

μ 生 J/ψ 过程与束缚核子中的胶子分布¹⁾黄惟承 李子邦 彭宏安
(新疆大学) (北京大学)

摘 要

本文用几种曾被用来解释 EMC 效应的模型讨论了在不同原子核上 μ 生 J/ψ 过程截面的比值,以求考察束缚核子中胶子分布函数的变化。通过与 EMC 组的有关实验数据对比,发现不能用这些模型对 x 很小时的数据作出满意的解释。就此作了一些分析与讨论。

当 μ -A (原子核)深度非弹散射 (DIS) 中发现的 EMC 效应^[1]被确证后^[2],人们自然会想到,束缚核子中与夸克同层次的胶子的分布函数也可能具有 EMC 效应在夸克分布函数中显示出的行为。有的理论家曾对这类问题作出过大致的估算;实验家也沿此进行了研究并取得了初步的结果,特别是 EMC 小组最近完成了高能 μ 束在铁 (Fe) 核和在氘 (H、D) 核上产生 J/ψ 粒子的测量^[3],得出在 $0.026 < x < 0.085$ 内它们截面的比值 $R(A, x, Q^2)$ 。尽管实验数据误差很大,但从 R 随 x 变化的分析,得知 x 甚小时束缚核子中的胶子分布确实也随原子数 A 而增加,而且增加程度比夸克的高些。本文就是从那些曾被用来解释 EMC 效应的模型出发,结合这些实验数据来考察原子核中胶子分布的变化。计算结果表明所有这些模型,在它们的参数选取合理值范围内,都难对 EMC 组的实验数据作出满意的解释。就此我们推测束缚核子中的部分子分布函数在 x 甚小时除了解释 EMC 效应时已经考虑到的因素外,还可能其它未知因素在起作用。以下内容是:第一段简述了有关光生 J/ψ 粒子的一些分析和假设,给出了该过程的截面表达式。第二段简介了四种模型和用它们算得的在 Fe 核与 H、D 核上 J/ψ 产生截面的比值。第三段是讨论和我们的推测。

对于强子上的 DIS (虚光生)或实光生 J/ψ 粒子说,最低阶 QCD 圆形即图 1 所示,其中的硬子过程 $\gamma + g \rightarrow c + \bar{c}$ 称为光子-胶子融合。而所有牵涉到强子中夸克分布的其它子过程都属于高阶项,通常不去考虑,因此光生 J/ψ 过程就成为探测强子中胶子分布的直接而有效的方法。

1) 中国科学院科学基金资助的课题。

本文 1986 年 1 月 31 日收到。

显然, $\gamma + g$ 融合成的 $(c\bar{c})$ 系统还得通过释放软胶子而进行色量子数 (和其它量子数) 的调整才能变为色单态的矢量介子 J/ψ 。其次, 即使 $(c\bar{c})$ 系统不变质量 $m(c\bar{c})$ 在 $m_{J/\psi}$ 附近, 它们之中也只是一小部份变为 J/ψ 末态粒子, 因此通常的处理是在截面关系式中的子过程部分乘以表征 $(c\bar{c})$ 过渡到 J/ψ 末态的参量因子 $F^{[4]}$ (由实验分析得知 $F \approx \frac{1}{6}$, 余下 $(1 - F)$ 部分大多变为带粲粒子对)。此外在虚(实)光生 J/ψ 过程中, 按末态中 J/ψ 粒子能量是否达到光子能量的 95% 而划分为“弹性”和“非弹性”两类事件。对于弹性和非弹性事件的处理方式和截面表达式都很不相同^[5]。实验中一般讲来二者约各占一半; 但我们这里只是讨论在同样的运动学条件下不同原子核上 μ 生 J/ψ 粒子截面比值 R , 因而不必考虑这种区别。因此为了简单起见, 下面的计算中我们只用弹性事件的截面表达式进行计算和讨论。

