Q^2)$

按照前面的讨论, 对于原子核 A 内的束缚核子, 平均结构函数为

$$\begin{aligned} F_{2A}(x_f, Q^2) &= \sum_f e_f^2 x_f q_f^A(x_f, Q^2) \\ &= \sum_f e_f^2 x_f [q_{fv}^A(x_f, Q^2) + q_{fs}^A(x_f, Q^2)] \\ &= \sum_f e_f^2 x_f [R_v^A(x_f, Q^2) q_{fv}^N(x_f, Q^2) + R_s^A(x_f, Q^2) q_{fs}^N(x_f, Q^2)] \\ &= \frac{1}{9A} x_f \{ Z [4u_v^p(x_f, Q^2) + d_v^p(x_f, Q^2)] + (A-Z) [4d_v^p(x_f, Q^2) + u_v^p(x_f, Q^2)] \} R_v^A(x_f, Q^2) \\ &\quad + \frac{1}{9} x_f [4u_s^p(x_f, Q^2) + 4\bar{u}_s^p(x_f, Q^2) + d_s^p(x_f, Q^2) + \bar{d}_s^p(x_f, Q^2) \\ &\quad + s_s^p(x_f, Q^2) + \bar{s}_s^p(x_f, Q^2)] R_s^A(x_f, Q^2). \end{aligned} \quad (4)$$

在最后的表式中自由核子(质子与中子)的核子分布函数均用自由质子的相应分布函数来表示. 对于多数原子核, 中子数 N 大于质子数 Z, 对这种中子过剩做出修正后, 得到同位旋标量靶核 A 内的核子的平均结构函数

$$F_2^A(x_f, Q^2) = F_{2A}(x_f, Q^2) - \frac{1}{2A} (N-Z) [F_2^n(x_f, Q^2) - F_2^p(x_f, Q^2)]. \quad (5)$$

对于铁核 $A = 56$, $Z = 26$,

$$F_2^{Fe}(x_f, Q^2) = F_{2Fe}(x_f, Q^2) - \frac{1}{28} [F_2^n(x_f, Q^2) - F_2^p(x_f, Q^2)]. \quad (6)$$

对氘核, 忽略其很弱的核效应后, 结构函数为

$$\begin{aligned}
 F_2^D(x_f, Q^2) &= \sum_f e_f^2 x_f q_f^N(x_f, Q^2) = \frac{5}{18} x_f [u_v^p(x_f, Q^2) + d_v^p(x_f, Q^2)] \\
 &+ \frac{1}{9} x_f [4u_s^p(x_f, Q^2) + 4\bar{u}_s^p(x_f, Q^2) + d_s^p(x_f, Q^2) + \bar{d}_s^p(x_f, Q^2) \\
 &+ s_s^p(x_f, Q^2) + \bar{s}_s^p(x_f, Q^2)] \quad (7)
 \end{aligned}$$

将(6)式及(7)式代入(2)式, 就得到

$$R^{Fe/D}(x_f, Q^2) = F_2^{Fe}(x_f, Q^2) / F_2^D(x_f, Q^2), \quad (8)$$

其中包含 $R_v^{Fe}(x_f, Q^2)$ 与 $R_s^{Fe}(x_f, Q^2)$. $R^{Fe/D}(x_f, Q^2)$ 可以直接从 I-A 的 DIS 实验数据^[7]中读得.

3 p-A 碰撞的 Drell-Yan 微分截面

高能强子 h 与原子核 A 碰撞, 产生大质量轻子对的 Drell-Yan 过程

$$h + A \rightarrow l^+ l^- + X, \quad (9)$$

可以用图 1 来表示.

由于核内核子间束缚能与入射强子能量相比可忽略不计, 因此, 入射强子与原子核碰撞可视做入射强子与原子核内所有核子碰撞的非相干叠加, 分别来自入射强子与靶核子的夸克(反夸克)与反夸克(夸克)间存在与 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 反应相类似的过程. 在量子电动力学(QED)框架中, 作一级近似, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 反应截面为

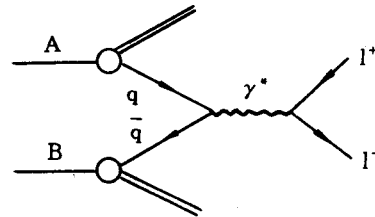


图 1 轻子对生成过程费曼图

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2}, \quad (10)$$

式中 α 为精细结构常数, M 为轻子对的不变质量. 入射强子与原子核 A 的单个核子的平均反应微分截面为^[9]

$$\frac{d^2\sigma}{dx dx_f} = K(x_f, Q^2) \frac{4\pi\alpha^2}{9s x^2 x_f^2} H^{hA}(x, x_f, Q^2), \quad (11)$$

