

轻子原子核深部非弹散射中核结合效应的不同处理之比较

马伯强 孙 信

(北京大学技术物理系)

摘 要

本文采用在壳动力学和总能量守恒条件对脉冲近似进行了运动学修正,由此计算了核结合效应在轻子原子核深部非弹散射中的影响,并将这种模型与采用离壳动力学计算核结合效应的模型进行了对比,发现两种模型对束缚核子的结构函数 $F_1^A(x)$ 及 Callan-Gross 比率 $R_A = \sigma_L/\sigma_T$ 给出不同的结果和预言. 与实验的对比表明: 在壳处理比离壳处理能解释更多的实验现象,而且与实验的符合也更好一些.

一、引 言

近年轻子与原子核的深部非弹散射实验表明^[1,2], 轻子核散射的平均每核子散射微分截面与轻子核子散射微分截面之比与早期脉冲近似的预言^[3] 不相符合. 这种实验数据与理论预言偏离的奇异现象就称为 EMC 效应, 它已引起国际核物理界和粒子物理界的普遍关注. 在已有的众多模型中, 多数是试图引入非核子自由度来解释这异常现象^[4]. 然而, 近来也出现一种用核结合效应解释 EMC 效应的趋势^[5,6]. 这种模型在脉冲近似的前提下, 用较小的有效核子质量^[5] 或离壳动力学^[6] 计算核结合效应的影响, 成功地解释了 EMC 效应的大致特征. 但是, 它们未能对 SLAC 数据和 EMC 数据在 x 较小处具有差别给出说明. 本文提出一种模型重新分析 EMC 效应. 此模型采用在壳动力学和总能量守恒条件对脉冲近似进行运动学修正, 由此计算核结合效应的影响. 我们将会看到, 此模型除能解释 EMC 效应的大致特征外, 还能对 SLAC 数据的细节及其与 EMC 数据在 x 较小处的差别给出解释. 由此, 本文揭示了轻子核深部非弹散射中的 Q^2 (轻子四动量转移的平方) 及 ϵ (轻子入射能量) 相关性并得到实验数据的支持. 文中还分别计算了在壳处理与离壳处理两种模型下的 Callan-Gross 比率 $R_A = \sigma_L/\sigma_T$, 发现两种模型给出不同的预言. 与实验的对比表明: 现有的一些数据对在壳处理更为支持一些.

二、离壳模型及有关讨论

本节先对脉冲近似自身以及为什么对它修正做简单讨论. 我们知道, 脉冲近似是人

们处理高能轻子与核子或原子核深部非弹散射所普遍采用的基本方法。根据这种图象, 轻子与靶的深部非弹散射可看成轻子与组成靶的各个更为基本的粒子之间散射的非相干迭加。在轻子与核的深部非弹散射中, 核内核子可看作更为基本的粒子, 由于轻子入射能量及轻子能量转移(GeV 量级)远远大于核内核子的结合能(约几十 MeV), 人们过去认为, 核的结合效应可以忽略, 所以, 可以假定轻子把所有的能量转移都给了被撞的核子, 也即轻子与被撞核子之间能量守恒。事实上, 这是一个过强的假定, 因为实际的守恒条件应为整个反应过程的总能量守恒。文献[7]以及文献[6]也已表明, 核的结合效应可以在轻子原子核深部非弹散射中产生很大的影响。这就对脉冲近似的适用性提出了怀疑。我们面临的问题是: 应通过何种方式计算核结合效应的影响。

在离壳处理中, 文献[6]首先假定了脉冲近似的适用性, 也就是说, 假定轻子所有的能量转移都给了被撞的单个核子。为了保证整个反应过程的总能量守恒条件以及把结合效应考虑进去, 文献[6]对被撞核子采用了离壳动力学。这相当于采用一个较小的有效核子质量 $M^* = M - \varepsilon$ 。由此, 束缚核子的标度变量变为

$$x' = \frac{Q^2}{2M^*\nu}, \quad (1)$$

束缚核子的结构函数 F_2^A 可以重新标度为

$$F_2^A(x) = F_2^N(x'). \quad (2)$$

文献[6]发现, 这样就足以解释 EMC 效应的大致特征。

如果离壳处理果真为处理核结合效应的适当方法, 那它应在其它区域, 例如电子原子核深部非弹散射的准弹散射区同样发挥作用。因此, 在进一步讨论之前, 本文先考察一下准弹散射中的核结合效应以及由核结合效应所引起的特征能否被离壳处理所重现。

