

# 核子的部分子统计模型、EMC 效应 和核内核子中胶子分布函数\*

李子邦 彭宏安

(辽宁师范大学) (北京大学)

## 摘 要

假定核子是部分子(夸克、胶子)组成的热力学系统,讨论了它的温度和化学势等热力学量,导出了核子中部分子的分数动量  $x$  分布与相应的统计分布间的关系式. 通过将核子中胶子与黑体中光子的类比,计算了核子的有效温度. 假定  $u$ 、 $d$  夸克的化学势相同并取合理值,再利用重标度方案定出核内核子温度的改变后,统计模型很好地解释了 EMC 效应. 认为胶子有小而负的化学势后,统计模型也较好地解释了虚光生  $J/\psi$  过程中束缚核子的与自由核子的胶子分布比值在小  $x$  处“过大”的问题.

## 一、引 言

近几年来人们对  $l$ - $A$  电磁深度非弹 (DIS) 中显示束缚核子结构函数的  $x$  分布相对自由核子发生软化的 EMC 效应进行了大量研究. 目前在  $0.20 \leq x \leq 0.70$  内几个实验组的数据相互协调; 几种不同理论也都能较好解释实验数据但在  $x \leq 0.20$  时各组的数据有些矛盾而亟待澄清; 几种理论结果彼此不一,难以判断那种比较正确<sup>[1]</sup>. 考虑到小  $x$  区接近强作用软过程的范畴而带来的其它复杂性,搞清楚它也许相当困难.

与此平行,84年 EMC 组<sup>[2]</sup>又从  $\mu + \text{Fc}$  (或 H. D)  $\rightarrow J/\psi + X$  实验推算出

$$0.02 < x < 0.08$$

间束缚核子的与自由核子的胶子分布比值  $R_g(x, Q^2, A) \equiv \frac{G^{(A)}(x, Q^2)}{G^{(N)}(x, Q^2)}$ . 发现它在这小  $x$  段中不但大于 1, 而且比 EMC 效应中比值  $R(x, Q^2, A) \equiv \frac{F_2^{(A)}(x, Q^2)}{F_2^{(N)}(x, Q^2)}$  大很多 (对照图 1 与图 3). 对此我们曾指出<sup>[3]</sup>它不可能用几种曾较好解释 EMC 效应的模型来说明,我们猜测这种“过大”问题也许反映了小  $x$  处夸克分布与胶子分布某种本质上的差异. 基于这种看法本文试图用核子的部分子统计模型讨论它们. 统计物理中许多现象表明,对于费米和玻色两种分布,在大能量时的行为相近而小能量时差别显著,它也许正适合我们的

\* 中国科学院科学基金资助的课题.  
本文 1986 年 9 月 8 日收到.

需要,从而猜想利用统计模型有可能一致性地符合  $R(x, Q^2, A)$  的和  $R_g(x, Q^2, A)$  的实验数据,而且还可能说明在小  $x$  处为什么  $R_g$  值比  $R$  值大很多.

将核子看作热力学系统,必须给出各子系的统计分布,定义并求出系统的温度和各子系的化学势. 由于色禁闭,可将核子看作为理想的保温球. 通过将核子中胶子与黑体辐射中光子类比,我们估算了自由核子的温度  $T$ ,它与其它文献<sup>[4,5]</sup>采用的温度范围相符. 关于子系化学势  $\mu$ ,我们在假定  $u, d$  夸克有同样化学势后,估算了夸克、及夸克化学势  $\mu_q, \mu_{\bar{q}}$  的值. 与通常认为胶子的化学势似应为零的看法不同,我们认为讨论小  $x$  处问题时允许而且需要引进小而负的  $\mu_g$ . 关于束缚核子中这些量如何变化,本文采用重标度方案,具体讲用<sup>[6]</sup>中的办法来求出核内核子体积温度和化学势随原子数  $A$  的变化.

基于所述,我们对有关参量取合理值后计算了  $R$  和  $R_g$  比值,对于  $R(x, Q^2, A)$  计算结果在  $0.20 \lesssim x \lesssim 0.70$  与实验很好符合. 而对于  $R_g(x, Q^2, A)$ ,在  $0 < x \lesssim 0.1$  内的计算结果与虚光生  $J/\psi$  得到的数据也符合较好;且当  $x$  从 0 值增大时,  $R_g$  先是急速地下降,  $x \sim 0.1$  时它已减小到与  $R$  值大致相等;此后随  $x$  增加减小甚缓,表明  $x$  增大到 0.1 后胶子与夸克在统计性质上差异在此已经不甚重要.

