

# 核子的组分夸克模型与 $O + U \rightarrow \mu \bar{\mu} + X$ 过程\*

莫文玲

(唐山工程技术学院基础部, 唐山 063001)

何被民 段春贵

(河北师范大学物理系, 石家庄 050016)

彭宏安<sup>1)</sup>

(北京大学物理系, 北京 100871)

1992年10月12日收到

## 摘 要

用核子的组分夸克模型计算了氧 ( $O^{16}$ ) 核和铀核 ( $U^{235}$ ) 中核子结构函数并讨论了  $200\text{GeV}/N$  的  $O + U \rightarrow \mu \bar{\mu} + X$  Drell-Yan 过程. 与实验数据比较得到了相符的结果. 指出各种核效应合在一起, 对此过程的截面的最大影响可高达 15% 左右. 因此在讨论诸如探索胶子夸克等离子出现问题而分析  $J/\psi$  压低现象时, 原子核效应不可忽略. 此外唯象学分析表明在这过程中表征微扰 QCD 修正效果的  $K$  因子似应随轻子对质量  $m$  的增大而缓慢减小, 与 QCD 渐近自由直观想像和前人对此的有关分析相一致.

**关键词** 组分夸克模型, 原子核效应,  $K$  因子.

$l + A$  高能深度非弹散射 (DIS) 实验证实, 核内的结构函数与自由核子的有明显差别<sup>[1-3]</sup>. 核子结构函数中的原子核效应, 包括了核遮蔽效应、原子核结合能、核子的 Fermi 运动和 EMC 效应. 前三种效应是熟知的, 而 EMC 效应自 1983 年发现后, 对它的物理起因和机制提出了许多不同的模型和看法<sup>[4-8]</sup>. 经过改进后的实验检验, 特别是 NMC 组对多种核在小  $x$  处  $R_A(x, Q^2) \equiv F_2^A(x, Q^2)/F_2^N(x, Q^2)$  行为的精确测定<sup>[9]</sup>, 大多数模型已被排除, 如果单从粒子物理的角度来审视, 也许只留下修改后的重标度 (rescaling) 模型<sup>[10]</sup>和组分夸克模型 (CQM) 与实验相符<sup>[8,10]</sup>. 唯象分析指出 CQM 在  $0.001 \lesssim x \lesssim 0.9$ 、原子数  $4 \lesssim A \lesssim 200$  的一系列  $l + A$  DIS 实验上的结果与实验数据很好符合, 给人留下了深刻的印象.

\* 国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助.

1) 中国科学院理论物理所客座研究人员.

下一步应该将这些模型用到高能  $h_1(A_1) + h_2(A_2)$  碰撞大质量轻子对产生过程 (Drell-Yan 过程) 中去。由于 D-Y 过程涉及两个强子(或核)对撞以及虚光子  $\gamma^*$  的  $q^2$  由 DIS 中类空性转变为 D-Y 中的类时性, 带来了一些新因素和复杂性, 使得 D-Y 过程成为检验深度非弹模型的又一个独立而重要的场所。与此有关 NA38 组近年来发表了 200 GeV/N 的氧核 ( $O^{16}$ ) 与铀核 ( $U^{235}$ ) 的 D-Y 实验数据<sup>[11]</sup>。他们原意企图以 D-Y 过程为背景研究重离子碰撞时夸克-胶子等离子体 (QGP) 产生讯号—— $J/\psi$  压低, 因此在  $O+U$  质心系中在  $-0.17 \lesssim x_p \lesssim 0.65, 1.3 \lesssim m_{\mu\bar{\mu}} \lesssim 6.0 \text{ GeV}$  区间进行了精确的测量, 从而提供了非常好的检验场所。本文即是用 CQM 对此进行分析, 得到了与实验相符的结果并指出了一些物理上有意义的地方。

