第17卷 第9期
1993年9月

高能物理与核物理
HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS

Vol. 17, No. 9
Sept., 1993

快报

小 x 区域部分子演化模型的改进*

于明俭 沈建平 厉光烈
(中国科学院高能物理研究所，北京 100039)

摘 要

本文利用修正的 Alteralli-Parisi(A-P)方程描述了小 x 区域的核遮蔽与反遮蔽效应，使我们在部分子演化模型的理论框架下，不必引入核遮蔽因子，便可统一地描述 EMC 效应，核遮蔽与反遮蔽效应.

一、引 言

自 1983 年 EMC 效应发现后，出现了许多解释它的理论模型[1—5]. 厉光烈等提出的双重 x 重新标度(即对价夸克和海夸克的动量分布采用不同的标度)模型[6]，在保持核动量守恒的前提下，相当好地解释 EMC 效应的主要特性. 最近，这一模型与 Close 等[7]和朱伟等[8]的模型一起被欧洲 μ 子实验合作组(EMC)用来拟合它们的最新实验数据[9]. 但是，双重 x 重新标度模型与其它解释 EMC 效应的理论模型一样，也是带有可调参数的唯象模型. 为了进一步揭示双重 x 重新标度模型 的物理本质，杨建军等提出了部分子演化模型[10]. 考虑到核内束缚核子的平均有效半径比自由核子半径大，他们认为核环境的影响会使束缚核子的部分子动量分布与自由核子的相比移向低动量端. 结合小 x 区域的核遮蔽效应及费米运动修正. 他们的模型不仅可相当好地解释 EMC 效应，而且可为双重 x 重新标度模型提供物理基础. 但是，部分子演化模型未能在统一的理论框架下解释 EMC 效应和核遮蔽效应. 本文试图利用修正的 A-P 方程来描述小 x 区域的核遮蔽与反遮蔽效应，以改进部分子演化模型.

二、理论推导

当 x 很小($x<0.15$)的时候，胶子与海夸克的密度较大. 这时，胶子演化为海夸克要受邻近胶子的影响，发生融合效应(如图 1 所示). 这些融合的胶子既可以来自同一个核子，也可以来自不同的核子. 当它们来自同一核子时，部分子之间的演化与融合最终给出

* 国家自然科学基金资助项目.
本文 1993 年 3 月 1 日收到.

平衡的动量分布，而不改变自由核子的结构函数，故对 EMC 效应没有贡献；而当它们来自不同核子时，由于色屏蔽效应，它们多以胶子球的方式逃逸核子，胶子和海夸克的重新组合导致小 x 端胶子密度及海夸克密度的降低.

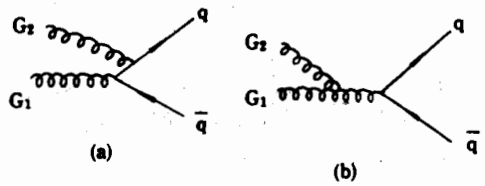

图 1

考虑到图 1 中的胶子演化和融合($GG\to q\bar{q}$)过程以及更高级过程，A-P 方程修正为[11]：

对价夸克，

$$Q^2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Q^2}q_v(x,Q^2)=\frac{2\alpha}{3\pi}\int_x^1 dz\,\frac{(1+z^2)\frac{1}{z}q_v(x/z,Q^2)-2q_v(x,Q^2)}{1-z}+\frac{\alpha}{\pi}[1+\frac{4\ln(1-x)}{3}]q_v(x,Q^2)\,. \tag{1}$$

对海夸克

$$\begin{aligned}Q^2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Q^2}xq_i(x,Q^2)=&\frac{2\alpha}{3\pi}\int_x^1\mathrm{d}z\{\frac{(1+z^2)(x/z)q_i(x/z,Q^2)-2xq_i(x,Q^2)}{1-z}\\&+\frac{3}{8}[z^2+(1-z)^2][x/zG(x/z,Q^2)]\}\\&+\frac{\alpha}{\pi}[1+\frac{4\ln(1-x)}{3}]xq_i(x,Q^2)\\&-\frac{K}{\pi r_N^2}\frac{1}{Q^2}\{\frac{2\pi\alpha^2}{N(N^2-1)}[\frac{4}{15}N^2-\frac{3}{5}][xG(x,Q^2)]^2\\&+\frac{\alpha}{2\pi}\int_x^1\mathrm{d}z\bar{P}_{qG}[x/zG_{HT}(x/z,Q^2)]\}.\end{aligned} \tag{2}$$

公式(2)中最后一项的第一部分来自双胶子的演化和融合贡献，第二部分来自高扭度图贡献.

假设由胶子 G 到夸克 q 的演化几率为 $F_{G\to q}$，当自由核子进入原子核后，其半径由 R_N 变成 r_A，则演化几率变化[10]

$$F'_{G\to q}=F_{G\to q}\ln\frac{r_A^2}{r_N^2} \tag{3}$$

为了计入核环境的影响，胶子与夸克融合生成夸克或两个胶子融合生成一个胶子时，应引入部分子空间重叠几率[6]

$$W(x)=1-\frac{4}{3}xM_nr^A, \tag{4}$$

其中 M_N 为核子质量，r_A 为束缚核子半径. 应当指出，与部分子演化模型不同，这里我们未引入核遮蔽因子作为调节参数.

