

EMC 效应与光锥量子场论

马伯强 孙 信

(北京大学技术物理系)

摘 要

本文指出应用无穷大动量坐标系的编时微扰理论,或其等效形式,一般坐标系的光锥微扰理论处理轻子原子核深度非弹散射时,脉冲近似的适用条件成立并可忽略末态相互作用的贡献.为此,本文把光锥量子场论应用于强子-介子场,引入一个原子核的相对论性复合粒子模型,然后在此模型中应用脉冲近似来讨论轻子原子核深度非弹散射.

一、引 言

几年前发现的奇异现象——EMC 效应,事实上是所测到的核内束缚核子与氘内核子的散射微分截面之比^[1-3]与早期在核静止坐标系应用脉冲近似所得到的理论结果^[4]不相符合.为解释这种理论与实验的偏离,本文认为至少可选择两种方法:其一仍假设脉冲近似的有效性并忽略末态相互作用的贡献,但引入其它机制,例介子、夸克或核子束缚能,作为产生 EMC 效应的原因;其二首先检查脉冲近似的适用性,然后再在一个较为严格的理论框架中重新讨论轻子原子核深度非弹散射.多数现有模型,不论是采取非核子自由度还是核子自由度,实际上都是选择第一种方法;亦即它们都**假设**了脉冲近似的有效性.本文将证明,在无穷大动量坐标系编时微扰理论,或其等效形式,一般坐标系的光锥微扰理论中,脉冲近似的适用条件能够满足,因而可忽略末态相互作用的贡献.

为此,本文在第三章将光锥量子场论^[5]应用于强子-介子场来引入一个原子核的相对论性复合粒子模型,并在此模型中应用脉冲近似来讨论轻子原子核深度非弹散射.作为初级近似,本文只考虑核子自由度并忽略 Z 图贡献.作者发现,本文的结果虽可定性解释 EMC 效应的大致特征,还可解释 SLAC 数据的细致特征和 μ 数据在 x 较小处的行为,但计算数值比实验值要大 8% 左右.这说明,核子自由度本身不能解释 EMC 效应,还需引入除介子效应之外的其它机制,才能对 EMC 效应给出较好的描述.

二、脉冲近似有效性的分析

很多作者都做过脉冲近似有效性及其性质的研究^[7-9].今天,人们已认识到:在讨论

轻子核子深度非弹散射时,脉冲近似应该应用于无穷大动量坐标系的编时微扰理论,或其等效形式,一般坐标系的光锥微扰理论中.在轻子原子核深度非弹散射的情况下,很明显不能在夸克层次上把脉冲近似应用于一般坐标系的一般理论中,但可以期望在核子层次上这是合理的初级近似.然而, Jaffe 在几年前曾指出^[10],在实验室坐标系中,脉冲近似适用的条件对核子自由度只是非常弱的成立,对介子自由度甚至不成立.因而很明显,不能把在实验室坐标系的一般理论中应用脉冲近似看作一个严格的做法.

下面按照文献[11]中的方法,分析保证脉冲近似有效并忽略末态相互作用贡献的条件.

靶 A 的强子张量 $W_{\mu\nu}^A$ 可写成

$$W_{\mu\nu}^A = [1/4\pi] \int d^4x \exp(iq \cdot x) \langle A | J_\mu(x) J_\nu(0) | A \rangle, \quad (2.1)$$

其中 $x_\mu = (t, x, y, z)$, $J_\mu(x)$ 是靶状态 $|A\rangle$ 的强子流.在上式中,具有重要性的时间 t 和距离 x 应使得相因子 $\exp(iq \cdot x)$ 保持在相近于 1 的范围.

在脉冲近似的图像中,入射粒子与靶的散射可看成入射粒子与组成靶的各粒子的弹性散射的非相干迭加.它在具有重要性的时间 $\tau_{\text{int}} = t$ 远远小于把靶看成一系列粒子组成态的寿命 τ_{life} 的条件^[11]下将是一个好的近似.这样,靶的组成粒子在与入射粒子的作用过程中可看成是相对独立的,因而可忽略末态相互作用的贡献.