## 二、统计模型的热力学量和部分子分布函数

我们认为原子核中的核子和自由核子一样仍可采用口袋模型的物理图像. 由于本文是研究束缚核子在结构上相对于自由核子的变化,因此可以略去口袋内部分子间的作用(因而核子内各种部分子数守恒). 当核子中的部分子处于热平衡时,其内的夸克和胶子分别遵守费米统计和玻色统计分布:

$$f_F = \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} + 1} \quad (1)$$

$$f_B = \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} - 1} \quad (2)$$

其中  $E$  为子系能量,  $\beta = \frac{1}{kT}$ ,  $k$  为玻尔兹曼常数(用自然单位  $k = 1$ ).  $\mu$  是子系的化学势. 由量子统计得知对于费米子(及费子)讲  $\mu$  应为正(负);对玻色子讲  $\mu$  只可能为负值或零,否则将导致分布的发散.

现在讨论核子中的  $T$  和  $\mu$  如何确定. 从口袋模型看由于色禁闭,强子中的部分子不可能与口袋外的物理真空发生任何能量交换,因而就读不上平衡时口袋内外温度相等的要求. 从这种意义上讲可将强子看作为理想的保温球,它的内部可以定义反映带色部分子平均动量的等效温度  $T$ . 对于自由核子讲可用不同办法估算  $T$  值,一种简单而直观办法就是将核子中的胶子与黑体中的光子类比,利用斯蒂芬-玻尔兹曼定律

$$U = \frac{\pi^2}{15} VT^4. \quad (3)$$

因为 DIS 实验表明核子中胶子带的动量约为整个核子动量的一半. 因而能量也约为一半. 将这点用到(3)式就是取  $U \simeq \frac{mN}{2} \simeq 470 \text{ MeV}$ . 再考虑到自由核子半径  $\sim 0.8 \text{ fm}$ ,

第

由此

方案  
子仍式中  
对于已知  
 $\mu_q =$ 布的  
密度其中  
MeV某种  
[8]

积改

这点

更多  
不一  
不同  
很小  
在讨到一  
要小

1.

2.

的实

由此式估算出  $T \approx 160 \text{ MeV}$ . 这值与文献<sup>[4,5]</sup>采用的  $T = 100 - 300 \text{ MeV}$  相容.

各子  
集体辐  
相符.  
;学势  
问题  
示度方

由于  $T$  值与核子体积  $V$  有关, 束缚核子的  $T$  值将与自由时的不同: 按<sup>[6]</sup>中的重标度方案, 原子核内的核子所受的压力比自由核子的小因而其体积变大, 如认为这时核子中胶子仍然带了约一半能量, 则束缚核子的有效温度  $T^{(A)}$  就比自由的要低些.

量子统计中, “化学”反应达到平衡时, 各反应物间满足关系式:

$$\sum_i \nu_i \mu_i = 0. \quad (4)$$

式中下标  $i$  表示反应物或生成物,  $\nu_i$  为正负整数其绝对值代表式中第  $i$  种反应物数目. 对于核子中的“反应”如  $q + \bar{q} \rightleftharpoons g$  讲, 相应地有

$$\mu_q + \mu_{\bar{q}} = \mu_g \quad (5)$$

) 计算  
内的  
;地下  
0.1 后

已知光子的化学势  $\mu_\gamma$  等于零<sup>[17]</sup>, 如果将胶子与光子类比, 则  $\mu_g$  也应等于零, 这样就有  $\mu_q = -\mu_{\bar{q}}$ .