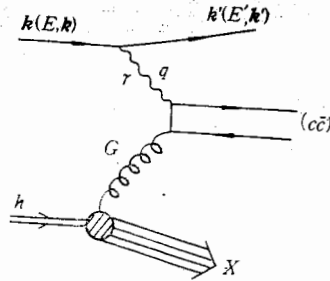


图 1 深度非弹 J/ψ 产生过程的最低阶 QCD 图形

在推导虚光生 J/ψ 粒子截面时还要作两点说明: 1. 在子过程 $\gamma + g \rightarrow c\bar{c}$ 的截面 $\sigma(m)$ ($m \equiv m(c\bar{c})$) 中, 必须计及粲夸克质量 m_c ($m_c \approx 1.5 \text{ GeV}$)。与此相适应胶子分布函数 $G(\eta, \mu^2)$ 中的质量标度 μ 的合理选择是

$$\mu^2 = m^2 + Q^2, \tag{1}$$

相应地胶子动量分数 η 和 QCD 耦合常数 α_s 分别为

$$\eta = (m^2 + Q^2)/2m_N\nu, \tag{2}$$

$$\alpha_s(\mu^2) = (2\pi) \left/ \left[(33 - 2f) \ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right] \right. \tag{3}$$

2. 从 $(c\bar{c})$ 系统中抽出末态为 J/ψ 粒子那部分的具体做法是将半定域二元性和窄共振近似^[6]联合应用: 前者指当 $m(c\bar{c})$ 低于粲粒子对质量 ($2m_c < m < 2m_D$) 时, 用

$$\sigma(J/\psi) = F \int_{2m_c}^{2m_D} \sigma(m) dm \tag{4}$$

表示 $(c\bar{c})$ 系统中有固定分数为 F 的部分转为 J/ψ 态; 而后者则在计算 $\sigma(m)$ 与 $G(\eta)$ 的卷积中, 认为胶子分布函数可作 $m \approx m_{J/\psi}$ 近似而提到卷积积分之外。

有了这些说明后我们推导出 DIS 产生 J/ψ 粒子过程中对应图 1 的截面式

$$\sigma(x, Q^2) \equiv \frac{d^2\sigma}{d\nu dQ^2} = \frac{64\alpha^2\alpha_s(Q^2)(m_D^2 - m_c^2) \left(1 - \frac{4m_c^2}{m_{J/\psi}^2}\right)^{\frac{1}{2}} F}{9Q^2} \cdot \frac{xG(x, Q^2)}{Q^4} \left[\frac{\nu}{4E^2} + \frac{E - \nu}{2E\nu} - \frac{Q^2}{8E^2\nu} \right], \tag{5}$$

其中 $Q^2 \equiv m_{J/\psi}^2 + Q^2$, $x = (m_{J/\psi}^2 + Q^2)/2m_N\nu = Q^2/2m_N\nu$, 其余的符号都是标准的。

由(5)式知, 在上述近似下且运动学条件相同时, 原子核 A 上的与 H、D 核上的 J/ψ

粒子产生

因此测

图:

得虚光

此实验

平均比

量标度

下

型对它

(1)

束缚核

子的随

象学上

了理论

是假定

其中重

数型的

在[8]中

一层

分布也

化为

对于胶

从 DIS

$G_N \sim x$

的 $Q^2 \sim$

在 0.02

的来看

(2)

外有(与

(和其它量子
子 J/ψ . 其
在 mJ/ψ 附
 J/ψ 末态粒
子过程
的参量因子

粒子产生截面之比就直接等于相应的单个核子中胶子分布函数之比:

$$R(A, x, Q^2) = \frac{\sigma_A(x, Q^2)}{A\sigma_N(x, Q^2)} \approx \frac{G_A(x, Q^2)}{G_N(x, Q^2)} \quad (6)$$

因此测量比值 R 就可以得知核子中胶子分布随 A, x 和 Q^2 的变化.

二、

(1 - F) 部
实) 光子 J/ψ
达到光子能
两类事件,
截面表达式
者约各占一
子截面比值
事件的截面

图 2 是 EMC 组^[3]用 280 GeV 的 μ^+ 束与 H、D 核和用 250 GeV 的 μ^+ 束与 Fe 核所得虚光子 J/ψ 粒子截面的比值 R 及各种模型的计算结果随 $x = m_{J/\psi}^2/2m_N\nu$ 变化的图. 此实验表明 $60 < \nu < 200$ GeV 内 Fe 核与 H、D 核的单个核子中光子 J/ψ 粒子截面的平均比值是 $1.45 \pm 0.12 \pm 0.22$. 对于 γ -g 融合过程讲, 它表明当 $0.026 < x < 0.085$ 而质量标度平方 $\sim m_{J/\psi}^2$ 时 Fe 核中每个核子的胶子密度比 H、D 核中的差不多大 45%.

