

Q^2 和 x 重新标度和 EMC 效应中的核动量守恒问题*

厉光烈

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

刘克非

(美国肯塔基大学)

摘 要

在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上, 进一步引入 Q^2 式 x 重新标度机制, 可以解释 EMC 效应的主要特性. 而且, 引入 x 重新标度可以比 Q^2 重新标度更好地符合实验数据, 特别是在 $0.2 < x < 0.5$ 区域内. 我们还讨论了 EMC 效应中的核动量守恒问题. 为了找回丢失的 4% 核动量, 我们对核子结构函数中的价夸克和海夸克动量分布采用不同的 Q^2 式 x 重新标度参数, 结果发现, 新的 x 重新标度机制给出的计算结果可以更好地符合小 x 区域的实验数据.

一、引 言

EMC 效应能否在传统核物理框架里得到解释, 一直是一个令人感兴趣的问题. 1985 年 Akulinichev 等^[1]指出: EMC 效应可以在传统核物理框架里用核内核子束缚能的作用来解释. 他们的发现一度使人们以为上述问题已经得到解决. 但是, 在文献[2]中, 我们利用密度相关 Skyrme 相互作用给出的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量, 重新分析了核内核子能分布对 EMC 效应的贡献, 发现在选用正确的单粒子能量和相对论归一化的单粒子波函数以后, EMC 效应仅用包含核内核子束缚能作用在内的费米运动修正是解释不了的. 那么, EMC 效应应该如何解释呢? 本文在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上, 进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制^[3,4], 对 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 、 ^{56}Fe 、 ^{117}Ag 和 ^{197}Au 等一系列原子核的平均结构函数与氘核平均结构函数之比:

$$R^A(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2) / F_2^D(x, Q^2) \quad (1)$$

进行了计算. 结果表明, 在适当选取 Q^2 和 x 重新标度参数以后, EMC 效应有可能得到解释. 而且, 在符合实验数据方面, 特别是在 $0.2 < x < 0.5$ 区域内, 引入 x 重新标度比 Q^2 重新标度效果更好. 进一步, 我们还发现, 在考虑核内核子束缚能作用, 特别是引入 Q^2

和 x 重新标度机制以后,核动量不再守恒,或者说,核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和。EMC 效应的出现与丢失 4% 的核动量之间似乎有某种联系。为了找回丢失的核动量,我们对核子结构函数中的价夸克和海夸克动量分布分别作不同的 Q^2 和 x 重新标度,结果发现,这样既可使核动量保持守恒,又可使理论计算结果更好地符合实验数据,特别是在小 x 区域。

全文分为四节,除引言外,第二节讨论 Q^2 和 x 重新标度;第三节讨论 EMC 效应中核动量守恒问题;最后一节给出简单小结

二、 Q^2 和 x 重新标度

在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上,进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制,原子核结构函数 $F_{2A}(x, Q^2)$ 可以分别表示为^[1-4]

$$F_{2A}(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\psi_{\lambda}(\vec{p})|^2 z \cdot F_2^N \left(\frac{x}{z}, \xi(Q^2) Q^2 \right) \quad (Q^2 \text{ 重新标度}) \quad (2)$$

和

$$F_{2A}(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\psi_{\lambda}(\vec{p})|^2 z \cdot F_2^N \left(\delta \cdot \frac{x}{z}, Q^2 \right) \quad (x \text{ 重新标度}) \quad (3)$$

其中, $z = (p_0 + p_3)/M$, $p_0 = M + \epsilon_{\lambda}$, M 是核子质量, ϵ_{λ} 是处在单粒子态 λ 上的核子的分离能, $\psi_{\lambda}(\vec{p})$ 是在动量空间中单粒子态 λ 的波函数,它满足相对论归一化条件:

$$\int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\psi_{\lambda}(\vec{p})|^2 z = 1 \quad (4)$$