迄今对于如何确定  $\mu_q$ 、 $\mu_{\bar{q}}$  研究很少. 一种近似而简单估算  $\mu_q$  的办法是利用夸克分布的归一化条件, 即总分布归一到 3 个价夸克. 在假定  $u$ 、 $d$  夸克有相同化学势, 并将态密度函数近似为与动量无关的常数后, 此条件简化为:

$$3 = NV \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3p \left\{ \frac{1}{e^{\beta(E-\mu_q)} + 1} - \frac{1}{e^{\beta(E+\mu_q)} + 1} \right\} \quad (6)$$

本文  
的作用  
;胶子

其中  $N = 12$  是夸克味道与颜色度的简并因子. 上式已令  $\mu_{\bar{q}} = -\mu_q$ , 当右边  $T$  取  $200 \text{ MeV}$  后, 由它估算出  $\mu_q \approx 60 \text{ MeV}$ , 这与文献<sup>[4,5]</sup>采用的  $50 \lesssim \mu_q \lesssim 200 \text{ MeV}$  值相容.

由统计物理知, 满足粒子数守恒的费米子系统, 其化学势  $\mu$  与系统的粒子数密度  $n$  成某种正比例(对于非相对论性理论,  $\mu = an^{2/3}$ , 而对于相对论性理论,  $\mu = bn^{1/3}$ . 见文献<sup>[8]</sup>), 因而  $\mu$  与系统体积  $V$  成某种反比关系. 这样在利用重标度方案确定束缚核子的体积改变量  $\Delta V = (V^{(A)} - V)$  后, 原则上有可能求出相应的化学势改变量

$$\Delta\mu = (\mu^{(A)} - \mu).$$

(1)

这点在后面还要提到.

(2)

与化学  
的负值

对于核子中胶子的化学势问题, 除开上述的与光子类比得出  $\mu_g = 0$  以外, 几乎没有更多的讨论. 我们认为这种论点在估算  $T$  和  $\mu_q$ 、 $\mu_{\bar{q}}$  时是合理的, 但在确定  $\mu_g$  本身值时不一定对: 胶子场是存在自作用的非阿沛尔规范场, 正是它使得 QCD 在许多方面与 QED 不同; 另外低能唯象中也表明, 其中的非微扰效应在许多方面可以等效地归因为胶子具有很小的质量. 因此  $\mu_g$  就不一定严格等于零, 让它是个小而负的数值也许是合理的(至少在讨论  $x$  很小时的软过程区间问题时可以这样). 后面计算时对于自由核子我们取

$$\mu_g = -40$$

到  $-20 \text{ MeV}^2$ . 至于束缚核子的  $\mu_g^{(A)}$  值, 我们目前只能推测到它们的绝对值比  $\mu_g$  的还要小.

子不  
目等的  
;部分  
;直观办

(3)

现在讨论统计模型中核子的部分子分布函数与统计分布的关系. 由于 DIS 中的部分

为一

1) 光子是无静止质量又无自作用的粒子, 故在系统基态中, 无论是增加还是减少一个光子都不会引起黑体能量的改变, 因此  $\mu_\gamma = 0$ <sup>[17]</sup>.

8 fm,

2) 我们估算了  $\mu_g \neq 0$  时对确定有效温度的 (3) 式的影响. 发现即使让  $\mu_g = -50 \text{ MeV}$  后, 对于 (3) 式的修正也不会超过 5%. 证明这样做对前面的讨论不会有实质性的影响.

子分布函数是在无限大动量系中用分数动量描述的,这就涉及到统计分布的协变形式问题.关于这点可以借用讨论重离子碰撞中夸克胶子等离子理论导出的结果[9],得知协变形式的统计分布是将(1)、(2)式分别改为:

$$f_F(p) = \frac{1}{e^{\beta(u_\nu p^\nu - \mu)} + 1} \quad (7)$$

$$f_B(p) = \frac{1}{e^{\beta(u_\nu p^\nu - \mu)} - 1} \quad (8)$$

其中  $p^\nu$  为子系四动量,  $u_\nu$  为系统内部存在压力梯度造成的“定域”流速.然而我们这里由于整个核子内部处于平衡不存在内压梯度,因此  $u_\nu$  就简化为核子整体速度.此外我们也不考虑原子核内核子的费米运动,因此当取核静止系时,(7)、(8)式就还原为(1)、(2)式.

