

小 x 区核遮蔽效应的研究*

钟 崆 生 沈 洪 清

(南京师范大学物理系)

沈 建 平 厉 光 烈

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

摘 要

本文分析了小 x 区原子核内邻近核子间海夸克空间重叠行为, 给出了核遮蔽因子 $R(x, Q^2, A)$ 与空间重叠程度因子 $\Delta V_A(x)/V_A(x)$ 的关系. 并据此计算了 ^{12}C 、 ^{63}Cu 和 ^{116}Sn 的平均核结构函数与氦核结构函数之比, 计算结果与实验数据符合甚好.

EMC 组的最新实验数据^[1]表明, 小 x 区核遮蔽效应有两个突出的特点: 一是核遮蔽效应对 Q^2 的依赖较弱; 二是发生核遮蔽效应的临界点 x_c 随质量数 A 变化. 这两个特点无法用传统的矢量介子模型^[2]加以解释. 最近, Close 和 Roberts^[3] 应用 Mueller 和 Qiu^[4]提出的胶子重新分布理论来解释核遮蔽效应. 他们的理论虽取得了一些较好的结果, 但我们知道, 当胶子的密度较大时, Mueller 和 Qiu 的胶子重新分布理论遇到了计算上的困难. 因此, 由该理论给出的核遮蔽因子 $R(x, Q^2, A)$ 仅在胶子密度较低条件下成立. 而 Close 和 Roberts 正是利用这个核遮蔽因子来描述整个核遮蔽过程. 所以, 他们的结果在 x 很小的区域内明显偏离实验值. 目前, 这个问题仍未得到解决.

本文在对核内海夸克行为进行分析以后指出: 在小 x 区, 由于核内邻近核子中的海夸克发生空间重叠, 部分海夸克因相互作用而演变成胶子, 致使核内海夸克和胶子形成新的分布, 从而导致核遮蔽效应. 我们分析了海夸克的空间重叠程度因子 $\Delta V_A(x)/V_A(x)$, 得到了发生核遮蔽效应的临界点 x_c 与质量数 A 的依赖关系. 进一步我们给出了核遮蔽因子 $R(x, Q^2, A)$ 与海夸克重叠程度因子 $\Delta V_A(x)/V_A(x)$ 的比例关系. 并计算了 ^{12}C 、 ^{63}Cu 和 ^{116}Sn 的平均核结构函数与氦核结构函数之比, 结果与实验数据符合甚好.

为了描述核遮蔽效应的发生过程, 我们先定义核子的有效半径

$$r(R) = \left[\frac{4}{3} \pi \rho_N(R) \right]^{-1/3}. \quad (1)$$

这里 $\rho_N(R)$ 是核内核子的密度分布

$$\rho_N(R) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(R-C)/Z}}, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助课题.
本文 1989 年 6 月 13 日收到.

参数 C 、 Z 取自文献[5], ρ_0 由归一化条件

$$\int_0^{\infty} \rho_N(R) \cdot 4\pi R^2 dR = A, \quad (3)$$

决定. 这样, 在无限大动量坐标系里, 质量为 m 、动量为 P 的核子的纵向尺度为 $\Delta Z_N \sim 2r(R)m/P$, 核子在核内所占空间为

$$V_N(R) \sim \frac{4}{3} \pi r^3(R) m/P. \quad (4)$$

而动量为 xP ($0 < x < 1$) 的海夸克, 由测不准关系知, 其纵向尺度为 $\Delta Z_s \sim 1/xp$, 它在核内所占的空间为

$$V_s(x, R) \sim \pi r^2(R)/xP. \quad (5)$$

从(4)和(5)式可以看出, 当 x 很小时, 核内邻近核子中的海夸克将发生空间重叠. 在重叠区, 来自不同核子的海夸克相互作用, 部分海夸克演变成胶子, 使原系统中海夸克分布减少, 从而形成核遮蔽现象. 显然, 由此产生的核遮蔽效应将与海夸克的空间重叠程度 $\Delta V_A(x)/V_A(x)$ 有关, 其中 $\Delta V_A(x)$ 和 $V_A(x)$ 定义为

$$\Delta V_A(x) = \int_0^{R_0} \frac{\pi r^2(R)}{P} \left[\frac{1}{x} - \frac{4}{3} m r(R) \right] \rho_s(R) 4\pi R^2 dR, \quad (6)$$

$$V_A(x) = \int_0^{\infty} \frac{\pi r^2(R)}{xP} \rho_s(R) 4\pi R^2 dR. \quad (7)$$

这里, (6)式中的积分上限 R_0 由 $V_s(x, R) > V_N(R)$ 来确定, $\rho_s(R)$ 是未发生核遮蔽时核内海夸克的密度分布, 它与核内核子分布 $\rho_N(R)$ 有如下关系:

$$\rho_s(R) = \bar{q}_s^N \rho_N(R). \quad (8)$$

其中 \bar{q}_s^N 为自由核子内海夸克的含量, 它与 R 无关.

通过简单的计算, 我们得到

$$\frac{\Delta V_A(x)}{V_A(x)} = \frac{1}{W_3} \left[W_2 - \frac{20x}{3} (9A)^{-1/3} y_0^3 W_1^{1/3} \right]. \quad (9)$$

其中

$$W_1 = \int_0^{\infty} \frac{y^2 dy}{1 + e^{(y-C)/Z}},$$

$$W_2 = \int_0^{y_0} \frac{y^2 dy}{[1 + e^{(y-C)/Z}]^{1/3}},$$

$$W_3 = \int_0^{\infty} \frac{y^2 dy}{[1 + e^{(y-C)/Z}]^{1/3}},$$

$$y_0 = C + Z \ln \left[\left(\frac{3}{20x} \right)^3 \cdot \frac{A}{2W_1} - 1 \right].$$

令 $\Delta V_A(x)/V_A(x) = 0$, 我们便得到发生核遮蔽效应的 Bjorken 变量 x 的临界值 x_n . 从(9)式可见, 在我们的模型中, x_n 明显地依赖于质量数 A . 我们计算了 ^{12}C 、 ^{63}Cu 和 ^{116}Sn 三个核的 x_n 值, 结果分别为 0.123、0.132 和 0.135.

