

相对论核模型和 EMC 效应*

侯云智 王一立

(山东大学, 济南)

摘 要

本文认为原子核是保持重子数守恒的若干核子和反核子的复合系统, 在核内有过剩的 π 介子担负核子或反核子间交换作用. 这些过剩 π 介子和反核子内的部分子带走一定动量份额, 从而可解释 x 中间区 EMC 效应的主要特征. 考虑到遮蔽-反遮蔽效应和费米运动后, 计算了多种原子核的 EMC 效应, 在 $0 < x < 1$ 的整个区间内, 理论结果与新近实验都有较好符合.

一、引 言

自 1983 年 EMC 效应^[1]被发现, 若干实验组^[2]充分肯定了这一意外现象. 至今已有近百篇论文试图解释它的产生机制, 主要有夸克集团模型^[3]、核物理模型^[4]和动力学重新标度模型^[5]等. 除最近有人以 Valon 模型^[6]解释小 x 区的行为外, 其它只多解释 $0.2 \leq x \leq 0.6$ 区间的 EMC 效应. 正如 Efremov^[7] 所指出, 从整体看这些机制都不太令人满意. 最近 EMC 组和 BCDMS 组以 C、Cu 和 Fe 核作靶的实验结果^[8], 充分显示出小 x 区 EMC 组早期结果^[1]的矛盾, 而与 SLAC 组和中微子实验^[2]等的一致性. 这些实验都表明在 Q^2 一定范围内, EMC 效应基本上不依赖 Q^2 , 且在小 x 区肯定了遮蔽-反遮蔽效应的存在.

Efremov^[7] 认为既然 A 核内核子间存在较强作用, 其中的粒子数应不守恒, 核内的核子和反核子将不断转换, 但重子数是守恒的. 根据核力的电荷无关性, 可假定每个核子或反核子的平均能量相等, 再考虑到费米运动, 在脉冲近似下, 该模型可给出 EMC 效应的主要特征. 然而这并不是标准的相对论核模型, 它没有考虑核内粒子间的较强相互作用的传递介子. 仿照 Berger 等人^[4]的工作, 认为核内粒子的结合与转换是通过交换 π 介子, 故核内每个核子或反核子周围平均 π 介子数将比自由核子的多. 但这种过剩 π 介子机制给出的小 x 区行为与新近实验^[8]明显不符.

本文首先对 Efremov 的模型加以修正. 在脉冲近似下来研究核内核子的结构函数与自由核子和 π 介子结构函数的关系. 然后讨论小 x 区的遮蔽-反遮蔽效应的影响, 并将该模型的理论结果与实验进行比较和讨论.

* 国家自然科学基金资助的课题.

本文 1987 年 10 月 4 日收到.

二、相对论核模型和遮蔽-反遮蔽效应

Efremov^[7] 的所谓相对论核模型认为原子核内只有核子和反核子, 若以 $N(z)$ 和 $\bar{N}(z)$ 分别代表核内动量份额为 z 的核子和反核子密度, 在脉冲近似下, 则 A 核内每个核子的结构函数与自由核子的结构函数关系可表示为

$$\begin{aligned} V_A(x, Q^2) &= \int_x^A dZ T_A^{N_s}(z) V_N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right), \\ F_A^s(x, Q^2) &= \int_x^A dZ T_A^s(z) F_N^s\left(\frac{x}{z}, Q^2\right), \\ G_A(x, Q^2) &= \int_x^A dZ T_A^s(z) G_N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right), \\ T_A^{N_s}(z) &= N(z) - \bar{N}(z); \quad T_A^s(z) = N(z) + \bar{N}(z). \end{aligned} \quad (1)$$

其中 V_A 、 F_A^s 和 G_A 分别为 A 核内的价夸克、单态夸克和胶子的分布函数, 而 V_N 、 F_N^s 和 G_N 是自由核子的相应分布函数. 若 M 和 m 分别为 A 核和自由核子的质量, 则由重子数和能动量守恒可推得以下求和规则:

$$\int_0^A T_A^{N_s}(z) dZ = 1; \quad \int_0^A Z T_A^s(z) dZ \doteq \frac{M}{Am} \approx 1. \quad (3)$$