部分子模型时 DIS 截面表达式

$$\frac{d^2\sigma}{dQdE'} = \frac{2E'\alpha^2}{EQ^4} \sum_i e_i^2 \int (q_i(x) + \bar{q}_i(x)) \frac{Q^2}{2m_N} \delta\left(x - \frac{Q^2}{2m_N\nu}\right) dx \quad (9)$$

用统计模型描述时相应地改为:

$$\frac{d^2\sigma}{dQdE'} = \frac{2E'\alpha^2}{EQ^4} \sum_i e_i^2 \int (f_{q_i}(x) + f_{\bar{q}_i}(x)) n_i(p) \frac{Q^2}{2m_N} \delta\left(x - \frac{Q^2}{2m_N\nu}\right) V d^3p \quad (10)$$

$f_{q_i}(p)$  由(7)式给出,  $n_i(p)$  是与夸克味道、颜色有关的态密度因子,假定它与  $p$  无关后就简化为(6)式中的简并因子.因为 DIS 过程是在无限动量系中描述的,故(9)、(10)式中  $p = xP$ , 所以  $u_\nu p^\nu = xu_\nu P^\nu = xm_N$ , 这样在将(7)、(8)式用来讨论 DIS 问题时就应改为

$$f_q(x) = \frac{1}{e^{\beta(xm_N - \mu_q)} + 1} \quad (11)$$

$$f_g(x) = \frac{1}{e^{\beta(xm_N - \mu_g)} - 1} \quad (12)$$

为了与部分子模型近似程度匹配,应该让  $u$ 、 $d$  夸克的态密度因子相同并略去它对横动量  $p_\perp$  的依赖,这样就可将它变为  $n_q(x)$ . 于是对(10)式右边的  $p_\perp$  积分后得

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu dQ^2} = \frac{2E'\alpha^2}{EQ^4} \frac{5}{9} CV \int (f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)) x n_q(x) \frac{Q^2}{2m_N} \delta\left(x - \frac{Q^2}{2m_N\nu}\right) dx \quad (13)$$

其中常数  $c$  与  $(P_\perp^{Max})^2$  有关. 将(13)式与(9)式对比得出统计模型中夸克的动量分布与统计分布的关系式:

$$4(u(x) + \bar{u}(x)) + (d(x) + \bar{d}(x)) = 5CV x n_q(x) (f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)) \quad (14)$$

关于胶子动量分布,可以从  $\mu + N \rightarrow J/\psi + X$  过程分析得出. [10] 中给出了在半定域二元性假定和窄共振近似下此过程的截面表达式:

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu dQ^2} = f \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \int \frac{xG(x, \hat{Q}^2)}{\hat{Q}^4} \left[ \frac{\nu}{4E^2} - \frac{E-\nu}{2E\nu} - \frac{Q^2}{8E^2\nu} \right] \delta\left(x - \frac{\hat{Q}^2}{2m_N\nu}\right) dx \quad (15)$$

式中  $f$  是与  $m_c$ 、 $m_{J/\psi}$  有关常数,它是  $(c\bar{c})$  对强子化到  $J/\psi$  时百分数. 而

$$x \equiv \frac{m_{J/\psi}^2 + Q^2}{2m_N\nu} = \frac{\hat{Q}^2}{2m_n\nu}$$

式间  
协变

是 DIS 中有重夸克时的  $x$  变量, 统计模型时上式相应地为:

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu dQ^2} = f_{\sigma}^{\alpha_s(Q^2)} \int f_{\sigma}(p) n_{\sigma}(p) \frac{x}{Q^4} \left[ \frac{\nu}{4E^2} - \frac{E-\nu}{2E\nu} - \frac{Q^2}{8E^2\nu} \right] \delta\left(x - \frac{Q^2}{2m_N\nu}\right) V d^3p \quad (16)$$

平行于上述夸克分布函数的讨论, 得出部分子模型近似下胶子动量分布与统计分布的关系式:

$$G(x) = CVx n_{\sigma}(x) f_{\sigma}(x) \quad (17)$$

(8)

里由

们也

、(2)

束缚核子中部分子分布函数与自由核子的差别, 表现在 (14)、(17) 式右边的因子  $V$  以及  $f_q, f_{\bar{q}}$  中的参量  $m_N, T$  和  $\mu$  的取值不同. 具体计算时是给出自由核子时这些参量值, 然后利用文献 [6] 中的重标度方案, 定出束缚核子时它们的数值. 注意在上面讲到的近似下态密度因子  $n(x)$  与系统的热力学量无关, 因而在计算  $R$  和  $R_{\sigma}$  时, 它们由于同时出现在分子分母上而被约化掉.