为了应用部分子演化模型求得海夸克的几率分布，改写(2)式中最后一项的第一部分为

$$C_1x^2G(x,Q^2)\frac{\alpha}{2\pi}\int_x^1 C_2\delta(z-1)G(x/z,Q^2)\mathrm{d}z/z\ , \tag{5}$$

其中 C_1，C_2 为常数，满足

$$C_1C_2\frac{\alpha}{2\pi}=-\frac{K}{\pi r_N^2}\frac{1}{Q^2}\frac{2\pi\alpha^2}{N(N^2-1)}\left[\frac{4}{15}N^2-\frac{3}{5}\right]. \tag{6}$$

根据部分子演化模型，此项导致海夸克密度的变化为

$$\Delta q_{GG\to q}(x,Q^2)=C_1C_2\frac{\alpha}{2\pi}x[G(x,Q^2)]^2\ln\frac{r_A^2}{r_N^2}W(x)\ . \tag{7}$$

同样，(2)式中最后一项的第二部分导致海夸克密度的变化为

$$\Delta q_{HT\to q}(x,Q^2)=\int_x^1\overline{P}'_{HT}(z)G_{HT}(x/z,Q^2)\mathrm{d}z/zW(x), \tag{8}$$

其中

$$\overline{P}'_{HT}(z)=P_{qG}(z)\left(-\frac{K}{\pi r_N^2Q^2}\right)\ln\frac{r_A^2}{r_N^2}\ .$$

至此，利用上述公式，并结合原来的部分子演化模型，我们便可解释整个 x 区域的 EMC 效应实验数据.

三、结果与讨论

我们计算了 $Q^2=20\mathrm{GeV}^2$ 时原子核 ^{40}Ca 与氘核的平均核子结构函数的比值

$$R^{Ca/D}(x,Q^2)=F_2^{Ca}(x,Q^2)/F_2^{D}(x,Q^2)\ . \tag{9}$$

在计算中我们取 $r_A/r_N=1.32$，并且采用 Duke 和 Owens 的经验公式[12]作为自由核子结构函数的输入值. 如同[11]$xG_{HT}(x,Q^2)$取成 $K_{HT}[xG(x,Q^2)]^2$ 的形式，其中 K_{HT}取 3.36，

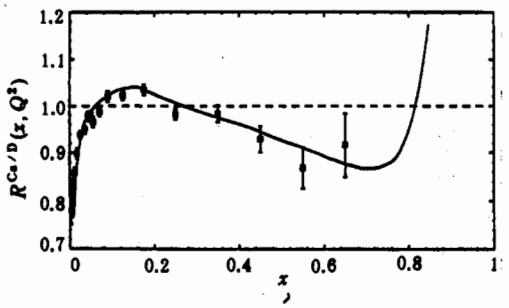

图 2

图中实验数据取自[13]

计算结果如图 2 所示. 可见理论值与实验数据符合甚好. 这表明改进后的部分子演化模型可以在统一理论框架下解释 EMC 效应，核遮蔽和反遮蔽效应.

在计算中我们发现，(2)式中最后一项的第一部分对核遮蔽效应有较大的贡献，并且理论值对其第二部分中的可调参数 K_{HT}不敏感. 当 x 极小时($x<0.001$)理论值与实验数据有所偏离，这主要是因为 A-P 方程的修正项只适合描述胶子密度较大但又不太大的情

况，要准确地描述极小 x 区，还应考虑 QCD 的非微扰效应.

参 考 文 献

[1] C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 107.

[2] E. Ericson and A. W. Thomos, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 112.

[3] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **50** (1983), 228.

[4] C. A. Garcia Canal et al,, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1430

[5] F. E. Close et al., *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 346.

[6] G. L. Li, Z. J. Cao and C. S. Zhong, *Nucl. Phys.*, **A509**(1990), 757;
G. L. Li, K. F. Liu and G. E. Brown, *Phys. Lett.*, **213B**(1988), 531.

[7] F. E. Close R. G. Roberts and G. Gross, *Phys. Lett.*, **168B**(1986), 400;
F. E. Close and R. G. Roberts, *Phys. Lett.*, **213B**(1988)91.

[8] W. Zhu and J. G. Shen, *Phys. Lett.*, **235B**(1990), 170.

[9] The European Muon Collabration, CERN-PPE/92-155(1992).

[10] Yang Jianjun, Zhu Yabo and Shen Hongqing, *High Energy and Nuclear Physics (Allerton Press, Inc. /New York)*, **15**(1991), 197.

[11] A. H. Muller and J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B268**(1986), 427;
J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B291**(1987), 746.

[12] D. Duke and J. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 40.

[13] P. Amaudruz et al., *Z. Phys.*, **C51**(1991), 387.

Improvement of the Parton Evolution Model in the Small x Region

YU MINGJIAN SHEN JIANPING LI GUANGLIE

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing* 100039)

ABSTRACT

In this paper, the parton evolution model is improved by using the modified Alterelli-Parisi equation which can describe the nuclear shadowing and anti-shadowing effects in the small x region. Within the theoretical framework of the improved parton evolution model, the unified description of the EMC effect, and nuclear shadowing and antishadowing effects is given without introducing the nuclear shadowing factor.