$\xi(Q^2)$ 和 δ 分别为 Q^2 和 x 重新标度参数, $\xi(Q^2)$ 与夸克禁闭半径的变化 λ_A/λ_N 有如下关系^[5]:

$$\xi(Q^2) = \left(\frac{\lambda_A}{\lambda_N} \right)^2 \cdot \frac{\alpha(\mu^2)}{\alpha(Q^2)} \quad (5)$$

其中,

$$\alpha(\mu^2)/\alpha(Q^2) = \ln \frac{Q^2}{\lambda^2} / \ln \frac{\mu^2}{\lambda^2} \quad (6)$$

与 Close 等^[3]一样,在下面的计算中,我们取 $\lambda = 0.25 \text{ GeV}/c$ 和 $\mu^2 = 0.66 \text{ GeV}^2/c^2$ 。

利用上述公式,我们计算了 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 、 ^{56}Fe 、 ^{107}Ag 和 ^{197}Au 等一系列原子核的结构函数 $F_{2A}(x, Q^2)$ 以及它们的平均结构函数 $F_2^A(x, Q^2)$ 与氘核平均结构函数 $F_2^D(x, Q^2)$ 之比:

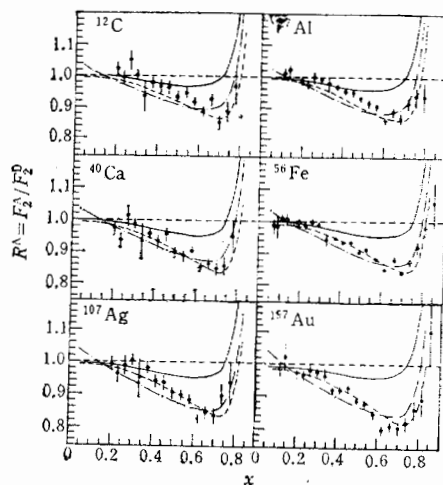


图 1 $R^A(x)$ 的理论值与实验值的比较
(实线 FM + NB; 点划线 --FM + NB + QR;
虚线 --FM + NB + XR; ● --SLAC 组的实验数据^[5])

$$R^A(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2)/F_2^p(x, Q^2) \quad (1)$$

这里 $F_2^A(x, Q^2)$ 定义为

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{A} \left[F_{2A}(x, Q^2) - \frac{1}{2} (N - z)(F_2^n(x, Q^2) - F_2^p(x, Q^2)) \right] \quad (7)$$

其中第二项的引入是为了补偿中子盈余,使得 $F_2^A(x, Q^2)$ 表示中子数和质子数相等($N = Z = \frac{A}{2}$) 的虚拟核的平均核结构函数, $F_2^n(x, Q^2)$ 和 $F_2^p(x, Q^2)$ 分别是自由中子和质子的结构函数. 与文献[2]一样,计算中用到的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量,除 ^{12}C 以外,都是由文献[5]给出的密度相关 Skyrme 相互作用导出的. 对 ^{12}C ,我们采用了 Skyrme I 力^[6]. 自由核子结构函数 $F_2^N(x, Q^2)$ 取自文献[7](第二组参数). $F_2^p(x, Q^2)$ 取自文献[8]. 图 1 给出了我们的计算结果与 SLAC 实验数据^[9]的比较. 图中实线表示只考虑费米运动修正 (FM) 和核内核子束缚能作用 (NB) 的计算结果; 点划线和虚线分别表示在考虑 FM 和 NB 的基础上进一步引入 Q^2 重新标度 (QR) 和 x 重新标度 (XR) 的计算结果. 从图中可以看到,在考虑 FM 和 NB 的基础上,进一步引入 QR 和 XR, 在适当选取 Q^2 和 x 重新标度参数以后,有可能解释 EMC 效应. Q^2 重新标度参数 $\xi(Q^2)$ 或者夸克禁闭半径的变化 λ_A/λ_N 随 A 增加而变大. 表 1 给出了我们选用的 λ_A/λ_N 值. 为了便于比较,表中同时给出了 Close 等^[3]所选用的 λ_A/λ_N 值. 因为我们已经考虑了核内核子束缚能的作用,故我们选用的 λ_A/λ_N 值比 Close 等所选用的值略小. x 重新标度参数 δ 随 A 的变化不大. 除了 ^{197}Au 外, δ 都取为 1.02. 对 ^{197}Au , 我们取 $\delta = 1.03$. 在图 2 和 3 中,以 ^{56}Fe 为例,我们分别画出了 $R(x, Q^2)$ 随 λ_A/λ_N 和 δ 的变化. 从图中可以看到,