既然核内有密度为 $\bar{N}(z)$ 的反核子, 并考虑到重子数守恒条件 (3), 故有

$$\int_0^A \bar{N}(z) dZ = \Delta > 0, \quad \int_0^A N(z) dZ = 1 + \Delta. \quad (4)$$

若假定核力是 C 不变的, 则每个粒子(核子和反核子)的平均能量相等

$$\bar{Z} = \left(\int_0^A N(z) Z dZ \right) \left(\int_0^A N(z) dZ \right)^{-1} = \left(\int_0^A \bar{N}(z) Z dZ \right) \left(\int_0^A \bar{N}(z) dZ \right)^{-1}.$$

由此可推得 A 核相关的单态和非单态分布函数 $T_A^s(z)$ 和 $T_A^{N_s}(z)$ 的“重心” Z_0 相重合,

$$\begin{aligned} Z_0 &= \left(\int_0^A T_A^{N_s}(z) Z dZ \right) \left(\int_0^A T_A^{N_s}(z) dZ \right)^{-1} = \left(\int_0^A T_A^s(z) Z dZ \right) \\ &\quad \cdot \left(\int_0^A T_A^s(z) dZ \right)^{-1} = \frac{1}{1 + 2\Delta}. \end{aligned} \quad (5)$$

这些动量为 Z 的核子与反核子在 A 核内的费米分布^[9-11]应为

$$T_A^s(z) = \begin{cases} \frac{3}{4Z_0} \left(\frac{m}{K_F} \right)^3 \left[\left(\frac{K_F}{m} \right)^2 - (Z - \eta)^2 \right], & \eta - \frac{K_F}{m} \leq Z \leq \eta + \frac{K_F}{m}; \\ 0, & Z \text{ 为其它值时.} \end{cases} \quad (6)$$

其中 K_F 为 A 核的费米动量, η 为核子和反核子所带走的动量份额. 而由 (4) 式立即推得

$$\int_0^A T_A^i(z) dZ = 1 + 2\Delta = \frac{1}{Z_0}. \quad (7)$$

我们认为只考虑到核内的核子与反核子分布 N 和 \bar{N} 是不够的, 这些粒子所以能结合成核 A 是由于它们之间有较强的相互作用, 而因色禁闭, 这种作用只能通过介子或夸克-反夸克对来传递, 在最低近似下只考虑交换 π 介子, 故核内应有过剩的 π 介子, 而核子和 π 介子对核 A 的结构函数的贡献是不相干的, 因此 (1) 式应改为

$$F_2^A(x, Q^2) = \int_{\pi} f_{\pi}^A(y) F_2^{\pi}(x/y, Q^2) dy + \int_x^A f_A^N(z) F_2^N(x/z, Q^2) dZ, \quad (8)$$

其中, $f_A^N(z) = T_A^i(z)$, 而 F_2^N 和 F_2^{π} 分别为自由核子和 π 介子的结构函数^[12,13]. 由动量守恒可得

$$\int f_{\pi}^A(y) y dy + \int f_A^N(z) Z dZ = 1. \quad (9)$$

由于核内存有过剩 π 介子, 由 (6) 可推得其核子和反核子所带的动量份额为

$$\eta/Z_0 = \int T_A^i(z) Z dZ = 1 - \int f_{\pi}^A(y) y dy, \quad (10)$$

其中 $f_{\pi}^A(y)$ 为 A 核内过剩 π 介子分布^[14],

$$f_{\pi}^A(y) = \langle n_{\pi} \rangle \frac{\Gamma(a+b+2)}{\Gamma(a+1)\Gamma(b+1)} y^a (1-y)^b. \quad (11)$$