$\rightarrow c\bar{c}$ 的截面
应胶子分布

下面用四种曾被用来解释 EMC 效应的模型对它进行分析:

(1) 重标度模型. 可以认为这是直接从束缚核子结构函数随 A 增加时的变化与自由核子的随 Q^2 增加时的演化行为十分相似而从唯象学上提出来的^[7]; 但另一方面不少作者提供了理论依据来导出这种模型^[8], 其主要的论点是假定不同核间 F_2 函数有:

$$\frac{1}{A} F_2^A(x, Q^2) = F_2^N(x, \xi_A Q^2) \quad (7)$$

其中重标度参数 $\xi_A = \xi(A, Q^2)$ 对 Q^2 只有对数型的弱依赖, 而 ξ_A 随 A 和 Q^2 变化的唯象式在[8]中已给出. 既然核子中夸克、胶子属于同一层次, 那么合乎逻辑的推论是核子中的胶子分布也应该有同样的重标度性. 这样 (6) 式就化为

$$R(A, x, Q^2) = \frac{G_N(x, \xi_A Q^2)}{G_N(x, Q^2)} \quad (8)$$

对于胶子分布函数, 本文采用 Duke 和 Owens^[9] 从 DIS 中分析得的解析式, 它的基本行为有如 $G_N \sim x^{-1}(1-x)^4$. 当我们取与实验^[3]相适应的 $Q^2 \sim m_{J/\psi}^2$, $x = m_{J/\psi}^2/2m_N\nu$ 时重标度模型得出的 R 比值在图 2 中画出 (见曲线 (a)), 在 $0.02 < x < 0.08$ 中此模型算得的平均 $R \sim 1.19$, 虽然有些数据在误差范围内, 但总的来看, 低于实验值, 而且总的变化趋势也与实验不符.

(2) 多夸克集团模型. 用袋模型的语言说, 如果原子核中除开 $|3q\rangle$ 的“核子”袋以外有(与 A 有关的)一定百分比数的 $|6q\rangle$ 袋存在, 则从通常估算 x 大时夸克幂次的计数规

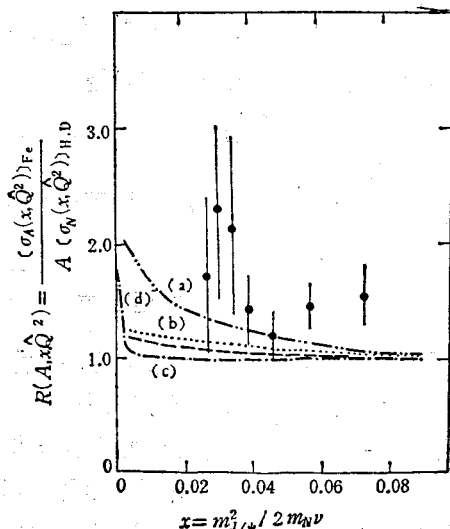


图 2 比值 $R(A, x, Q^2)$ 随 x 的变化.

- 圆点: EMC 组^[3]的实验数据;
- 曲线 (a) ----- 重标度模型的计算结果;
- 曲线 (b) 多夸克集团模型的计算结果;
- 曲线 (c) ----- 核中有附加 π 介子模型的计算结果;
- 曲线 (d) -·-·-·- 考虑了双光子图的计算结果.

元性和窄共
时, 用

n) 与 G_N

式

是标准的,
核上的 J/ψ

则 (counting rule) 得知, $|6q\rangle$ 态的夸克分布比 $|3q\rangle$ 的要软些, 因而可以解释 EMC 效应^[10]. 与此相适应, 计数规则也表明 $|6q\rangle$ 袋中胶子分布比 $|3q\rangle$ 袋中的应该软一些. 如果在 $x \rightarrow 0$ 这端我们假定 $|6q\rangle$ 中胶子行为仍然和 $|3q\rangle$ 时的一样, 那么 $|6q\rangle$ 中归一化的胶子分布函数

$$G_6(x) = \frac{1}{2} B(1, 12) x^{-1} (1-x)^{11}, \quad (9)$$

其中 β 函数 $B(p, q)$ 为归一化因子. 如果 A 核中有 A_3 个 $|3q\rangle$ 袋和 A_6 个 $|6q\rangle$ 袋 ($A = A_3 + 2A_6$), 则核中任一核子处于 $|6q\rangle$ 袋中几率为 $\alpha \equiv \frac{2A_6}{A}$. 这时整个核的胶子分布为