## 1 用 CQM 讨论 Drell-Yan 过程

### 1.1 CQM 中核内核子结构函数

此模型的基本思想是: 高能深度非弹问题中, 核子由三个非点的组分夸克组成, 而每个组分夸克中又包含了若干部分子(价、海夸克和胶子)。因而核子结构函数(相应的核子的部分子分布函数)是由核子中各种组分夸克的分布函数  $G_N^C(x)$  与组分夸克内部的部分子分布函数  $F_{C/N(A)}(x, Q^2)$  的卷积表出<sup>1)</sup>。模型认为原子核效应所施的影响可分解: 与非微扰 QCD 关联的核介质环境影响, 以及结合能效应和 Fermi 运动归之为核内核子中的组分夸克分布相对于自由核子发生改变, 而被  $\gamma^*$  撞击的部分子与其它核子中的微扰 QCD 作用, 以及与此相应的极小  $x$  时的胶子(海夸克对)间的融合(湮没)而导致的原子核遮蔽和反遮蔽效应, 则归之为组分夸克中的部分子分布函数相对于自由核子发生改变。

对于自由核子的结构函数, CQM 描述是

$$F_{2N}(x, Q^2) = \sum_C \int_x^1 dy G_N^C(y) F_{C/N}^v\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \sum_C \int_x^1 dy G_N^C(y) F_{C/N}^s\left(\frac{x}{y}, Q^2\right), \quad (1)$$

其中上标 v, s 分别表示价和海部分子。此模型认为 DIS 条件下组夸克分布函数与  $Q^2$  无关, 它满足两个基本(归一化)条件:

$$\int_0^1 dy G_N^C(y) = 1, \quad \int_0^1 dy \cdot y G_N^C(y) = \frac{1}{3}. \quad (2)$$

利用小  $P_T$  时多粒子产生数据和核子电磁形状因子数据<sup>[10]</sup>可将  $G_N^C(y)$  表为:

$$G_N^C(y) = B^{-1} \left( \frac{3}{2}, 3 \right) y^{\frac{1}{2}} (1-y)^2 = \frac{105}{16} y^{\frac{1}{2}} (1-y)^2, \quad (3)$$

$B(u, \nu)$  为 Bate 函数。将实验分析得到的  $F_{2,N}(x, Q^2)$  值和 (3) 式分别代入 (1) 式的

1) 目前远没有能用强作用动力学基本理论对 CQM 论证, 也没有能从实验上对它给出有判断性的支持。但在深度非弹等唯象学中 CQM 还是比较满意的。另外, 如果想从强子结构最本质的理解上, 对深度非弹过程中适用的夸克部分子模型与强子质量谱中适用的价夸克组分模型——目前的了解是此二者间有一系列的本质差异——之间的内在联系和它们之间的过渡机理有深入了解的话, 那么先先从各种唯象学角度研究 CQM 也许还是有益的尝试。

左右方,可由矩方程反解出  $F_{C/N}(x, Q^2)$ . 在  $Q^2 \simeq O(10)\text{GeV}^2/c^2$  间,考虑了实验数据误差后,发现结果对  $Q^2$  的依赖小得可以略去,得出

$$\begin{aligned} F_{C/N}^v(x) &= 0.509x^{\frac{1}{2}}(1-x)^{\frac{3}{10}}, \\ F_{C/N}^i(x) &= 0.08(1-x)^2. \end{aligned} \quad (4)$$

CQM 认为对核内核子, (2) 式仍然成立,但这时的  $G_A^c(y)$  应改为:

$$G_A^c(y) = B^{-1} \left( \delta_A + \frac{3}{2}, 2\delta_A + 3 \right) y^{\delta_A + \frac{1}{2}} (1-y)^{2\delta_A + 2}, \quad (5)$$

$\delta_A$  是反映原子核物质影响的形状因子, [8] 指明它可由协变简谐振子模型和核的几何图象分析给出. 再考虑到核的结合能效应和核子 Fermi 运动后,得到组分夸克分布函数  $G_A^{c'}(y)$  为

$$G_A^{c'}(y) = G_A^c \left( \frac{y}{\eta} \right) / \eta + \left( \frac{\lambda^2}{10} \right)^{d^2[G_A^c(\frac{y}{\eta})/s]} / dz^2 \Big|_{z=\eta} \quad (6)$$

$\lambda, \eta, \delta$  以及下面的  $\alpha, \beta, x_n$  等均为与 A 有关的参量.