进一步, 我们定义核遮蔽因子

$$R(x, Q^2, A) = 1 - K_A(Q^2) \Delta V_A(x)/V_A(x). \quad (10)$$

$(0 < x < x_n)$

由于实验结果表明核遮蔽效应对 Q^2 的依赖很弱,所以我们可把 $K_A(Q^2)$ 视为与 Q^2 无关的参数. 这样,在 $0 < x < x_n$ 区域里,核内海夸克分布可表示为

$$q_i^A(x, Q^2) = R(x, Q^2, A)q_i^N(x, Q^2). \quad (11)$$

其中 $q_i^N(x, Q^2)$ 为自由核子内海夸克的几率分布.

为了与实验数据相比较,在 $0 < x < x_n$ 区域内,我们计算了 ^{12}C 、 ^{63}Cu 和 ^{116}Sn 的平均核结构函数与氘核结构函数之比

$$R^{A/D}(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2)/F_2^D(x, Q^2). \quad (12)$$

其中氘核结构函数 $F_2^D(x, Q^2)$ 取自文献[6]. 同时考虑核遮蔽效应和 EMC 效应, $F_2^A(x, Q^2)$ 可表示为

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{5}{18} x q_v^N(x, \xi(Q^2)Q^2) + \frac{2}{9} R(x, Q^2, A) x q_i^N(x, \xi(Q^2)Q^2). \quad (13)$$

这里我们采用 Q^2 -重新标度机制来描述 EMC 效应是为了便于与 Close 和 Roberts^[3] 的计算结果相比较. 式中 Q^2 -重新标度系数 $\xi(Q^2)$ 和 Q^2 的选择与文献[3]一致,自由核子内的价夸克分布 $q_v^N(x, Q^2)$ 和海夸克分布 $q_i^N(x, Q^2)$ 取自文献[7]. 对上述三个核, $R(x, Q^2, A)$ 中的参数 K_A 分别取 0.5、0.5 和 0.65. 计算结果如图 1 中实线所示. 图中的虚线表示 Close 和 Roberts 的结果. 由图可见,我们的结果比 Close 和 Roberts 的结果更好地符合实验数据. 特别是在极小 x 区域. 参数 K_A 随 A 有一定变化,其原因有待进一步探讨.

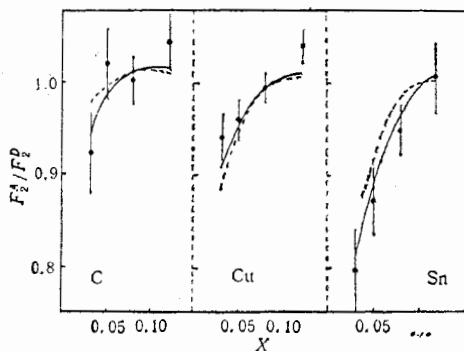


图1 原子核 C、Cu 和 Sn 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$ 的计算结果与实验数据的比较(实线表示本文的计算结果,虚线表示 Close 和 Roberts^[3]的结果)

综上所述,利用核内邻近核子间海夸克的空间重叠来描述核遮蔽效应,不仅可解释发生核遮蔽效应的临界点 x_n 与质量数 A 的依赖关系,而且,用它计算得到的 ^{12}C 、 ^{63}Cu 和 ^{116}Sn 的平均核结构函数与氘核结构函数之比与实验数据符合得甚好,特别是在极小 x 区域.因此,我们认为:核内邻近核子中的海夸克空间重叠和演变可能是形成核遮蔽效应的重要原因.

参 考 文 献

- [1] J. Ashman et al., *Phys. Lett.*, **B202** (1988), 603.
 [2] S. J. Brodsky, F. E. Close and J. F. Gunion, *Phys. Rev.*, **D6**(1972), 177.
 [3] F. E. Close and R. G. Roberts, Preprint, RAL-88-058.
 [4] A. H. Mueller and J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B268**(1986), 427; J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B291**(1987), 746;
 E. L. Berger and J. Qiu, *Phys. Lett.*, **B206**(1988), 141.
 [5] C. W. de Jaeger et al., *At Data Nucl. Data Tables.*, **14**(1974), 476.
 [6] W. B. Atwood and G. B. West, *Phys. Rev.*, **D7**(1973), 773;
 L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Lett.*, **76B** (1978), 333.
 [7] D. W. Duke and J. E. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49

INVESTIGATION OF THE NUCLEAR SHADOWING EFFECT IN THE SMALL x REGION

ZHONG CHASHENG, SHEN HONGQING

(*Nanjing Normal University*)

SHEN JIANPING, LI GUANGLIE

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing*)

ABSTRACT

In this paper, we analyse the spatial overlapping behavior of sea quarks of neighboring nucleons in nuclei in the small x region and give a relation between the nuclear shadowing factor $R(x, Q^2, A)$ and the spatial overlapping factor $\Delta V_A(x)/V_A(x)$. By using this nuclear shadowing factor $R(x, Q^2, A)$, we calculate the ratios of the average nuclear structure functions of nuclei ^{12}C , ^{63}Cu and ^{116}Sn , to the deuteron structure function and obtain a better agreement between the calculated result and the experimental data.