$$G_A(x, Q^2) = A_3 G_3(x, Q^2) + A_6 G_6\left(\frac{x}{2}, Q^2\right).$$

其中 $G_3 \equiv G_N$, 而 G_6 中出现 $\frac{x}{2}$ 是因为 $|6q\rangle$ 中的

$$x_6 = \frac{Q^2}{2m_6\nu} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{2m_N\nu} = \frac{1}{2} x.$$

平均到单个核子的胶子分布就是

$$\frac{1}{A} G_A(x, Q^2) = (1-\alpha) G_N(x, Q^2) + \frac{\alpha}{2} G_6\left(\frac{x}{2}, Q^2\right). \quad (10)$$

这样, 在多夸克集团模型中(8)式应改为

$$R(A, x, Q^2) = \frac{(1-\alpha) G_N(x, Q^2) + \frac{1}{4} \alpha G_6\left(\frac{x}{2}, Q^2\right)}{G_N(x, Q^2)}, \quad (11)$$

对于 $G_N(x, Q^2)$ 仍用[9]给出的, 而对 $G_6(x, Q^2)$ 则用近似的(9)式, 对于 Fe 核的 α 值我们取[10]估算的上限 30%. 这样得出的 R 比值为图 2 曲线 (b). 在 $0.02 < x < 0.08$ 的范围内, 平均 $R \sim 1.1$, 明显低于实验值下限.

(3) 核中有附加 π 介子的模型. Llewellyn-Smith 等^[11]认为核内除开核子外还存在一定数目的 π 介子, 从实验推算出原子核内单个核子截面时事实上已经把它们包括在内了, 而正是这点导致 EMC 效应. 这是因为 π 介子的 Bjorken 标度 x_π 比核子的 x 大得多 ($x_\pi = \frac{Q^2}{2m_\pi\nu} \approx 7x$), 在将 π 的分布函数中 x_π 折算为 x 时就软了 7 倍而使它们的贡献集中在 $0 < x \leq \frac{1}{7}$ 区间. 显然 π 中的胶子分布也会以同样的方式对 μ 在核上产生 J/ψ 粒子过程作贡献. 设 A 核中有 n_π 个 π , 它们的胶子分布 $G_\pi(x_\pi, Q^2)$ 也在[9]中给出, 参照(5)式得知这时(8)式应改为:

$$R(A, x, Q^2) = \frac{\frac{1}{A} x G_N(x, Q^2) + \frac{n_\pi}{A} x_\pi G_\pi(x_\pi, Q^2)}{x G_N(x, Q^2)}. \quad (12)$$

当我们取符合 Fe 核 EMC 效应的 $n_{Fe} = 10$ 计算, 得出 R 随 x 变化如图 2 中曲线 (c), 明显低于实验值下限. 如果要与实验值相符, 我们估算它应取 $n_{Fe} \sim 100$, 这显然是个不合理的数据.

(a) 到作用: 也就近乎为 0 的贡献的 J/ψ 的效应, 又琐的

$\frac{d}{dx}$
其中

$a = 2$

然而具 1.5; 图的贡

以解释 EMC 效应应该软一些。如 6q) 中归一化的 (9) 袋 (A = 核的胶子分布为

(4) 双光子图贡献。最近有人^[12]从 Primakoff 效应出发, 考虑附加上双光子图 3(a) 到 $\mu + A$ DIS 的图中, 来解释 EMC 效应。这样做是认为图 3(a) 有两点因素能起作用: 一是其中原子核处的光子顶点耦合强度正比于 Z^2 , 因而 $A(Z)$ 愈大时它的贡献也就愈大。二是此图在 $x \approx 0$ 处将使截面出现极为陡峭的尖峰, (它对应 μ 的散射角几乎为零, 正是 Primakoff 效应起作用的地方)。然而计算结果表明它在 $0.2 < x < 0.7$ 时的贡献几乎完全为零, 因而我们认为, 这种模型实际上并不能解释 EMC 效应。但是现在的 J/ψ 产生的数据都是在 x 很小的地方, 也许值得估算一下附加上双光子图 3(b) 带来的效果。然而双光子湮没和光子-胶子融合完全不同, 相应的截面关系式要重新另行推导。对于图 3(b) 中原子核的虚光子顶角我们采用了等效光子近似 (EPA) 方法, 经过繁琐的推导得出