CQM 再考虑到小  $x$  处胶子(海夸克)融合(湮没)引起的遮蔽和反遮蔽效应后,得到核内核子结构函数表达式

$$F_{2,A}(x) = \frac{5}{6} \int_x^1 dy G_A^{c'}(y) F_{C/N}^v \left( \frac{x}{y} \right) + F_{2,A}^i(x), \quad (7)$$

其中

$$F_{2,A}^i(x) = \begin{cases} \alpha_A(1-x)^{\beta_A}, & 0 \leq x \leq x_n \\ \left[ \alpha_A(1-x_n)^{\beta_A} - 4 \int_{x_n}^1 G_A^c(y) F_{C/N}^i \left( \frac{x_n}{y} \right) dy \right] f(x) + 4 \int_x^1 G_A^c(y) F_{C/N}^i \left( \frac{x}{y} \right) dy, & x \geq x_n \end{cases} \quad (8)$$

而

$$f(x) = \begin{cases} \left[ \frac{1 - \left( \frac{x}{2} \right)}{1 - \left( \frac{x_n}{2} \right)} \right]^{10} \left( \frac{x_n}{x} \right)^2, & x_n \leq x \leq 2x_n \\ \left[ \frac{1 - \left( \frac{x}{2} \right)}{1 - \left( \frac{x_n}{2} \right)} \right]^{10} \left( \frac{x_n}{x} \right)^2 \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{2x_n}{x} \right)^2 \left( 1 - \frac{2x_n}{3x} \right) \right], & x \geq 2x_n \end{cases} \quad (9)$$

$x_n$  为核遮蔽发生的起始点.

对于本文讨论的  $O^{16}$  和  $U^{235}$  核,按[8]公式分别算出氧核:  $\delta_o = 0.159, \eta_o = 0.9921, \lambda_o = 0.2438, \alpha_o = 0.2695, \beta_o = 6.740, x_{n,o} = 0.107$ . 铀核:  $\delta_U = 0.239, \eta_U = 0.9924, \lambda_U = 0.2837, \alpha_U = 0.1050, \beta_U = -1.536, x_{n,U} = 0.096$ . 将这些参量分别代入上面有关式后,经过运算就得到 CQM 中氧核和铀核内的核子结构函数.

## 1.2 $O^{16} + U^{235}$ Drell-Yan 过程公式

对于  $A_1 + A_2 \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$  过程,考虑到现今实验精度以及核函数对  $Q^2$  依赖很弱

后, 加上 QCD 微扰修正后的部分子模型下, 对应图 1 的截面是:

$$\frac{d^2\sigma^{A_1+A_2}}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Sx_1x_2} K \sum_i e_i^2 [q_i^{A_1}(x_1)\bar{q}_i^{A_2}(x_2) + \bar{q}_i^{A_1}(x_1)q_i^{A_2}(x_2)], \quad (10)$$

其中  $S = (P_{N_{A_1}} + P_{N_{A_2}})^2$ ,  $K$  为 QCD 修正因子, 其余符号均为常用的, (10) 式中的  $q_i^A(x)$ 、 $\bar{q}_i^A(x)$  是  $A$  核中的核子部分子分布函数, 在 CQM 中它们可以由通常的部分子模型 (PM) 中核子的结构函数  $F_{2,A}(x)$  和部分子分布函数的关系式

$$F_{2,A}(x) = \sum_i e_i^2 x [q_i^A(x) + \bar{q}_i^A(x)]$$

和关于海夸克与价夸克与  $q_i^A$ 、 $\bar{q}_i^A$  的关系, 再结合前面得到的 CQM 中核内核子结构函数后求出。定义

$$H^{A_1+A_2}(x_1, x_2) \equiv \sum_i e_i^2 x_1 x_2 [q_i^{A_1}(x_1)\bar{q}_i^{A_2}(x_2) + \bar{q}_i^{A_1}(x_1)q_i^{A_2}(x_2)], \quad (11)$$

则 (10) 式改写为

$$\frac{d^2\sigma^{A_1+A_2}}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9S(x_1x_2)^2} KH^{A_1+A_2}(x_1, x_2). \quad (12)$$