参数 a 和 b 的取值范围较大, 依照^[14]取 $[a, b] = [1, 3]$ 或 $[2, 5]$. 由上式可推出过剩 π 介子的平均动量为 $\langle y \rangle = \int y f_{\pi}^A(y) dy = \langle n_{\pi} \rangle / 3$, 代入 (10) 式得

$$\langle n_{\pi} \rangle = 3(1 - \eta/Z_0). \quad (12)$$

N. N. Nicolaev^[15] 和 L. L. Frankfurt^[16] 等早就指出以原子核为靶的深度非弹在小 x 区应存在遮蔽效应. Jaffe^[16] 形象地解释为人射粒子“看不见” A 核背面的那些核子, 它们处在外层作用核子的阴影中, 这时散射截面行为类似于 $\pi R^2 \sim A^{2/3}$. 按照矢量为模型, 这种遮蔽效应正比于光子转变为矢量介子的几率 $\alpha(x)$. 探针分辨率将随 x 增大而提高, 被“看到”的核子数也增多, Nicolaev 定性给出在 $x < x_0$ 时可观察到遮蔽效应, 而 $x_0 \simeq m_{\pi}/m_N \simeq 0.05 - 0.1$. 在此区间内, 光子- A 核与光子- A 个自由核子的反应截面之比值为

$$R_r(x) = A^{1-\alpha(x)} F_2^A(x, Q^2) / A F_2^N(x, Q^2) = A^{-\alpha(x)} F_2^A(x, Q^2) / F_2^N(x, Q^2) \quad (13)$$

然而, 基于 A 核总动量的求和规则^[15,17] 和较大 x 区的部分子软化, 将伴随有反遮蔽效应, 而 x_0 为从遮蔽到反遮蔽起主导作用的转折点. 最近的实验^[8] 肯定了小 x 区遮蔽效应存在, 新的 EMC 组实验和 SLAC 组的结果基本一致. Edwards^[18] 根据实验数据也曾指出, 在 $x < 0.05$ 和 $0.05 < x < 0.2$ 应分别存在遮蔽和反遮蔽效应. 基于以上分析, 我们唯象地给出小 x 区的遮蔽效应因子 $\alpha(x)$, 为了探讨它对 x 的依赖性, 我们曾选用两种不同的形式:

$$\begin{aligned} \alpha_1(x) &= \frac{1}{15} (1 - 10x) (2 - 10x); \\ \alpha_2(x) &= \frac{1}{45} (1 - 10x) (3 - 10x). \end{aligned} \quad (14)$$

不少实验都证实一定 Q^2 范围内, EMC 效应对 Q^2 无明显依赖性, 依照惯用的 Owens^[12,13] 等一套 $Q_0^2 = 4\text{Gev}^2/c^2$ 的结构函数, 则 A 核的核子结构函数 $F_2^A(x)$ 和 EMC 效应 $R_A(x)$ 为

$$F_2^A(x) = \begin{cases} A^{-a(x)} \int_x^A f_N^A(z) F_2^N(x/z) dZ + \int_x^A f_\pi^A(y) F_2^\pi(x/y) dy & (0 \leq x \leq 0.2), \\ \int_x^A f_N^A(z) F_2^N(x/z) dZ + \int_x^A f_\pi^A(y) F_2^\pi(x/y) dy & (0.2 \leq x < 1) \end{cases} \quad (15)$$

$$R_A(x) = F_2^A(x) / F_2^N(x). \quad (16)$$

三、结果和讨论

该相对论核模型认为原子核 A 是由若干核子、反核子和过剩 π 介子组成。由 (2)、(3)、(4) 和 (5) 式不难推得

$$\int_0^A N(z) Z dZ = \frac{1 + \Delta}{1 + 2\Delta}. \quad (17)$$

设 ε/m 为核子的平均结合能, 则 A 核内的每个核子的平均能量为

$$\int_0^A N(z) Z dZ = 1 - \varepsilon/m,$$

利用 (17) 式可得

$$\varepsilon = \frac{m\Delta}{1 + 2\Delta} \simeq m\Delta. \quad (18)$$

在 $0.2 < x < 0.6$ 的中间区, EMC 效应有较准确的实验数据 $R_A(x)$ 。从 Owens 的结构函数可知, 对于中间 x 区, 其核子结构函数可近似写为 $F_2^N(x) \sim x^{\eta_1} \cdot (1-x)^{\eta_2} \sim (1-x)^{\eta_2}$, 将 $F_2^N(x/z)$ 在 $z \sim 1$ 附近作级数展开, 则 (16) 式近似化为