其中 K 因子为高阶 QCD 修正, 它与 $x_f \left(x_f = \frac{x - x_f}{1 - xx_f} \right)$ 和 Q^2 有弱的依赖性, \sqrt{s} 代表入射强子与靶核子的质心系总能量. 对于质量数为 A , 质子数为 Z 的靶核, 若入射强子是质子(p), 当只考虑 u, d, s 三种味夸克, 则有

$$\begin{aligned}
 H^{pA}(x, x_f, Q^2) &= \sum_f e_f^2 [x q_f^p(x, Q^2) x_f \bar{q}_f^A(x_f, Q^2) + x \bar{q}_f^p(x, Q^2) x_f q_f^A(x_f, Q^2)] \\
 &= \sum_f e_f^2 [x q_f^p(x, Q^2) x_f \bar{q}_{fs}^A(x_f, Q^2) + x \bar{q}_f^p(x, Q^2) x_f q_{fv}^A(x_f, Q^2) + x \bar{q}_f^p(x, Q^2) x_f q_{fs}^A(x_f, Q^2)] \\
 &= \sum_f e_f^2 [x q_f^p(x, Q^2) x_f R_s^A(x_f, Q^2) \bar{q}_{fs}^N(x_f, Q^2) + x \bar{q}_f^p(x, Q^2) x_f R_v^A(x_f, Q^2) q_{fv}^N(x_f, Q^2) \\
 &\quad + x \bar{q}_f^p(x, Q^2) x_f R_s^A(x_f, Q^2) q_{fs}^N(x_f, Q^2)]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{9A} \{4x\bar{u}_s^p(x, Q^2)x_t[Zu_v^p(x_t, Q^2) + (A-Z)d_v^p(x_t, Q^2)] \\
&\quad + x\bar{d}_s^p(x, Q^2)x_t[Zd_v^p(x_t, Q^2) + (A-Z)u_v^p(x_t, Q^2)]\} R_v^A(x_t, Q^2) \\
&\quad + \frac{1}{9A} \{A[4xu_v^p(x, Q^2)x\bar{u}_s^p(x_t, Q^2) + 4xu_s^p(x, Q^2)x\bar{u}_s^p(x_t, Q^2) + xd_v^p(x, Q^2)x\bar{d}_s^p(x_t, Q^2) \\
&\quad + xd_s^p(x, Q^2)x\bar{d}_s^p(x_t, Q^2) + xs_s^p(x, Q^2)x\bar{s}_s^p(x_t, Q^2) + xs_s^p(x, Q^2)x_t s_s^p(x_t, Q^2)] \\
&\quad + 4x\bar{u}_s^p(x, Q^2)x_t[Zu_s^p(x_t, Q^2) + (A-z)d_s^p(x_t, Q^2)] \\
&\quad + x\bar{d}_s^p(x, Q^2)x_t[Zd_s^p(x_t, Q^2) + (A-z)u_s^p(x_t, Q^2)]\} R_s^A(x_t, Q^2). \tag{12}
\end{aligned}$$