由  $m^2 \equiv m_{\mu\bar{\mu}}^2 = Sx_1x_2, x_F = x_1 - x_2$ , 上式改写为

$$\frac{d^2\sigma^{A_1+A_2}}{dx_F dm^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9S^2 x_1^2 x_2^2 (x_1 + x_2)} KH^{A_1+A_2}(x_1, x_2). \quad (13)$$

根据上面的说明, 在 CQM 中可将 (11) 式具体化为:

$$H^{A_1+A_2}(x_1, x_2) = 12F_{\Lambda_1}^s(x_1)F_{\Lambda_2}^s(x_2) + 2\frac{1}{2}F_{\Lambda_1}^v(x_1)F_{\Lambda_2}^s(x_2) + 2\frac{2}{5}F_{\Lambda_1}^s(x_1)F_{\Lambda_2}^v(x_2), \quad (14)$$

其中

$$\begin{cases} F_{\Lambda_i}^v(x_i) = \int_{x_i}^1 dy G_{\Lambda_i}^C(y) F_{C/N}^v\left(\frac{x_i}{y}\right), \\ F_{\Lambda_i}^s(x_i) = \frac{1}{4} F_{2,\Lambda_i}^s(x_i). \end{cases} \quad i = 1, 2. \quad (15)$$

将  $O^{16}$  核与  $U^{235}$  核的有关参数代入, 就得出  $O+U$  的 D-Y 过程的截面式。

## 2 结果与讨论

首先用上节的公式, 算出了氧核和铀核的核子结构函数  $F_{2,O}(x)$  和  $F_{2,U}(x)$ 。作为检验, 由它们求得了相应的  $R_A(x)$  随  $x$  的变化曲线, 现今没有关于氧核的实验, 但算得的  $R_O(x)$  很好地夹在实验给出的碳 ( $C^{12}$ ) 和铝 ( $Al^{27}$ ) 的  $R_A(x)$  之间<sup>[2]</sup>。对于超重的铀核它的  $A$  太大, 无法与已有实验相互参照, 但它的  $R_A(x)$  随  $x$  变化情况, 与多种  $A$  核的实验中  $R_A(x)$  曲线随  $A$  作内差后得出的结果相适应, 进一步说明了 CQM 的适用性。

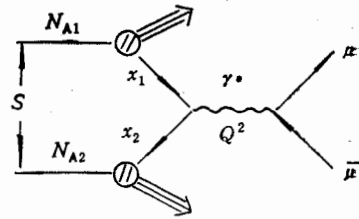


图 1 D-Y 过程简图

对于  $O + U \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ , 有两点结果值得提出:

(1) 原子核效应对  $O + U$  的 Drell-Yan 过程的影响.

将算出的 (13) 式对实验的  $x_F$  区间积分就得出  $\frac{d\sigma}{dm^2}$ . 为了考察核效应的影响, 我们计算了它与同样运动学条件下但略去了所有核效应 (即将 A 核看作是 A 个自由核子的简单结团) 时的比值

$$B \approx \frac{d\sigma}{dm} / \left( \frac{d\sigma}{dm} \right)_{Free} \quad (16)$$

随  $m$  变化的情况, 结果列在表 1 中. 可以看出各种核效应的总和, 对 D-Y 过程中  $\frac{d\sigma}{dm}$  的最大影响可高达 15% 左右. 特别是, 在 NA38 组为探索 QGP 而研究  $J/\psi$  产额压低处 ( $m \simeq m_{J/\psi}$ ), 也有 7% 左右的核效应的影响. 进一步看出在  $1.3 \lesssim m \lesssim 6.0 \text{ GeV}$  区间,  $B$  值随  $m$  增加时是由小变大, 超过 1 以后再逐渐缓慢变小. 由于几种不同的核效应的共同影响, 使得此曲线中出现两个极大, 对此不容易从直观图象作说明. 目前还没有与 NA38 组选择的运动学区间完全相对应的 N-N Drell-Yan 过程实验数据, 但估计不久在 SSC 上就可以做到. 这样用 CQM 求得的计算结果 (16) 式可以直接和实验比较, 它将是对此模型的一个独立而重要的检验.