### 三、结果与讨论

基于上述方案和现有的实验数据, 我们计算了不同原子核和不同  $Q^2$  值时的  $R(x, Q^2, A)$  和  $R_{\sigma}(x, Q^2, Fe)$  值. 首先, 由 (14) 式得出

(10)

$$R(x, Q^2, A) \equiv \frac{F_2^{(A)}(x, Q^2)}{F_2^{(N)}(x, Q^2)} = \frac{V^{(A)} [f_q(x; m_N^{(A)}, \mu_q^{(A)}, T^{(A)}) + f_{\bar{q}}(x; m_N^{(A)}, \mu_{\bar{q}}^{(A)}, T^{(A)})]}{V [f_q(x; m_N, \mu_q, T) + f_{\bar{q}}(x; m_N, \mu_{\bar{q}}, T)]} \quad (18)$$

后就

0) 式

应改

表 1 取  $r_0 = 0.8 \text{ fm}$ ,  $T = 200 \text{ MeV}$ ,  $\mu_q = 100 \text{ MeV}$  时, 不同原子核  $A$  算得的相应量  $r_A, T^{(A)}, \mu_q^{(A)}$  值

原子核	${}^4\text{He}$	${}^9\text{Be}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{27}\text{Al}$	${}^{40}\text{Ca}$	${}^{56}\text{Fe}$	${}^{107}\text{Ag}$	${}^{197}\text{Au}$
$r_A/r_0$	1.02	1.04	1.05	1.07	1.07	1.08	1.10	1.11
$V^{(A)}/V$	1.06	1.13	1.16	1.22	1.22	1.26	1.33	1.37
$T^{(A)}$ (MeV)	197	196	193	190	190	189	186	185
$\mu_q^{(A)}$ (MeV)	80	70	65	60	58	55	50	40

(11)

(12)

动量

(13)

布与

(14)

在半

(15)

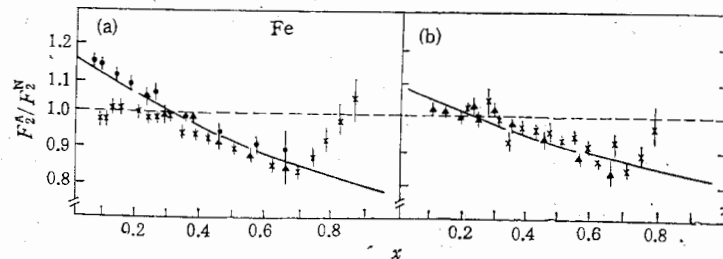


图 1 计算结果(实线)与实验数据的比较

(a) 是 EMC, SLAC 和 BCDMS 三组在  ${}^{56}\text{Fe}$  核上得的  $R$  值 ● EMC, × SLAC, ▲ BCDMS  
(b) 是 SLAC 组从  ${}^{12}\text{C}$  核和 BCDMS 组从  ${}^{14}\text{N}$  核上得的  $R$  值 ▲  $N_2$  BCDMS, ×  $C^2$  SLAC

在这里明显标出了统计分布  $f_{q,\bar{q}}$  对各参量的依赖。由于部分子模型近似下略去了  $q_i(x)$ ,

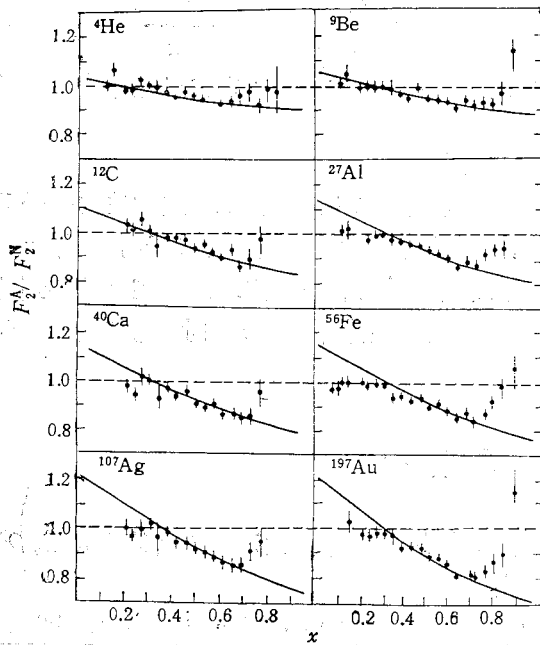


图 2 在  $2 \leq Q^2 \leq 20(\text{GeV}/c)^2$  时计算结果(实线)与 SLAC 组在一系列核上获得的  $R$  数据的对照