铁核和氩核的 H 函数分别为

$$\begin{aligned}
H^{pFe}(x, x_t, Q^2) &= \frac{1}{9 \times 56} \{4x\bar{u}_s^p(x, Q^2)x_t[26u_v^p(x_t, Q^2) + 30d_v^p(x_t, Q^2)] \\
&\quad + x\bar{d}_s^p(x, Q^2)x_t[26d_v^p(x_t, Q^2) + 30u_v^p(x_t, Q^2)]\} R_v^{Fe}(x_t, Q^2) \\
&\quad + \frac{1}{9} \{4xu_v^p(x, Q^2)x\bar{u}_s^p(x_t, Q^2) + 4xu_s^p(x, Q^2)x\bar{u}_s^p(x_t, Q^2) + xd_v^p(x, Q^2)x\bar{d}_s^p(x_t, Q^2) \\
&\quad + xd_s^p(x, Q^2)x\bar{d}_s^p(x_t, Q^2) + xs_s^p(x, Q^2)x\bar{s}_s^p(x_t, Q^2) + xs_s^p(x, Q^2)x_t s_s^p(x_t, Q^2) \\
&\quad + \frac{4}{56} x\bar{u}_s^p(x, Q^2)x_t[26u_s^p(x_t, Q^2) + 30d_s^p(x_t, Q^2)] \\
&\quad + \frac{1}{56} x\bar{d}_s^p(x, Q^2)x_t[26d_s^p(x_t, Q^2) + 30u_s^p(x_t, Q^2)]\} R_s^{Fe}(x_t, Q^2), \tag{13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H^{pD}(x, x_t, Q^2) &= \frac{1}{18} [4x\bar{u}_s^p(x, Q^2) + x\bar{d}_s^p(x, Q^2)]x_t[u_v^p(x_t, Q^2) + d_v^p(x_t, Q^2) + u_s^p(x_t, Q^2) \\
&\quad + d_s^p(x_t, Q^2)] + \frac{1}{9} \{4x[u_v^p(x, Q^2) + u_s^p(x, Q^2)]x\bar{u}_s^p(x_t, Q^2) + x[d_v^p(x, Q^2) \\
&\quad + d_s^p(x, Q^2)]x\bar{d}_s^p(x_t, Q^2) + xs_s^p(x, Q^2)x\bar{s}_s^p(x_t, Q^2) + xs_s^p(x, Q^2)x_t s_s^p(x_t, Q^2)\}. \tag{14}
\end{aligned}$$

由此, 对 x 积分后, p -Fe核的 Drell-Yan过程微分截面与 p -D核的 Drell-Yan过程微分截面的比值为

$$T^{Fe/D} = \frac{\int \frac{d^2\sigma^{p-Fe}(x, x_t, Q^2)}{dx dx_t} dx}{\int \frac{d^2\sigma^{p-D}(x, x_t, Q^2)}{dx dx_t} dx} = \frac{\int \frac{1}{x^2 x_t^2} H^{pFe}(x, x_t, Q^2) dx}{\int \frac{1}{x^2 x_t^2} H^{pD}(x, x_t, Q^2) dx}. \tag{15}$$

与实验结果^[6]相对应, 计算中 x 的积分范围取为 $x \geq x_t$, 并且 $0.025 \leq x_t \leq 0.3$, $4\text{GeV} \leq M \leq 9\text{GeV}$ 和 $M \geq 11\text{GeV}$, 质心系总能量为 $\sqrt{s} = 40\text{GeV}$.

4 计算结果与结论

在计算中, 自由核子中部分子的分布函数采用 J. G. Morfin 和 W. K. Tung 的拟合结果^[10]. $R^{Fe/D}$ 取自 DIS 的实验数据^[7], $T^{Fe/D}$ 取自 E772 组的实验数据^[6], 将它们分别代入 (8) 式与 (15) 式的左侧, 解出二式构成的联立方程便得到 $R_v^{Fe}(x, Q^2)$ 和 $R_s^{Fe}(x, Q^2)$. 其结果见图 2(a)、(b).