表 1 核效应对  $O + U \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$  截面的影响 ( $K$  取为常数)

|  |                        |                        |                        |                        |                        |
|--|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| $\frac{1}{K} \frac{d\sigma}{dm}$ / $m(\text{GeV})$ | 1.3                    | 1.6                    | 2.0                    | 2.4                    | 2.8                    |
| NE.  | 4.117                  | 1.844                  | $7.421 \times 10^{-1}$ | $3.354 \times 10^{-1}$ | $1.643 \times 10^{-1}$ |
| NONE.  | 4.921                  | 2.025                  | $7.889 \times 10^{-1}$ | $3.418 \times 10^{-1}$ | $1.619 \times 10^{-1}$ |
| B  | 0.8365                 | 0.9107                 | 0.9407                 | 0.9812                 | 1.015                  |
| $\frac{1}{K} \frac{d\sigma}{dm}$ / $m(\text{GeV})$ | 3.0                    | 3.2                    | 3.6                    | 4.0                    | 4.4                    |
| NE.  | $1.177 \times 10^{-1}$ | $8.809 \times 10^{-2}$ | $4.574 \times 10^{-2}$ | $2.531 \times 10^{-2}$ | $1.431 \times 10^{-2}$ |
| NONE.  | $1.140 \times 10^{-1}$ | $8.196 \times 10^{-2}$ | $4.360 \times 10^{-2}$ | $2.401 \times 10^{-2}$ | $1.370 \times 10^{-2}$ |
| B  | 1.032                  | 1.075                  | 1.049                  | 1.054                  | 1.044                  |
| $\frac{1}{K} \frac{d\sigma}{dm}$ / $m(\text{GeV})$ | 4.8                    | 5.2                    | 5.6                    | 6.0                    |                        |
| NE.  | $8.215 \times 10^{-3}$ | $4.777 \times 10^{-3}$ | $2.815 \times 10^{-3}$ | $1.682 \times 10^{-3}$ |                        |
| NONE.  | $7.987 \times 10^{-3}$ | $4.745 \times 10^{-3}$ | $2.863 \times 10^{-3}$ | $1.747 \times 10^{-3}$ |                        |
| B  | 1.029                  | 1.007                  | 0.9832                 | 0.9625                 |                        |

NE——计入核效应, NONE——不计核效应.

(2)  $K$  因子随  $A$  和  $m$  的变化.

对于自由核子的 D-Y 过程讲,  $K$  因子表征微扰 QCD 的修正效果. 它定义为实验截面与相应的 naive D-Y 截面之比. 在一般的  $m_{\mu\bar{\mu}}$  和  $x_F$  区间变化不明显, 通常都近似为常数 ( $K \simeq 2.3$ ). 对于 N + A 的 D-Y 过程, [13] 曾由 QCD 次领头阶修正作出

了分析, 指出  $K$  因子应是随原子数  $A$  缓慢变动的函数。本文讨论两种不同核的 D-Y 过程, 仍可以参考该文的结论而定出这儿的常数。

图 2 给出了归一化的  $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dm}$  随  $m$  变化的计算曲线与 NA38 组实验数据的比较。当  $K$  因子取为常数时(虚线)与实验大致相符, 但在  $m$  大端明显偏大。考虑到  $K$  因子既然是表征微扰 QCD 修正, 而 D-Y 过程中 QCD 的耦合常数标度即  $m_{\mu\mu} (\equiv m)$ , QCD 的渐近自由性质使我们有理由相信,  $K$  因子应随  $m$  的增加而缓慢减小, 而这也正如近年来有关实验所指出的那样<sup>[4]</sup>。因此我们试图用  $K = ae^{-bm}$  ( $b$  为一小数) 进行计算, 的确得到了有明显改进的结果(图 2 中的实线)。