人们知道, 准弹散射峰是电子在核内单个核子上弹性散射的结果^[8]。在散射中, 如果电子的所有能量转移 ν 以及动量转移 q 都给了核内的某一核子, 则此核子会以动量 q 和能量 $\frac{q^2}{2M}$ 反冲, 而且准弹峰会在 $\nu = \frac{q^2}{2M}$ 处。然而, 实验发现, 束缚核子的准弹峰处于

$$\nu = \frac{q^2}{2M} + \varepsilon, \quad (3)$$

其中 ε 是准弹峰相对于自由核子弹性峰的位移, 对 $A \approx 56$ 的核约为 40 MeV^[9]。人们相信, 这个散射峰的移动是由核内核子间的结合效应引起的。一般用两种方法重现这个位移^[8]。其一是简单地从轻子能量转移 ν 中抽取一个平均能量 ε , 并假定这个能量用于克服被撞核子与剩余核之间的束缚。这意味着转移给被撞核子的能量应为 $\nu' = \nu - \varepsilon$, 因此散射峰应位于 $\nu - \varepsilon = \frac{q^2}{2M}$ 处。取 $\varepsilon = \varepsilon$, 则上式正与(3)相同, 说明此方法可以重现峰的位移。第二种方法是用较小的有效核子质量 $M' \approx 0.7M$ 来处理被撞核子与其余核子间的强相互作用。由此, 散射峰应处于 $\nu = \frac{q^2}{2M'}$ 处。在准弹散射区, $(\frac{q^2}{2M'} - \frac{q^2}{2M})$ 约为几十个 MeV, 这说明选取适当的 M' 亦可重现准弹峰的位移。

表面上看, 离壳处理也是用有效核子质重 $M^* = M - \varepsilon$ 来处理核结合效应, 这似乎与重现准弹峰的移动所需要的 M' 一样都是减小的。但用 M^* 而不是 M' 所产生的位移

是非常小的,对 $A \simeq 56$ 的核约为 4MeV . 这说明离壳处理不能重现准弹峰的位移. 因此,我们可以认为离壳处理不是处理核结合效应的好方法.

三、在壳模型的提出

下面采用不同的方法计算核结合效应. 本文模型的重要之点是假定在轻子原子核深部非弹散射中,转移给被撞核子的能量为

$$\nu' = \nu - \varepsilon \quad (4)$$

而不是 ν . 这个假定可以认为是受电子原子核深部非弹中准弹峰移动的启示而提出的. 它也可由如下思路自然给出: 放弃脉冲近似中所有轻子能量转移都给了被撞核子这个假定,通过对被撞核子采用在壳动力学并由总能量守恒条件计算被撞核子获得的能量. 由此,可以发现转移给被撞核子的能量为

$$\nu' = \nu - \varepsilon', \quad (4')$$

其中 ε' 是一个较为复杂的表达式,对 $A \simeq 56$ 的核其平均值约为 40MeV . 需要指出的是,在这种在壳处理中假定了核内核子的在壳动力学,但这并不意味本文认为核内核子是自由的. 事实上, de Forest 已经指出^[10],对如何处理核结合效应是有很大的任意性的. 在壳处理也是人们处理轻子原子核深部非弹散射所用的一种方法,如文献[10, 11]便是如此. 它是通过与离壳处理不同的方式处理核结合效应的. 这种处理至少可以重现准弹峰的位移. 下面将要指出,对轻子原子核深部非弹散射,在壳处理所得的结果与离壳处理也是不同的,而且它可以更成功地解释 EMC 效应.