表 1 本文选用的 λ_A/λ_N 值与 Close 等^[3]选用值的比较(1,2 两组分别为本文和 Close 等选用的 λ_A/λ_N 值)

		^{12}C	^{27}Al	^{40}Ca	^{56}Fe	^{107}Ag	^{197}Au
$\frac{\lambda_A}{\lambda_N}$	1	1.10	1.10	1.10	1.12	1.13	1.15
	2	1.104	1.140	1.137	1.154	1.169	1.195

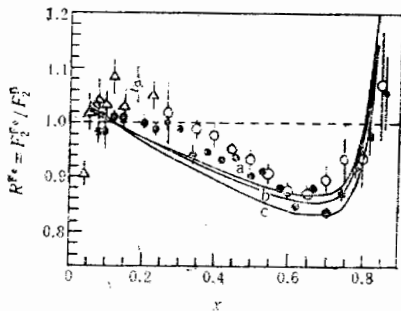


图 2 $R^{\text{Fe}}(x)$ 随 $\lambda_{\text{Fe}}/\lambda_N$ 的变化
(曲线 a、b 和 c 分别对应于 $\lambda_{\text{Fe}}/\lambda_N = 1.100$,
1.120 和 1.154)

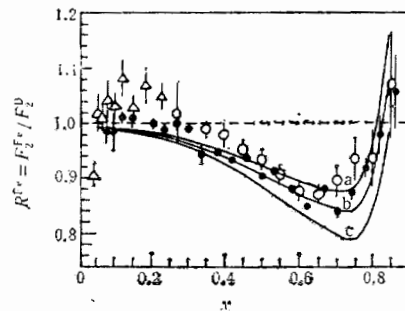


图 3 $R^{\text{Fe}}(x)$ 随 δ 的变化
(曲线 a、b 和 c 分别对应于 $\delta = 1.01$, 1.02
和 1.03)

$R(x, Q^2)$ 对 λ_A/λ_N 和 δ 的变化还是很敏感的. 另外, 从图 1 我们还可看到, 在符合实验数据方面, 特别是在 $0.2 < x < 0.5$ 区域内, 引入 x 重新标度要比 Q^2 重新标度效果更好.

三、EMC 效应中的核动量守恒问题

令 $K_{A(N)}^i(x, Q^2)$, $i = V, S, G$, 分别表示原子核 (A) 或核子 (N) 内价夸克 (V)、海夸克 (S) 和胶子 (G) 的动量分布, 则

$$K_{A(N)}^i(x, Q^2) = \begin{cases} xV_{A(N)}(x, Q^2) & i = V \\ xS_{A(N)}(x, Q^2) & i = S \\ xG_{A(N)}(x, Q^2) & i = G \end{cases} \quad (8)$$

其中 $V_{A(N)}(x, Q^2)$ 、 $S_{A(N)}(x, Q^2)$ 和 $G_{A(N)}(x, Q^2)$ 分别表示原子核(或核子)内价夸克、海夸克和胶子的几率分布. 我们知道, 在核子的情况, $K_N^i(x, Q^2)$ 和 $V_N(x, Q^2)$ 分别满足动量守恒:

$$\int_0^1 dx \sum_i K_N^i(x, Q^2) = 1 \quad (9)$$

和价夸克数守恒:

$$\int_0^1 dx V_N(x, Q^2) = 3 \quad (10)$$

那么, 在原子核的情况, $K_A^i(x, Q^2)$ 和 $V_A(x, Q^2)$ 是否仍分别满足上述两条守恒定律呢? 现在我们就来讨论这个问题.