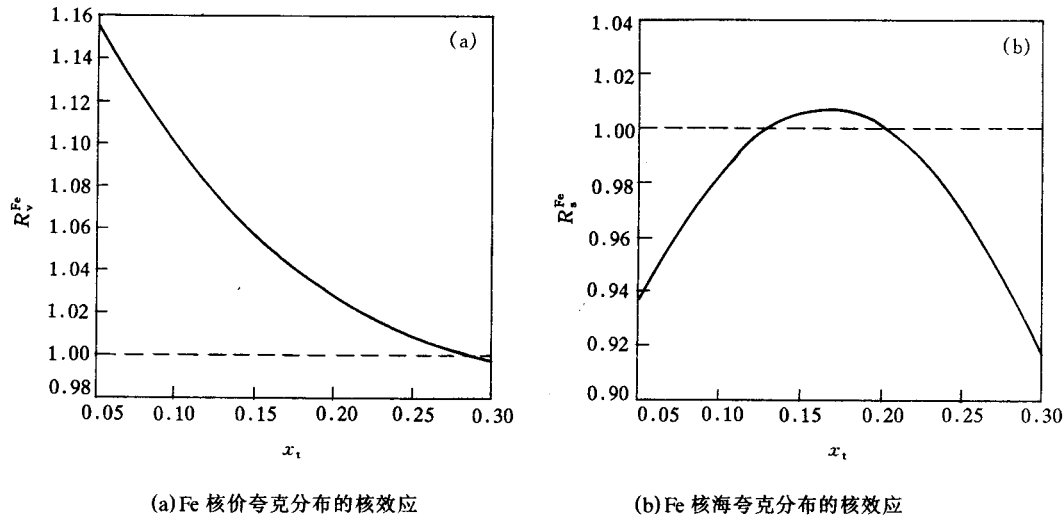


图 2

由于核 Drell-Yan过程的实验数据的限制, 计算范围限于 $0.05 \leq x_i \leq 0.3$. 由图 2 可以看出, 价夸克分布与海夸克分布的核效应确实不同. 在所计算的大部分范围内, $R_v^{Fe}(x_i, Q^2) > 1$, 并随着 x_i 值增大而下降, 在 $x_i > 0.286$ 以后变为 $R_v^{Fe}(x_i, Q^2) < 1$. 这表明, 铁核中核子的价夸克分布明显被软化. 这一结论与人们过去的普遍认识是一致的. 而 $R_s^{Fe}(x_i, Q^2)$ 的情况与上不同. 在 $0.05 \leq x_i \leq 0.17$ 范围, $R_s^{Fe}(x_i, Q^2)$ 随着 x_i 增大由小于 1 变成大于 1, 大约在 $x_i = 0.13$ 处, $R_s^{Fe}(x_i, Q^2) = 1$; 在 $0.17 \leq x_i \leq 0.3$ 范围, $R_s^{Fe}(x_i, Q^2)$ 随 x_i 增大由大于 1 变成小于 1, 大约在 $x_i = 0.21$ 处, 又有 $R_s^{Fe}(x_i, Q^2) = 1$. 这表明, 铁核中核子的海夸克分布在 $x_i \geq 0.17$ 区域被明显软化, 而在 $x_i \leq 0.17$ 区域被明显硬化. 这种认识是过去所没有的. 或许正是海夸克分布的这个特点导致了通常所说的遮蔽效应.

最后说明三点: 第一, 我们提出的这个方法适用于各种靶核, 所得到的 $R_v^A(x_i)$ 和 $R_s^A(x_i)$ 可用于检验有关核效应的各种理论模型; 第二, 关于 $R_v^A(x_i)$ 和 $R_s^A(x_i)$ 的结果主要依赖于所输入的轻子-核 DIS 过程与核 Drell-Yan过程的实验数据, 随着数据的改变, 所得结果会有所改变; 第三, $R_v^A(x_i)$ 和 $R_s^A(x_i)$ (特别是后者) 变化的物理机制需要进一步探讨.

参 考 文 献

- [1] SLACE139, R. G. Arnold *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984)727.
- [2] F. E. Close, *Nucl. Phys.*, **446A**(1985)273C.
- [3] CERNNA37 / NMC, P. Amaudruz *et al.*, *Z. Phys.*, **C51**(1991)387.
- [4] CERNNA28 / EMC, M. Arneodo *et al.*, *Phys. Lett.*, **B211**(1988)493.
- [5] S. Drell, T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970)316.
- [6] FNAL E772, D. M. Alde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990)2479
- [7] CERNNA4 / BCDMS, A. C. Benvenuti *et al.*, *Phys. Lett.*, **B189**(1987)483.
- [8] 段春贵, 何祯民, 彭宏安. 河北师范大学学报, **2**(1995)35.
- [9] 厉光烈, 杨建军, 沈洪清. 物理学进展, **6**(1995)203.
- [10] J. G. Morfin, W. K. Tung., *Z. Phys.*, **52C**(1991)13.

Nuclear Effects on Valence Quark Distributions and Sea Quark Distributions

Hou Zhaoyu

(Department of Physics, Shijiazhuang Teachers' College, Shijiazhuang 050041)

Duan Chungui Yao Xiaoxia He Zhenmin

(Department of Physics, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016)

Received 22 July 1996

Abstract

A method is presented to get nuclear effect functions $R_v^A(x_i)$ and $R_s^A(x_i)$ on valence quark distributions and sea quark distributions from the data of 1-A DIS process and nuclear Drell-Yan process. Both the functions may be used to test the theoretical models explaining the nuclear effects. As a example, we obtain $R_v^{\text{Fe}}(x_i)$ and $R_s^{\text{Fe}}(x_i)$ of the iron nucleus by this method.

Key words deep inelastic scattering, Drell-Yan process, valence quark, sea quark, EMC effect.