$$R_A(x) = F_2^A(x) / F_2^N(x) \simeq \delta_x^0 - \eta_2 \xi \delta_x^1 + \frac{1}{2} \delta_x^2 \eta_2 \xi [(\eta_2 - 1)\xi - 2] + \dots$$

其中, $\xi = x/(1-x)$, $\delta_x^i = \int_x^A (1-z)^i f_N^A(z) dZ$ 。若不考虑 π 介子贡献, 利用 (3) 式,

则 $\delta_x^0 \simeq \delta_0^0 = \int_0^A T_A^i(z) dZ = 1 + 2\Delta$, $\delta_x^1 \simeq \delta_0^1 = 2\Delta$, 故上式化为

$$R_A(x) \simeq 1 + 2\Delta(1 - \eta_2 \xi) + \dots \quad (19)$$

可见在 $\eta_2 \xi > 1$ (即 $x > \frac{1}{1 + \eta_2}$) 时, $R_A < 1$; 而 $x \leq \frac{1}{1 + \eta_2}$ 时, $R_A(x) \geq 1$, 这清楚地表现出 $x = x_c = \frac{1}{1 + \eta_2}$ 附近的 EMC 效应的主要行为。利用 A 核较准确的实验数

据 $R_A(x)$, 则由 (18) 和 (19) 式可估计 A 核内的反核子和过剩 π 介子密度和核子的平均结合能。例如, $R_{Fe}(0.5) = 0.9$, 由 $\eta_2 = 3.3$ 可推得 $\Delta_{Fe} \simeq 0.02$, 代入 (18) 式得 Fe 核内核子的平均结合能 $\varepsilon = 18.8\text{MeV}$, 这与标准核物理结果基本一致。

Berger^[14] 等曾依据标准核模型计算了 D、Al、Fe 和 Pb 四种核内平均过剩 π 介子 $\langle n_\pi \rangle$ 分别为 0.025, 0.119、0.126 和 0.142, 但拟合实验却要求 $\langle n_\pi \rangle_{\text{Fe}} \simeq 0.4$, 这约为理论值的 3 倍, 是个严重的矛盾. 但依据我们的相对论核模型仍认为 $\langle n_\pi \rangle_{\text{Fe}} \simeq 0.126$, 它带走的平均动量 $\langle y \rangle \simeq \langle n_\pi \rangle / 3 \simeq 0.04$, 由拟合实验值 $\Delta_{\text{Fe}} \simeq 0.022$ 和 (17) 式可推得 Fe 核内核子和反核子将分别带走动量为 0.94 和 0.02, 从而克服了 $\langle n_\pi \rangle$ 过大的矛盾.

图 1 给出该模型所对应的 EMC 效应的完整曲线 $R_{\text{Fe}}(x) = F_2^{\text{Fe}}(x)/F_2^{\text{N}}(x)$. 计算表明 $R_A(x)$ 对 $F_2^{\text{N}}(x)$ 和 $F_2^{\text{p}}(x)$ 的选取十分敏感, 我们曾选用 Aubert^[19] 等给出的结构函数做同样计算, 虽然 $R_A(x)$ 有明显下降, 但两者的基本趋势相同. 实线和虚线分别对应 (14) 式的遮蔽因子 $\alpha_1(x)$ 和 $\alpha_2(x)$, 多种核的实验数据似乎较符合 $\alpha_1(x)$. 对于 Fe