结合 EMC 组数据<sup>[2]</sup>我们用它计算了  $R_g(x, Q^2, \text{Fe})$ 。其中选取  $\mu_g = -20, -30$  和  $-40$

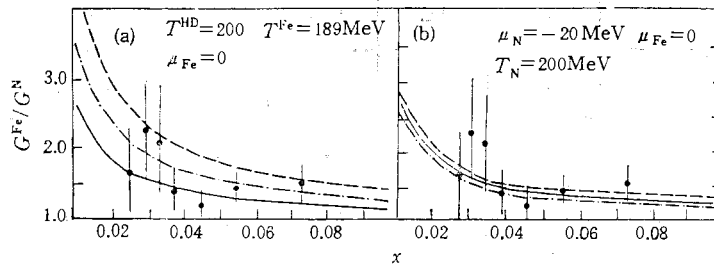


图 3 取不同参量值时的计算结果与 EMC 组得出的  $R_g$  值的对照。(a) 是  $\mu_g$  取不同值,  $---\mu_N = -40\text{MeV}$   $- \cdot - \mu_N = -30\text{MeV}$ ,  $- \mu_N = -20\text{MeV}$  (b) 是 Fe 核温度  $T(\text{Fe})$  取不同值  $---T_{\text{Fe}} = 194\text{MeV}$   $- T_{\text{Fe}} = 189\text{MeV}$   $- \cdot - T_{\text{Fe}} = 182\text{MeV}$

MeV 三种值;对于  $\mu_g^{\text{Fe}}$  则除开推测其绝对值应比  $\mu_g$  的小外很难再说些什么,因此我们简单地取  $\mu_g^{\text{Fe}} = 0$ , 结果见图 3。

由上可见,当我们采用统计模型结合重标度方案并选取适当参量值(特别是取不为零的  $\mu_g$  值)后,确能一致性地符合  $R(x, Q^2, A)$  和  $R_g(x, Q^2, A)$  实验数据。由图 1 和 2 看到,在我们模型的有效范围  $0.20 \leq x \leq 0.70$  内  $R$  值计算结果与现有几组实验数据都很好符合;对于比值  $R_g$  讲,由图 3 看到,计算结果也和 EMC 组的数据符合较好。

$\bar{q}_i(x)$  随  $Q^2$  的变化,上面  $R$  或  $F_2$  中对  $Q$  的依赖完全来自  $V^{(A)} m_N^{(A)}$ 、 $T^{(A)}$ 、 $\mu_{q,\bar{q}}^{(A)}$  等的重标度参量<sup>[6]</sup>。计算中我们取自由核子的  $m_N = 940 \text{ MeV}$ ,  $r_N = 0.8 \text{ fm}$   $T = 200 \text{ MeV}$ ,  $\mu_q = -\mu_{\bar{q}} = 100 \text{ MeV}$ 。由重标度方案<sup>[6]</sup>给出不同  $A$  核的  $m_N^{(A)}$  和  $V^{(A)}$ , 再由 (3) 式给出  $T^{(A)}$  值。目前还没有确定  $\mu_q^{(A)}$  随  $A$  改变的完善办法;一种简单的办法就是由重标度方案结合归一化条件 (6) 式求出  $\mu_q^{(A)}$  来。定性地讲,由于  $A$  增加时  $V^{(A)}$  逐渐增大,相应的粒子数密度  $n^{(A)}$  则变小,因而推断  $\mu_q^{(A)} < \mu_q$ 。由 (18) 式算得的结果见表 1 和图 1 和 2。

对于胶子分布,由 (17) 式得:

$$R_g(x, Q^2, A) \equiv \frac{G^{(A)}(x, Q^2)}{G(x, Q^2)} = \frac{V^{(A)} f_g(x; m_N^{(A)}, \mu_g^{(A)}, T^{(A)})}{V f_g(x; m_N, \mu_g, T)} \quad (19)$$

为  
是  
这  
子  
点  
中  
致  
的  
的  
理  
了

[1]  
[2]  
[3]  
[4]  
[5]  
[6]  
[7]  
[8]  
[9]  
[10]

$q_i(x)$ ,  
 中对  $Q$   
 $\mu_{q_i}^{(A)}$  等  
 自由核  
 $m T =$   
 由重标  
 $V^{(A)}$ ,  
 没有确  
 种简单  
 一化条  
 由于  
 立子数  
 $\mu_q$ . 由  
 和 2.