$$\frac{d^2\sigma_{rr}}{d\nu dQ^2} = \frac{512\alpha^3(m_D^2 - m_c^2) \left(1 - \frac{4m_c^2}{m_{J/\psi}^2}\right)^{\frac{1}{2}} F}{27Q^2} \cdot \frac{x\Gamma(x)}{Q^4} \left[\frac{\nu}{4E^2} + \frac{E-\nu}{2E\nu} - \frac{Q^2}{8E^2\nu} \right], \quad (13)$$

其中 $\Gamma(x)$ 是 EPA 下原子核顶角处光子谱函数积分结果:

$$\Gamma(x) = \frac{\alpha Z^2}{\pi x} \left\{ \left(1 - \frac{x}{A}\right) \left[\ln \frac{at}{1+at} + \sum_{k=1}^3 \frac{1}{R(1+at)^k} \right] - \left(1 - \frac{x}{A}\right) x^2 m_N^2 a \left[4 \ln \frac{1+at}{at} - \frac{1}{at} - \frac{3}{1+at} - \frac{1}{(1+at)^2} - \frac{1}{3(1+at)^3} \right] \right\} \Bigg|_{t=x^2 m_N^2}^{t=\infty}, \quad (14)$$

$a = 2\langle r^2 \rangle$ 是原子核中 r^2 的平均值。于是, 考虑到双光子湮没图贡献后(8)式应改变为

$$R(A, x, Q^2) = \frac{G_A(x, Q^2) + \frac{8\alpha}{3\alpha_{rA}} \Gamma(x)}{G_N(x, Q^2)}, \quad (14)$$

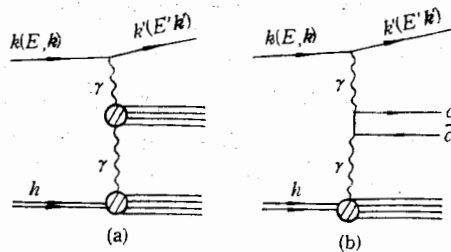


图 3 双光子图

- (a) 对 DIS 的 EMC 效应有贡献的双光子图
- (b) 对虚光生 J/ψ 产生过程有贡献的双光子图

然而具体计算后发现双光子湮没项只有当 $x < 0.0001$ 时才有明显的贡献而使比值 $R \geq 1.5$; 当 x 增加到 0.02 时 R 的值就减少到 $R \sim 1.0004$ (见图 2 曲线 (d)), 这表明双光子图的贡献也完全不能说明图 2 表出的实验数据。

三、

上面用几种曾被用来解释 EMC 效应的模型讨论了虚光生 J/ψ 粒子产生过程,以求了解束缚核子中胶子分布的变化。在考虑了 QCD 最低阶图形同时合理地选取了各模型中的参数值后,计算了不同核截面之间的比值。尽管现有实验数据误差很大,但用几种模型算得的结果总的说来都比实验数据偏小,就其趋势来讲也似乎与实验不符,因而不能满意地解释这些实验数据。究其原因可能不外乎以下几点:

(1) 几年前有人提出^[9],对于虚(实)光生 J/ψ 过程,可能不同于 DIS 和 Drell-Yan 过程,只考虑它们的最低阶 QCD 图也许是不够而必须计及较高阶图形的贡献。然而由于我们现在考虑的是截面间的比值,而不是截面本身,因此高阶 QCD 图,无论是硬子过程 $c\bar{c}$ 上的胶子修正,还是 u, d 夸克上的胶子修正,虽然可能使截面有较大改变,但对比值 R 不会带来实质性的影响;所以我们认为考虑高阶 QCD 修正不大可能改进这个问题的结果。

(2) 上面的这些模型其实都只是强调了某一种物理因素;然而客观实际上也许确有两种甚至三种因素在同时起作用。例如在原子核内也许真是一方面它的核子的禁闭半径比自由的大而另一方面核子之间又有些 π (或其它玻色子集团) 存在,这样两种因素的贡献应该相加地考虑而可能使计算结果符合实验数据。现今确有人用这种“两分量”模型来解释 EMC 效应中某些细节。我们也在重标度模型的基础上考虑核内存在附加的 π 介子,发现要取 $n_{fc} \sim 50$ 才能与实验拟合,这也是不合理的;因此我们认为在实验还没有显示出这方面更多证据以前,这样做可能意义不大。