四、在壳模型与离壳模型比较

事实上,(4)式中的 ε 要远远小于轻子能量转移 ν ,但我们将要看到,它会带来惊人的影响. 定性地讲,被撞核子所获能量由 ν 变到 ν' 可以等效地看作标度变量由 $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ 变到

$$x'' = \frac{Q^2}{2M\nu'}, \quad (5)$$

其中 $Q'^2 = q^2 - \nu'^2$. 所以,束缚核子的结构函数 F_2^A 可以重新标度为

$$F_2^A(x) = F_2^N(x''), \quad (6)$$

此公式与(2)相对应. 然而,由于 $\frac{x'}{x} = 1 + \frac{\varepsilon}{M}$, 以及 $\frac{x''}{x} = 1 + \frac{\varepsilon}{Mx}$, 在 x 较小区域,标度变量由 x 变到 x'' 要比由 x 变到 x' 产生更大的影响. 这样,在壳处理与离壳处理在 x 较小处将会给出不同的结果.

假定 Callan-Gross 关系式

$$F_2^N(x) = 2xF_1^N(x) \quad (7)$$

对自由核子是成立的,并以下式简单表示自由核子的结构函数

$$F_2^N(x) = x^{\frac{1}{2}}(1-x)^2 + 0.15(1-x)^4. \quad (8)$$

在离壳处理中, 束缚核子的结构函数 F_1^A 可以简单地表示为

$$F_1^A(x) = F_1^N(x'); \quad (9)$$

对在壳处理, 可表为

$$F_1^A(x) = F_1^N(x''). \quad (10)$$

利用关系式(7), 我们可以得到, 对离壳处理

$$\begin{aligned} r_1 &= F_1^A(x)/F_1^N(x) = \frac{x F_2^N(x')}{x' F_2^N(x)} \\ &= \frac{x}{x'} r_2; \end{aligned} \quad (11)$$

对在壳处理

$$r_1' = \frac{F_1^A(x)}{F_1^N(x)} = \frac{x}{x''} r_2'. \quad (12)$$

$$\text{其中, } r_2 = \frac{F_2^A(x)}{F_2^N(x)}, \quad r_2' = \frac{F_2^A(x)}{F_2^N(x)}.$$

图 1 显示了 r_1 、 r_2 及 r_1' 、 r_2' 随 x 变化的行为。可以看出, 两种模型在 x 较小处给出不同的结果。在离壳处理中, r_1 、 r_2 具有相同的行为; 而在壳处理下的 r_1' 、 r_2' 却具有不同的行为。由于束缚核子的散射微分截面与自由核子的散射微分截面之比可表示为

$$r = \frac{\left(1 - y - \frac{Mxy}{2\varepsilon}\right) \frac{F_2^A(x)}{F_2^N(x)} + \frac{y^2}{2} \frac{F_1^A(x)}{F_1^N(x)}}{\left(1 - y - \frac{Mxy}{2\varepsilon}\right) + \frac{y^2}{2}}, \quad (13)$$

其中 ε 为入射轻子的能量, $y = \frac{\nu}{\varepsilon} = \frac{Q^2}{2Mx\varepsilon}$ 。由此, 当 $y \rightarrow 0$ 时, r 具有 $\frac{F_2^A(x)}{F_2^N(x)}$ 的特征; 当 $y \rightarrow 1$ 时, r 具有 $\frac{F_1^A(x)}{F_1^N(x)}$ 的特征。 r_1 及 r_2 的相似性表明, 离壳处理只能解释 EMC

效应的大致特征。而 r_1' 和 r_2' 的不同却可揭示比率 r 的 Q^2 相关性和 ε 相关性。这表明, 在壳处理除可帮助解释 EMC 效应的大致特征外, 还可能对 SLAC 数据的细节进行描述, 及对 EMC 数据与 SLAC 数据在 x 较小处的差别给出定性说明。

五、在壳模型与实验的比较

事实上, SLAC 数据确为散射微分截面之比。由于 EMC 合作组^[1,12]与 BCDMS 合作组^[13]在测量结构函数 F_2^N 及 F_2^A 时做了 $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = 0$ 的假定, 所以, μ 数据也应认为是散射微分截面之比。因此, 应该由所计算的 r , 而不是 $r_2 = F_2^A/F_2^N$, 去与 SLAC 数据及 μ 数据进行比较。图 2 给出了本文作者所计算的 r 值(其中也包括了费米运动的贡献)与实验数据的比较。从图 2 可以看出, 本文模型可以重现数据的很多细致特征:

(1) 可以解释早期 SLAC 数据^[14]在 $Q^2 \simeq 1 \text{ GeV}^2$ 处的行为, 如图 2(a)所示: 比率 r 在 $x \simeq 0.1$ 处有凸起, 且在 $x \simeq 0.05$ 处又急剧下降。

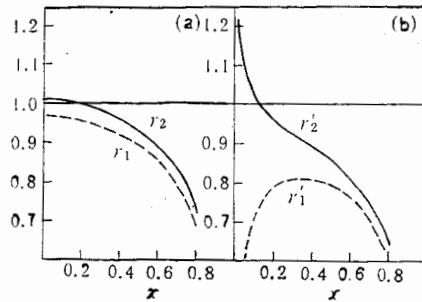


图 1 由两种模型分别给出的比率 $F_1^A(x)/F_1^N(x)$ 和 $F_2^A(x)/F_2^N(x)$ 的计算值

(a) 离壳处理下的 r_1 、 r_2

(b) 在壳处理下的 r_1' 、 r_2'

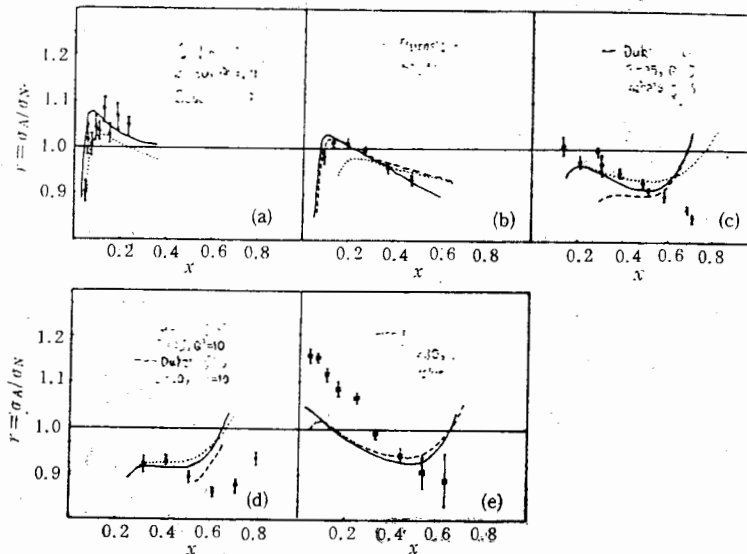


图 2 由在壳模型详细计算所得出的 r 值(包括费米运动的贡献)与实验值的对比。图中曲线分别是在 Bodek^[13]、Buras^[14] 及 Duke^[15] 等人所给自由核子 $F_2^N(x, Q^2)$ 符合公式下得出。(a) ϕ , SLAC $A = \text{Cu}$ 数据: $\epsilon = 20 \text{ GeV}$, $0.9 < Q^2 < 1.6 \text{ GeV}^2$; ——, 由 Bodek's fits 作为输入 F_2^N 计算出的结果: $\epsilon = 20 \text{ GeV}$, $Q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$; ·····, 用 Bodek's fits: $\epsilon = 20 \text{ GeV}$, $Q^2 = 1.6 \text{ GeV}^2$ 。(b) ϕ , SLAC $A = \text{Fe}$ 数据: $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$, $8 < \epsilon < 24.5 \text{ GeV}$; ——, 用 Buras's fits 所得结果: $\epsilon = 25 \text{ GeV}$, $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$; ---, 用 Bodek's fits: $\epsilon = 25 \text{ GeV}$, $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$; ·····, 用 Bodek's fits: $\epsilon = 10 \text{ GeV}$, $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ 。(c) ϕ , SLAC $A = \text{Fe}$ 数据 $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$, $8 < \epsilon < 24.5 \text{ GeV}$; ——, 用 Duke's fits 所得结果: $\epsilon = 25 \text{ GeV}$, $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$; ---, 用 Duke's fits: $\epsilon = 10 \text{ GeV}$, $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$; ·····, 用 Bodek's fits: $\epsilon = 25 \text{ GeV}$, $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ 。(d) ϕ , SLAC $A = \text{Fe}$ 数据: $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$, $8 < \epsilon < 24.5 \text{ GeV}$; ——, 用 Duke's fits 所得结果: $\epsilon = 25 \text{ GeV}$, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$; ---, 用 Duke's fits: $\epsilon = 10 \text{ GeV}$, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$; ·····, 用 Bodek's fits: $\epsilon = 25 \text{ GeV}$, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ 。(e) μ , 旧的 EMC 数据: $9 < Q^2 < 170 \text{ GeV}^2$; ——, 用 Duke's fits 所得结果: $\epsilon = 280 \text{ GeV}$, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$; ---, 用 Bodek's fits: $\epsilon = 280 \text{ GeV}$, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ 。