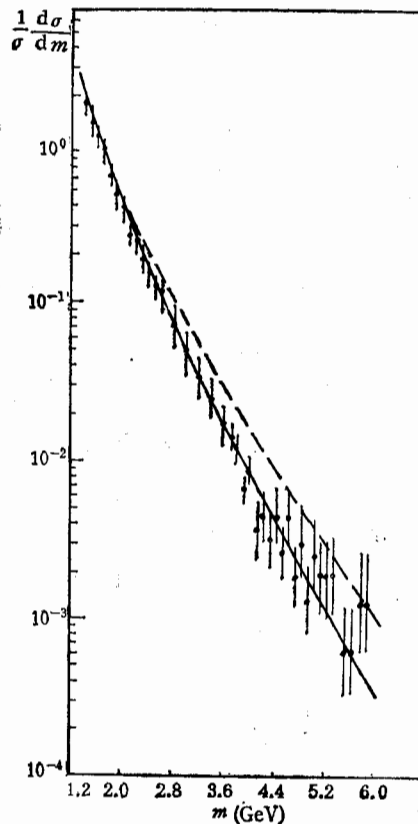


图 2  $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dm}$  对  $m$  的分布

实验数据 NA38 组 [11] 图中虚线取  $K = a$ , 实线  $K = ae^{-bm}$  ( $a = 2.3$  而  $b = 0.24$ )

综上所述, 本文可得如下结论:

- (1) 用 CQM 计算  $O + U$  的 D-Y 过程与实验数据符合。
- (2) D-Y 过程中  $K$  因子随  $m$  增加而缓慢变小这点再一次得到支持。
- (3) 探求 QGP 的  $J/\psi$  压低效应时, 核效应对  $J/\psi$  峰处的连续背景以及  $J/\psi$  本身的共振产生的影响不容忽视。

## 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.  
 [3] S. Fredriksson et al., *Phys. Rep.*, **144** (1987), 187.  
 [4] C. H. Llewellyn-Smith, *Phys. Lett.*, **128B** (1983), 107.  
 E. Ericson and A. W. Thomas, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 112.  
 [5] C.E. Carlson and T.J. Havens, *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983), 261.  
 [6] F.E. Close and R.G. Roberts, *Phys. Lett.*, **213B** (1988), 91.  
 [7] 刘连寿、彭宏安、赵维勤, 中国科学(英文版), **A28** (1985), 71.  
 [8] W. Zhu and J. G. Shen, *Phys. Rev.*, **41C** (1990), 1674.  
 [9] NMC P. Amaudruz et al., *Z. Phys.*, **51** (1991), 387.  
 [10] R. J. M. Covolan and E. Predaz, in "Problems of Fundamental Modern Physics" World Scientific Singapore (1991), 83.  
 [11] NA38 C. Baglin et al., *Phys. Lett.*, **220B** (1989), 471; **251B** (1990), 465.  
 [12] EMC J. Ashman et al., *Phys. Lett.*, **202B**(1988), 603.  
 [13] W. Zhu, L. Qian and J.G. Shen, *Phys. Rev.*, **D44** (1991), 2762.  
 [14] 郎宇平, 1985年 Yang-Mills 场论讨论会上的报告.  
 J. Badier et al., CERN EP 16/84, 1984.  
 P. Darriulat, CERN EP 152/84, 1984.

Constituent-Quark Model of Nucleon and  $O + U \rightarrow \mu \bar{\mu} + X$  Processes

Mo Wenling

(Section of Physics, Tang Shan Engineering Technology Institute, Tangshan 06300)

He Zhenmin Duan Chungui

(Department of Physics Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016)

Peng Hongan

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Received on October 12, 1992

## Abstract

In this paper using constituent-quark model of nucleon we have calculated nucleon structure functions of Oxygen nucleus and Uranium nucleus, and with which we have analysed  $O + U \rightarrow \mu \bar{\mu} + X$  Drell-Yan processes. The evaluated cross sections are in good agreement with recent data of the NA38 Group. We have shown the total influence of all nuclear effects acting on these cross sections could change its magnitude even about 15%, thus the nuclear effects should not be neglected when discussing problems such as searching quark gluon plasma in the suppression phenomenon of  $J/\psi$  yields. Further more, phenomenological analysis shows that the  $K$  factor which characterizes contribution of perturbative QCD in this process decreases slowly as the lepton pair mass  $m$  increases, which is consistent with asymptotic freedom of QCD and agrees with previous results on this problem.

**Key Words** Constituent quark model, Nuclear effects,  $K$  factor.