(3) 值得注意在所有 DIS 实验中,EMC 效应只是在 $0.2 < x < 0.7$ 这一范围内得到了证实,各实验小组的数据在这区间内相洽;而在 $x < 0.2$ 内他们的数据误差都较大而且彼此存在矛盾。注意到我们这里虚光生 J/ψ 实验只有 x 很小时 ($0.026 < x < 0.085$) 的数据再结合上面的一些分析,我们认为计算结果与实验数据的分歧有可能是表明了核内核子的部分子分布在 x 很小时的变化,除开受那些由 EMC 效应涉及的因素的作用外,还可能有其它的未知因素在起作用。有关这点我们在分析 h-A 的 Drell-Yan 过程中 EMC 效应的影响时也得到了同样的看法^[14]。在 x 甚小时是什么因素在起作用现今还不清楚,但是从实验上比值 $R(A, x, Q^2)$ 表现出在小 x 时的反遮蔽 (antishadowing) 行为来看,似乎不象是通常原子核物理中讨论的那些原因。

参 考 文 献

- [1] EMC, J. J. Aubert et al, *Phys. Lett.*, 123B(1983), 275.
 [2] A. Bodak et al, *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 1431.
 R. G. Arnold et al, *Phys. Rev. Lett.*, 52(1984), 727.
 [3] EMC, J. J. Aubert et al, *Phys. Lett.*, 152B(1985), 433.
 [4] T. Weiler, *Phys. Rev. Lett.*, 44(1980), 304.
 [5] R. J. N. Phillips, Proc. of XX Inter. Conf. of High Energy Phys. Madison, Wisconsin, 1980, p. 1471.
 [6] J. P. Leveille, T. Weiler, *Nucl. Phys.*, B147(1979), 147.
 [7] R. L. Jaffe et al, *Phys. Lett.*, 134B(1984), 449.

[8]

[9]

[10]

[11]

[12]

[13]

[14]

I
 J/ψ
 functi
 perime
 explain
 our co

- [8] 刘连寿、彭宏安、赵维勤, 中国科学, A XXVIII (1985), 1008.
L. S. Celenz et al, *Phys. Rev. Lett.*, 53(1984), 892.
M. Jandel et al, *Phys. Rev.*, D30(1984), 1117.
- [9] D. Duke, J. Owens, *Phys. Rev.*, D30(1984), 49, 943.
- [10] C. E. Carlson et al, *Phys. Rev. Lett.*, 51(1983), 261.
- [11] C. H. Llewellyn-Smith, Oxford Univ. preprint 77/84.
- [12] G. Alexander et al, *Phys. Lett.*, 161B(1985), 384.
- [13] 参阅文献 [5].
- [14] 彭铁梁、李子邦、彭宏安, 高能物理与核物理, 10(1986), 438.

子产生过程,以求
里地选取了各模
很大,但用几种模
不符,因而不能满

DIS 和 Drell-Yan
的贡献。然而由
引,无论是硬子过
大改变,但对比值
改进这个问题的

实际上也许确有
核子的禁闭半径
样两种因素的贡
“两分量”模型来
存在附加的 π 介
为在实验还没有

7 这一范围内得
据误差都较大而
 $6 < x < 0.085$
可能是表明了核
因素的作用外,
Drell-Yan 过程中
作用现今还不
lowing) 行为来

MUON-PRODUCTION OF J/ψ PARTICLES AND THE DISTRIBUTION FUNCTION OF GLUON IN THE BOUND NUCLEON

HUANG WEI-CHENG

(Xinjiang University)

LI ZI-BANG PENG HONG-AN

(Peking University)

ABSTRACT

In this paper we have discussed the ratios between the cross sections of muon-production of J/ψ particles with models explaining the EMC effect in order to investigate the distribution function of gluon in bound nucleon. Comparing the calculated results with the relevant experimental data of EMC group in the small x region, we show that none of these models can explain the ratio satisfactorily. We have analyzed the plausible reasons and furnished it with our conjectures.