在无穷大动量坐标系 ($P \rightarrow \infty$, $q_0 = P \cdot q/P$, $q_3 = 0$) 的编时微扰理论中^[14],靶的四动量和轻子的四动量转移为

$$\begin{cases} P_\mu = ([P^2 + M_A^2]^{1/2}, 0_\perp, P); \\ q_\mu = (M_A v/P, \vec{q}_\perp, 0), \end{cases} \quad (2.2)$$

其中 q_μ 在 $P \rightarrow \infty$ 时满足定义方程

$$P \cdot q = M_A v, \quad q^2 = -Q^2. \quad (2.3)$$

由于

$$q \cdot x = P \cdot q t/P - \vec{q}_\perp \cdot \vec{x}_\perp, \quad P \rightarrow \infty, \quad (2.4)$$

具有重要性的时间 t 应为

$$t = \tau_{\text{int}} < P/P \cdot q = P/Mv. \quad (2.5)$$

为估计 τ_{life} ,把第 i 个组成粒子在垂直于 oz 坐标轴方向上的动量定义为 $\vec{k}_{i\perp}$,平行于 oz 轴的定义为

$$k_{iz} = y_i P. \quad (2.6)$$

为了保证动量守恒,需要

$$\sum_i \vec{k}_{i\perp} = 0, \quad \sum_i y_i = 1. \quad (2.7)$$

因此,寿命 τ_{life} 为

$$\begin{aligned} \tau_{\text{life}} &= 1 / \left[\sum_i (M_i^2 + \vec{k}_{i\perp}^2 + y_i^2 P^2)^{1/2} - (P^2 + M_A^2)^{1/2} \right] \\ &= 2P / \left[\sum_i ([M_i^2 + \vec{k}_{i\perp}^2] / y_i) - M_A^2 \right]. \end{aligned} \quad (2.8)$$

由此得到

$$\tau_{\text{int}}/\tau_{\text{life}} = \left[\sum_i ([M_i^2 + \vec{k}_{i\perp}^2]/y_i) - M_A^2 \right] / 2M_A\nu, \quad (2.9)$$

在 $\nu \rightarrow \infty$ 及 $y_i \neq 0$ 的情况下, $\tau_{\text{int}}/\tau_{\text{life}} \ll 1$, 亦即使脉冲近似有效的条件是满足的。

三、光锥量子场论中的轻子原子核深度非弹散射

第二章的结果说明如果想从一个更严格的基础上讨论轻子原子核深度非弹散射, 那么, 在无穷大动量坐标系编时微扰理论, 或其等价形式, 一般坐标系的光锥微扰理论

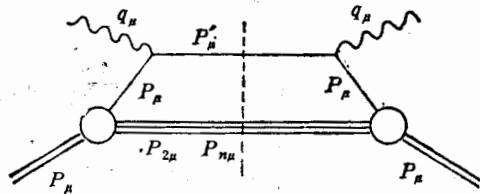


图1 原子核的相对论性复合粒子模型中靶核的强子张量 $W_{\mu\nu}$ 的计算

中进行计算是有优越性的。这意味需要一个由无穷大动量坐标系中的瞬式动力学 (Instant-Form Dynamics)^[12], 或一般坐标系的光面动力学 (Front-Form Dynamics) 所处理的原子核模型。为此, 本文把光锥量子场论^[13]应用于强子-介子场来引入一个

原子核的相对论性复合粒子模型。其中强子为核子、 Δ 共振态等, 介子为 ρ 、 σ 等, 它们是组成原子核的基本粒子。强子之间通过交换介子相互作用, 并可由例如最近 Machleidt 所总结的各种场来描述^[14]。这样, 原理上定义原子核的相对论性复合粒子模型。

下面在原子核的相对论性复合粒子模型中, 应用脉冲近似, 讨论轻子原子核的深度非弹散射。作为初级近似, 把原子核看作由核子组成的复合系统(即 $n = A$)并忽略 Z 图贡献。对靶核强子张量 $W_{\mu\nu}^A$ 的贡献可见图1, 图中虚线表示对末态求和。粒子的光锥四动量定义为

$$\begin{cases} P_{A\mu} = (M_A, M_A, 0_\perp); \\ q_\mu = (q^+, q^-, \vec{q}_\perp); \\ p_\mu = (p^+, [M^2 + \vec{p}_\perp^2]/p^+, \vec{p}_\perp), \end{cases} \quad (3.1)$$

其中 q_μ 满足定义方程

$$q^2 = -Q^2, \quad P_A \cdot q = M_A\nu. \quad (3.1')$$

利用光锥量子场论的计算规则^[23], 得到

$$W_{\mu\nu}^A = \int (d^2\vec{p}_\perp dp^+ / 16\pi^3 p^+) [\rho(p)/y] W_{\mu\nu}^N(p, p'), \quad (3.2)$$