先看只考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的情况. 在这种情况下, 按照文献 [2],

$$K_A^i(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\phi_{\lambda}(\vec{p})|^2 z K_N^i\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \quad (11)$$

令

$$\Delta_K = \frac{1}{A} \int_0^1 dx \sum_i K_A^i(x, Q^2) \quad (12)$$

将(11)式代入(12)式, 然后交换积分顺序, 并利用(9)式, 我们可以得到

$$\Delta_K = \langle z \rangle = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} z^2 |\phi_{\lambda}(\vec{p})|^2 = 1 + f(\epsilon_{\lambda}) \quad (13)$$

若只考虑费米运动修正, 不考虑核内核子束缚能的作用, 则 $f(\epsilon_{\lambda}) = 0$, $\Delta_K = 1$, 也就是说, 核动量守恒; 若既考虑费米运动修正又考虑核内核子束缚能的作用, 则 $f(\epsilon_{\lambda}) < 0$, $\Delta_K < 1$, 也就是说, 核动量不守恒. 在文献 [2] 中, 我们已经指出, Akalinichev 等^[1]给出 $\langle z \rangle = 0.96$. 我们选用正确的单粒子能量在考虑相对论效应修正以后得到 $\langle z \rangle = 0.986$. 因此, 只要考虑核内核子束缚能的作用, 核动量便不再守恒, 或者说, 核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和. 但是, 考虑核内核子束缚能的作用, 并不影响价夸克数守恒. 这是因为, 由(11)式知

$$V_A(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\phi_{\lambda}(\vec{p})|^2 V_N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \quad (14)$$

用交换积分顺序的方法,并利用(10)式,不难证明

$$\Delta_V = \frac{1}{A} \int_0^1 dx V_A(x, Q^2) = 3 \quad (15)$$

从物理上讲,这也不难理解,因为核子-核子间的相互作用不会改变核子内价夸克的数目.

进而,我们讨论在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上进一步引入 Q^2 和 x 重新标度的情况. 这时,由(2)式和(3)式知,

$$K_A^i(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\phi_{\lambda}(\vec{p})|^2 z K_N^i\left(\frac{x}{z}, \xi(Q^2) Q^2\right) \quad (Q^2 \text{ 重新标度}) \quad (16)$$

和

$$K_A^i(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\phi_{\lambda}(\vec{p})|^2 z K_N^i\left(\delta \frac{x}{z}, Q^2\right) \quad (x \text{ 重新标度}) \quad (17)$$

将(16)、(17)两式代入(12)式,在 Q^2 重新标度的情况下,对原子核 ^{56}Fe ,我们的数值计算结果表明, $\Delta_K \cong 0.96$; 在 x 重新标度的情况下,利用前面的方法可以导出: $\Delta_K = \langle z \rangle / \delta$, 对原子核 ^{56}Fe , $\langle z \rangle = 0.986$, $\delta = 1.02$, 所以 $\Delta_K = 0.966$. 显见, Q^2 和 x 重新标度的引入使核动量进一步不守恒. 但是,与前面一样,引入 Q^2 和 x 重新标度不会影响价夸克数守恒.

总而言之,在考虑核内核子束缚能的作用,特别是在进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制以后,核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和. EMC 效应的出现似乎与丢失 4% 核动量有关.

为了使核动量仍然等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和,我们对核子结构函数中的价夸克和海夸克的动量分布分别作不同的 Q^2 和 x 重新标度,以使核动量守恒,即 $\Delta_K = 1$. 因胶子动量分布与海夸克动量分布有类似的形式,故在 Δ_K 的表达式中我们对胶子和海夸克的动量分布取相同的 Q^2 和 x 重新标度. 具体地讲,就是在核子结构函数的表示式^[10]:

$$F_2^{(n)}(x, Q^2) = \frac{5}{18} x V_s(x, Q^2) \mp \frac{1}{6} x V_3(x, Q^2) + \frac{2}{9} x S(x, Q^2) + \frac{4}{9} x C(x, Q^2) \quad (18)$$