(2) 揭示出在 SLAC 数据^[17]中有 Q^2 相关性。从图 2(a)–(d)可以看出, 比率 r 在较小 x 处, 随着 Q^2 的上升而下降。这个特征与本文是一致的, 但却与根据“Shadowing”效应得出的期望相矛盾。根据 Shadowing 效应, 比率 r 似应随着 Q^2 的增大而增大。

(3) 有可能解释最近的 μ 数据^[12]在 $x \approx 0.2$ 处的转弯, 如图 2(e)所示。

(4) 在 Q^2 较大时, x 较小处的 SLAC 数据看起来比 μ 数据要低一些。这种 SLAC 数据与 μ 数据的差别可以由 ϵ 相关性来解释, 这是因为 SLAC 实验所用的 ϵ (8–24.5 GeV) 要远远小于 μ 实验中所用的 ϵ (120–280 GeV)。本文模型所给出的 ϵ 相关性恰与实验数据在趋势上一致。

六、两种模型下的 $R_A = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$

在 $Q^2 \rightarrow \infty$ 的极限下, 束缚核子的 Callan-Gross 比率可以表成

$$R_A = \frac{F_2^A(x)}{2xF_1^A(x)} - 1. \quad (14)$$

对离壳处理,可以得到: $R_A = \frac{F_2^N(x')}{2xF_1^N(x')} - 1 = \frac{x'}{x} - 1 = \frac{\varepsilon}{M}; \quad (15)$

而对在壳处理,可得: $R_A = \frac{F_2^N(x'')}{2xF_1^N(x'')} - 1 = \frac{x''}{x} - 1 = \frac{\varepsilon}{Mx}. \quad (16)$

由图 3 可以看出,两种模型又对 $R_A = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 给出不同的预言.

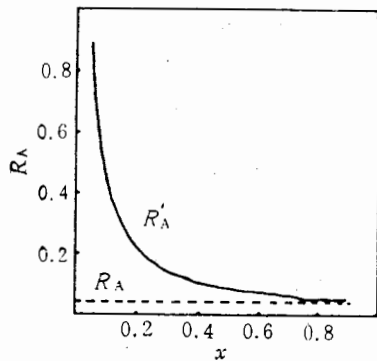


图 3 两种模型下 Callan-Gross 比率 $R_A = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 的比较: 离壳处理为间断线 R_A , 而在壳处理为实线 R'_A

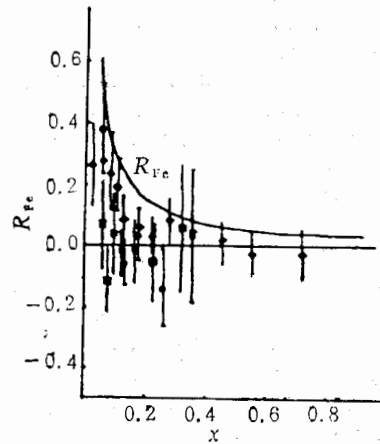


图 4 在壳处理关于 $R_A = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 的详细定量结果与实验数据的比较: ϕ , EMC μ -Fe 数据^[18]; \triangle , CDHSW ν -Fe 数据^[19]. EMC μ -p 数据^[20] \blacklozenge , 也给出以便于对比

图 4 给出本文作者对 R_{Fe} 的详细定量结果及其与实验数据的比较。可以看出,本文在壳模型的预言与实验的符合在定性上还是相当好的,而离壳模型甚至连基本特征都不能说明^[21]。