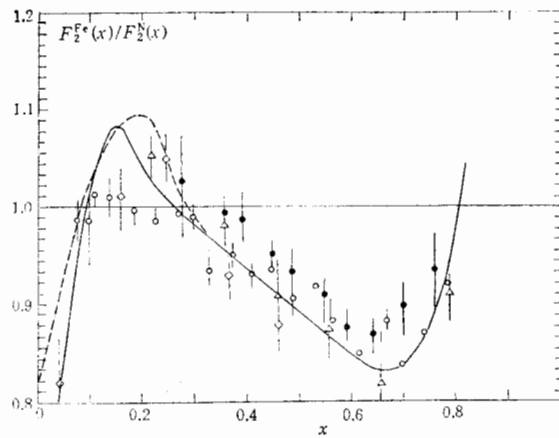


图 1 $R_{\text{Fe}}(x)$ 的理论曲线与各实验组数据比较

— $\alpha_1(x)$ - - - $\alpha_2(x)$
 \triangle BCDMS \circ SLAC
 \bullet SLAC \diamond Abramowicz et al.

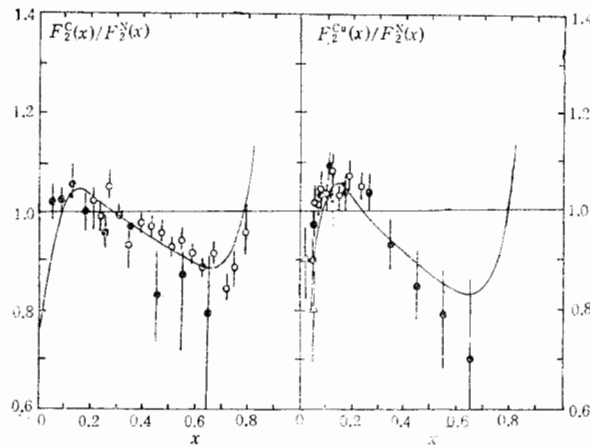


图 2 $R_c(x)$ 和 $R_{\text{Cu}}(x)$ 理论曲线与新近实验数据的比较

\bullet EMC, \circ E139, \triangle Goodman et al.

匀
C
)
)
、
7)
8)
结
一
、
9)
楚
数
均
核

核,小 x 区的三个实验组的早期结果明显不同,但都无法判断遮蔽-反遮蔽效应的存在。

图 2 给出 Cu 和 C 核的最新实验结果,它们与整个理论曲线符合较好。特别在小 x 区,克服了 Efremov 等模型定出 $R(x) > 1$ 与新实验的矛盾,从而肯定了小 x 区的遮蔽效应。

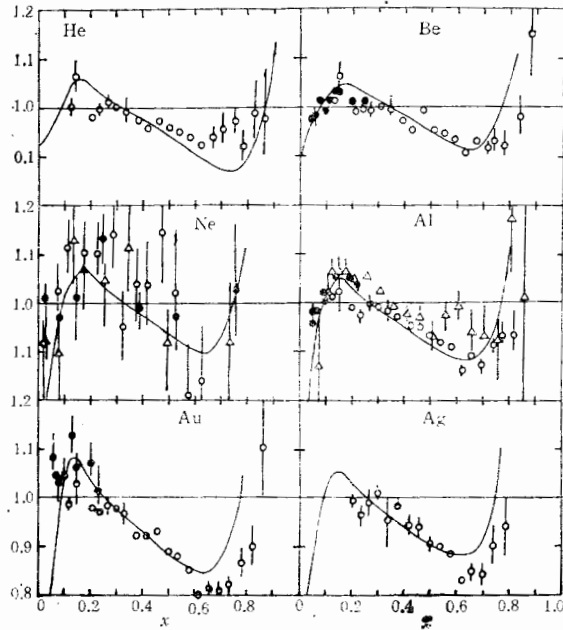


图 3 各种核的 EMC 效应理论曲线与 SLAC 等实验数据的比较

○ SLAC, ● Stein et al., △ Bodck et al.