中,令

$$\begin{cases} K_N^V(x, Q^2) = \frac{5}{18} x V_s(x, Q^2) \mp \frac{1}{6} x V_3(x, Q^2) \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} K_N^S(x, Q^2) = \frac{2}{9} x S(x, Q^2) + \frac{4}{9} x C(x, Q^2) \end{cases} \quad (20)$$

然后对 K_N^V 和 K_N^S 分别作不同的 Q^2 和 x 重新标度:

$$K_N^{V(S)}(x, Q^2) \rightarrow \begin{cases} K_N^{V(S)}(x, \xi_{V(S)}(Q^2) Q^2) \end{cases} \quad (21)$$

$$\begin{cases} K_N^{V(S)}(\delta_{V(S)} x, Q^2) \end{cases} \quad (22)$$

顺便指出,在第二节中我们对 K_N^V 和 K_N^S 取相同的 Q^2 和 x 重新标度,即 $\xi_V(Q^2) = \xi_S(Q^2) = \xi(Q^2)$ 和 $\delta_V = \delta_S = \delta$. 这里,以原子核 ^{56}Fe 为例,在 Q^2 重新标度的情况下,为了保证 $\Delta_K = 1$,我们取 $\xi_V(Q^2) = 1.63$ 和 $\xi_S(Q^2) = 3.0$, 其中 $Q^2 = 20\text{GeV}^2/c^2$; 在

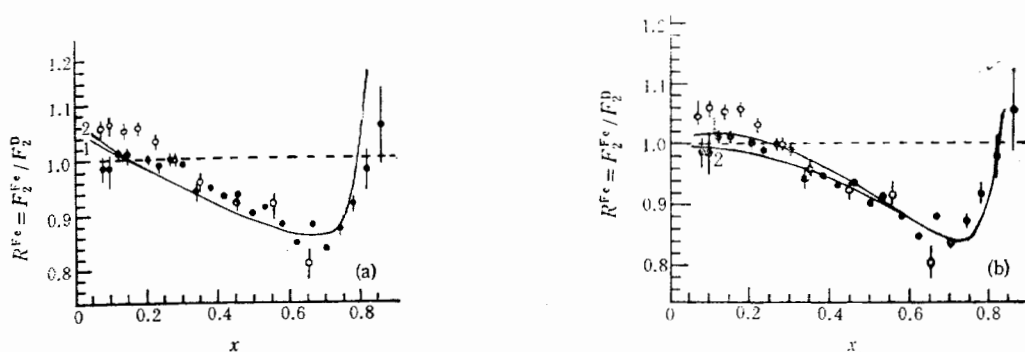


图 4 在核动量守恒和不守恒两种情况下算出的 $R^{Fe}(x)$ 与实验数据的比较。(a) Q^2 重新标度; (b) x 重新标度。(曲线 1 和 2 分别对应于核动量守恒和不守恒两种情况; 实验数据 \bullet 和 \circ 分别取自 SLAC^[9] 和 BCDMS^[11].)

x 重新标度的情况下, 我们取 $\delta_V = \delta = 1.02$, 然后由 $\Delta_K = 1$ 定出 $\delta_S = 0.96$. 图 4(a) 和 (b) 分别给出了用上述二种机制算出的结果. 从图中可以看到, 在使核动量保持守恒以后, 在 Q^2 重新标度的情况下, 理论计算结果与实验数据的符合虽有所改进, 但不明显; 在 x 重新标度的情况下, 特别是在小 x 区域, 理论计算结果与实验数据的符合有明显的改进. 在没有增加任何可调参数的情况下, 有如此好的改进, 显然是有意义的. 它不仅再次证明了引入 x 重新标度比 Q^2 重新标度效果更好, 而且还可能意味着引入 x 重新标度的物理本质是原子核内传递核力的虚介子带走一部份核动量, 从而影响原子核内价夸克和海夸克的分布.