七、讨论与结论

首先需要指出,本文忽略了费米运动的贡献。但这对本文的结论是不影响的,因为我们所关注的是 x 较小区域,由 Bodek 和 Ritchie 的工作^[3]可以得知,此处费米运动的贡献是较小的。第二,由图 2 中的结果可以得知,本文作者所计算的 r 对输入的自由核子结构函数是较为灵敏的。这就是为什么在图 2 中使用文献[13—15]中的自由核子结构函数做为输入而不是使用公式(8)。这也说明我们可以选择其它的自由核子结构函数符合公式来减小所计算的曲线与实验点之间的差别。第三,从图 2(c)—(e)可以看出,本文结果在 x 较大处较大于数据,这主要是由费米运动的贡献所造成的,而与本文提出的机制无关。在离壳处理中,费米运动的贡献在 x 较大处也是过大的。说明现在对费米运动贡献的计算可能是过大的,可能还需引入其它机制来减小这种差别。

以上,我们对两种解释 EMC 效应的模型进行了对比,发现它们虽然都用某种方式计算核结合效应的影响,但却给出非常不同的结果和预言。离壳模型只能解释 EMC 效应的大致特征,而在壳模型可以解释很多的实验细节。总之,第二种模型似乎比第一种模型更为成功地解释了 EMC 效应。

参 考 文 献

- [1] EMC, J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 275.
 [2] A. Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1431; **51**(1983), 534.
 [3] A. Bodek and J. L. Ritchie, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 1070; **D24**(1981), 1400.
 [4] See, e. g., R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 228; for a review, see, e. g., A. Krzywicki, *Nucl. Phys.*, **A446**(1985), 135c.
 [5] C. A. Garcia Canal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1430; M. Staszal et al., *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 2638.
 [6] S. V. Akulinichev et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2239 and *J. Phys.*, **G11**(1985), L245; see also, e. g., B. L. Birbrair et al., *Phys. Lett.* **166B**(1986), 119.
 [7] 马伯强、孙信, *高能物理与核物理*, **11**(1987), 430.
 [8] E. J. Moniz, *Phys. Rev.*, **184**(1969), 1154; see also, e. g., T. W. Donnelly and J. D. Walecka, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **25**(1975), 329.
 [9] E. J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 445; R. R. Whitney et al., *Phys. Rev.*, **C9**(1974), 2230.
 [10] T. de Forest, Jr., *Nucl. Phys.*, **A392**(1983), 232; A. E. L. Dieperink et al., *Phys. Lett.*, **63B**(1976), 261.
 [11] M. B. Johnson and J. Speth, *Nucl. Phys.*, **A470**(1987), 488.
 [12] BCDMS, A. C. Benvenuti et al., *Phys. Lett.*, **189B**(1987), 483; G. Bari et al., *ibid.*, **163B**(1985), 282; EMC, P. R. Norton, Proc. Int. Conf. High Energy Phys., Berkley, 1986.
 [13] A. Bodek et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 1471.
 [14] A. J. Buras and K. J. F. Gaemers, *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249.
 [15] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49.
 [16] S. Stein et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 1884.
 [17] R. G. Arnold et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 727.
 [18] EMC, J. J. Aubert et al., *Nucl. Phys.*, **B272**(1986), 158.
 [19] P. Buchholz, *Proc EPS Conf. High Energy Phys.*, Bari, 1985.
 [20] EMC, J. J. Aubert et al., *Nucl. Phys.*, **B259**(1985), 189.
 [21] R. D. Smith, *Phys. Lett.*, **182B**(1986), 283.

DIFFERENT TREATMENTS OF NUCLEAR BINDING EFFECT IN DEEP INELASTIC LEPTON NUCLEUS SCATTERING

MA BOQIANG SUN JI
(Peking University, Beijing)

ABSTRACT

We show that two models in explaining the EMC effect give different results and predictions, though both of them are using certain ways to take into account the binding effect. The first can explain the bulk of the EMC effect only, whereas the second can explain, besides the bulk of the EMC effect, the detailed features of the SLAC data and the discrepancies between the EMC data and the SLAC data. The two models also give different predictions of the ratio $R = \sigma_L / \sigma_T$ in deep inelastic lepton nucleus scattering. It seems that the available data favour the second model.