图 3 给出 He、Be、Ne、Al、Ag 和 Au 等原子核的理论曲线 $R_A(x)$ 和 SLAC 等组的实验数据,基本趋势是一致的。它不仅反映出核效应对质量数 A 的依赖性,且进一步说明在小 x 区考虑遮蔽-反遮蔽效应的必要性。因此,在研究原子核的深度非弹时,可大体分为三个不同的机制区:一是存有遮蔽-反遮蔽效应的小 x 区;二是存有较多过剩 π 介子和反核子的 $0.2 < x < 0.7$ 的软化区,这里较大动量的部分子的减少将伴随着较小动量的部分子增多,而形成核效应的主体区;三是费米运动起主导作用的大 x 区。可见,所谓 EMC 效应实际上是个多种机制共存的综合现象。目前的实验误差较大,特别在小 x 区还缺乏更多的精确实验数据。虽然从总动量平衡的基本前题可推出反遮蔽效应的存在, Jaffe 等^[16,17]也曾对它们做过某些猜测和探讨,这里仅就最近的实验和唯象分析试给出遮蔽因子 $\alpha(x)$,但其实质机制还很模糊,仍需要从理论和实验两方面进一步去研讨它。

感谢张肇西、朱伟和何祯民等同志对该工作的有益讨论。在上机计算时,承蒙刘希明和赖晓平等的热情协助,深表谢意!

参 考 文 献

[1] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 275;

- [2] A. Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1431; **51**(1983), 534;
R. G. Arnold et al., (SLAC E139), *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 727;
BCDMS Collab., A. C. Benvenuti et al., JINR report E1-84-626;
A. M. Cooper, *Phys. Lett.*, **141B**(1984), 133;
- [3] H. Faissner et al., *Phys. Lett.*, **130B**(1983), 321; *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 900;
C. E. Carlson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 261;
W. Zhu et al., *Phys. Lett.*, **154B**(1985), 20;
- [4] J. Szwed, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 245;
M. Ericson and A. M. Thomas, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 112;
- [5] F. E. Close et al., *Phys. Lett.*, **129B**(1986), 346;
R. L. Jaffe et al., *Phys. Lett.*, **134B**(1984), 449;
Chang Chao-hsi and Chao Wei-qin, B1HEP-TH-84-20;
彭宏安, 刘连寿等, 中国科学, A 辑**11**(1985), 1008;
- [6] Chang Chao-hsi and Zhu Wei, AS-ITP-86-026, *Phys. Lett.*, **187B**(1987), 405;
- [7] A. V. Efremov, *Phys. Lett.*, **174B**(1986), 219;
- [8] T. Sloan, CERN/EP 86-111, WA25 and WA59 Collab. CERN/EP 86-217;
- [9] R. P. Bickerstaff et al., *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 3228;
- [10] C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 107;
- [11] R. P. Bickerstaff and G. A. Miller, *Phys. Lett.*, **168B**(1986), 409;
- [12] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49;
- [13] J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 943;
- [14] E. L. Berger et al., *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 398;
- [15] N. N. Nicolaev et al., *Phys. Lett.*, **55B**(1975), 397;
L. L. Frankfurt et al., *Phys. Rep.*, **76**(1981), 215;
- [16] R. L. Jaffe, Lecture presented at the 1985 Los Alamos School on Quark Nuclear Physics;
- [17] M. L. Strikman et al., *Sov. J. Nucl. Phys.*, **41**(2) (1985), 308;
- [18] A. W. Edwards, EMC/83/34;
- [19] J. J. Aubert et al., *Nucl. Phys.*, **B272**(1986), 158.

THE RELATIVISTIC NUCLEAR MODEL AND EMC EFFECT

HOU YUNZHI WANG YILI

(Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

A correct relativistic nuclear model is presented on the ratios of structure functions F_2^A (x, Q^2) measured in DIS with several different nuclei. We shall assume here that a nucleus consists of nucleons, antinucleons and excess pions, the pions being associate with the meson exchange forces responsible for nuclear binding, only the baryon number is conserved. It is also considered that shadowing-antishadowing and Fermi motion. Our results are consistent with the available recent data.

3 等
一步
可大
 π 介
小动
1, 所
小 x
的存
试给
研讨

|希明