四、结 论

在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上, 进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制, 在适当选取 Q^2 和 x 重新标度参数以后, 有可能解释 EMC 效应. 而且, 在符合实验数据方面, 特别是在 $0.2 < x < 0.5$ 区域内, 引入 x 重新标度要比 Q^2 重新标度效果更好. 另一有趣的结果是, x 重新标度参数 δ 几乎不随 A 变化: 除了 ^{197}Au 外, 对其他五个原子核 δ 都等于 1.02; 对 ^{197}Au , $\delta = 1.03$. 进一步, 我们还发现, 在考虑核内核子束缚能作用, 特别是在引入 Q^2 和 x 重新标度以后, 核动量不再守恒, 或者说, 核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和, 而且 EMC 效应的出现与丢失 4% 核动量之间似乎有某种联系. 为了找回丢失的 4% 核动量, 使核动量等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和, 我们对核子结构函数中的价夸克和海夸克的动量分布分别作不同的 Q^2 和 x 重新标度. 结果发现, 这样做既可使核动量保持不变, 又可在没有增加任何可调参数的情况下, 使理论计算结果与实验数据的符合有所改善. 特别有趣的是, 在 Q^2 重新标度的情况下, 这种改进并不明显, 而在 x 重新标度的情况下, 这种改进十分明显. 这不仅再次证明了, 引入 x 重新标度比 Q^2 重新标度效果要好, 而且还可能意味着引入 x 重新标度的物理本质是原子核内传递核力的虚介子带走了一部份核动量, 从而影响了核内的夸克分布. 在

今后的工作中,我们将探索 x 重新标度的物理本质,讨论为何 EMC 效应的出现与丢失 4% 核动量有某种联系,以及找寻从物理上处理 EMC 效应中核动量丢失问题的方法。

参 考 文 献

- [1] S. V. Akulinichev, G. M. Vagradov and S. A. Kulagin, *JETP Lett.*, **42**(1985), 127; S. V. Akulinichev, S. A. Kulagin and G. M. Vagrdov, *Phys. Lett.*, **158B**(1985), 485; S. V. Akulinichev, S. Shlomo, S. A. Kulagin and G. M. Vagradov, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2239; S. V. Akulinichev and S. Shlomo, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 1551.
- [2] G. L. Li, K. F. Liu and G. E. Brown. *Phys. Lett.*, **213**(1988) 531.
厉光烈,刘克非,高能物理与核物理, **13**(1989), 42.
- [3] F. E. Close, R. G. Roberts and G. G. Ross, *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 546; R. L. Jaffe et al., *Phys. Lett.*, **134B**(1984), 449; F. E. Close et al., *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 1004.
- [4] C. H. Llewellyn Swith, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 107; C. A. Garcia canal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1430.
- [5] K. F. Liu, Q. B. Shen and H. D. Luo, to be published.
- [6] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 626.
- [7] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49.
- [8] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Lett.*, **76B**(1978), 333.
- [9] R. G. Arnold et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 727.
- [10] A. J. Buras and K. J. Gaemers, *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249.
- [11] BCDMS Collab., A. C. Benvenuti et al., *Phys. Lett.*, **189B**(1987), 483.

Q^2 - AND x - RESCALING AND NUCLEAR MOMENTUM CONSERVATION IN THE EMC EFFECT

LI GUANGLIE

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

LIU KEFEI

(*Department of Physics and Astronomy, University of Kentucky, Lexington,
Kentucky 40506, U. S. A.*)

ABSTRACT

With the Fermi motion correction including the nuclear binding effect, we show that the major features of the EMC effect can be explained by using the Q^2 - or x -rescaling mechanism. The x -rescaling mechanism can fit the experimental data better than the Q^2 -rescaling mechanism in the region of $0.2 < x < 0.5$. We further discuss the problem of the nuclear momentum conservation in the EMC effect. In order to make up 4% of the nuclear momentum lost in the EMC effect, we adopt the different Q^2 - or x -rescaling parameters for the valence and sea quark momentum distributions in the nucleon structure function. It shows that by using the extended x -rescaling mechanism one can obtain a better agreement with the experimental data in the small x region.