(19)

1-40

我们简

不为零  
 和 2 看  
 那很好

#### 四、最后作两点说明:

(1) 我们认为采用与重标度方案相结合的统计模型解释了 EMC 效应并不新奇, 因为从通常的夸克动量分布出发的重标度模型本身就做到了这点, 因此这里的结果只能算是达到了预期结果; 或者说只是用统计分布语言代替动量分布语言而已. 值得提出的是这方案同时解释了  $R_g$  值在小  $x$  处“过大”问题. 做到这一步的关键是两点: 一是突出了胶子统计性质——玻色分布, 二是  $\mu_g$  取不为零的负数. 对比 (11) 与 (12) 式可以看清这点, 正因为胶子统计分布取 (12) 式而且让  $\mu_g$  小而负, 使得当  $x$  很小时  $f_g(x)$  在 (19) 式中影响比  $f_q(x)$  在 (18) 式中的大得多, 而  $x$  增大时它的作用又很快减少到与  $f_q(x)$  的大致相同.

(2) 文献 [4, 5] 也是用统计模型讨论了 EMC 效应. 其中文献 [4] 只讨论了价夸克的分布, 用非相对论的经典的玻尔兹曼统计, 不同核的温度全由实验拟合得到. 他们得到的核子的温度和体积随  $A$  增加的相对改变量和本文相符合; 而文献 [5] 中则认为原子核中的核子有一定的几率解除禁闭, 他们只是对这部分 (如同导体中自由电子) 用统计模型处理, 其余的则认为和自由核子时完全一样. 以上两种办法都在  $0.2 \leq x \leq 0.7$  内很好解释了 EMC 效应, 但没有涉及核子的胶子分布函数在原子核中如何改变的问题.

作者感谢张肇西同志的有益讨论.

#### 参 考 文 献

- [1] R. G. Roberts. 1984 年 Bad Honnef 中能电子光子作用工作会议报告.
- [2] J. J. Aubert et al., (EMC), *Phys. Lett.*, **152B**(1985), 433.
- [3] 黄惟承、李子邦、彭宏安, 高能物理与核物理, **11**(1987), 175
- [4] C. Angelini et al., *Phys. Lett.*, **154B**(1985), 328.
- [5] S. Gupta & K. V. Sarma, *Zeit. Phys.*, **C29**(1985), 329.
- [6] 刘连寿、彭宏安、赵维勤, 中国科学, AXXVIII (1985), 63.
- [7] 朗道, 统计物理, (中文版) §104.1
- [8] 汪志诚, 热力学与统计物理.
- [9] R. C. Hwa OITS-293(1986) (预印本).
- [10] R. J. N. Phillips 1980 年 Wisconsin 第 20 届国际高能物理会议文集. p1040.

# STATISTICAL MODEL OF PARTONS IN NUCLEON, EMC EFFECT AND GLUE DISTRIBUTION FUNCTIONS OF NUCLEON

LI ZI-BANG

(Liao Ning Normal University)

PENG HONG-AN

(Peking University)

## ABSTRACT

Assuming a nucleon as a thermodynamical system composed of partons (quarks and glue), we have discussed its temperature  $T$  and chemical potential  $\mu$  and have derived relations between the  $x$  distribution functions of partons in the nucleon and its corresponding statistical distribution functions. Through comparing glue of the nucleon with photons of the black-body, we have got effective temperature of the nucleon. By assuming  $\mu$  of  $u, d$  quark to be the same and choosing their reasonable values, and after using the rescaling scheme to determine  $T$  of the nucleon, the statistical model could explain the EMC effect very well. If the gluon's chemical potential has a small and negative quantity, the statistical model could also fit the ratio  $R_p$  in  $\mu + N \rightarrow J/\psi + X$  process quite well and could explain why it seems "too large" in the small  $x$  region.

经作  
的比  
以与

测量  
前微

其中

一级  
的趋

验总  
于核  
响<sup>①</sup>;  
发,  
论结

\*