其中

$$\begin{aligned} \rho(p) = & \int \prod_{i=2}^n (d^2\vec{p}_{i\perp} dp_i^+ / 16\pi^3 p_i^+) 16\pi^3 \delta^2 \left(\vec{P}_{A\perp} - \vec{p}_\perp - \sum_{i=2}^n \vec{p}_{i\perp} \right) \\ & \cdot \delta \left(1 - y - \sum_{i=2}^n y_i \right) |\phi(P_A; p, p_2, \dots, p_n)|^2, \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$W_{\mu\nu}^N(p, p') = (1/4\pi) \int (d^2\vec{p}'_\perp dp'^+ / 16\pi^3 p'^+) (2\pi)^4 \delta^3(p' - p - q)$$

$$\cdot \delta \left(p'^- + \sum_{i=1}^n p_i^- - P_A^- - q^- \right) \langle p | J_\mu(0) | p' \rangle \langle p' | J_\nu(0) | p \rangle. \quad (3.4)$$

在上面公式中,函数 $\rho(p)$ 是核内核子的动量分布, p 为光锥动量 (p^+, \vec{p}_\perp) , $W_{\mu\nu}^N(p, p')$ 是被撞在壳核子的强子张量,此核子在被撞前后的 4-动量分别是 p_μ 和 p'_μ , 其中 p'_μ 满足下面的虚光子与靶核之间的总“能量”守恒条件

$$\vec{p}'_\perp = \vec{q}_\perp + \vec{p}_\perp; \quad p'^+ = q^+ + p^+; \quad p'^- = P_A^- + q^- - \sum_{i=1}^n p_i^-. \quad (3.5)$$

用剩余核的有效质量的负分量 P_c^- 来替换 $\sum_{i=1}^n p_i^-$ (这是近似,但对结果不影响),于是得

$$\begin{aligned} q'^- &= p'^- - p^- = P_A^- + q^- - P_c^- - p^- \\ &= q^- - [(\vec{p}'_\perp + M_c^2)/(M_A - p^+) + (\vec{p}'_\perp + M^2)/p^+ - M_A], \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中 $M_c = \varepsilon + M_A - M$ 是剩余核的质量, $\varepsilon = M_c + M - M_A$ 是核子相对于原子核的分离能. 由此得到 p'_μ 与 p_μ 之间的差:

$$p'_\mu - p_\mu = q'_\mu = (q^+, q'^-, \vec{q}_\perp). \quad (3.7)$$

需指出 $q'_\mu \neq q_\mu$.

我们由下式计算靶核的散射微分截面

$$d^2\sigma/(d\Omega d\varepsilon') = [\alpha^2 \varepsilon' / q^4 \varepsilon^2] L^{\mu\nu}(e, e') W_{\mu\nu}^A, \quad (3.8)$$

其中 e, e' 分别是轻子的人射和出射能量, $L^{\mu\nu}(e, e')$ 是轻子张量:

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu}(e, e') &= \text{Tr}[(e' + m)\gamma^\mu(e + m)\gamma^\nu]/2 \\ &= 2(e'^\mu e^\nu + e'^\nu e^\mu - e' \cdot e g^{\mu\nu}), \end{aligned} \quad (3.9)$$

将(3.2), (3.9)代入(3.8),得到

$$d^2\sigma/(d\Omega d\varepsilon') = [\alpha^2 \cos^2(\theta/2)/4\varepsilon^2 \sin^4(\theta/2)] [W_1^A + 2\tan^2(\theta/2)W_2^A], \quad (3.10)$$

其中

$$\begin{aligned} W_1^A &= \int [d^2\vec{p}_\perp dp^+ / 16\pi^3 p^+] [\rho(p)/y] [W_1^N(p \cdot q'/M, q'^2) \\ &\quad + W_2^N(p \cdot q'/M, q'^2) \vec{p}'_\perp^2 / 2M^2], \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} W_2^A &= \int [d^2\vec{p}_\perp dp^+ / 16\pi^3 p^+] [\rho(p)/y] [(p_0 - \nu p_L / |\vec{q}|)^2 \\ &\quad - q^2 \vec{p}'_\perp^2 / 2|\vec{q}|^2] W_2^N(p \cdot q'/M, q'^2) / M^2, \end{aligned} \quad (3.12)$$

其中 $p_L = \vec{p} \cdot \vec{q} / |\vec{q}|$ 是 \vec{p} 在 \vec{q} 方向上的分量, $\vec{p}_\perp = \vec{p} - \vec{p}_L$ 是 \vec{p} 在垂直于 \vec{q} 方向上的分量.

下面考虑核内核子动量分布 $\rho(p)$. 由于目前还不知道波函数 $\Psi(P_A; p)$ 的表达式, 本文将由 Berger 的 Coester 近似方法^[6], 从非相对论性的波函数计算 $\rho(p)$. 注意到 \vec{p}_i 不是“核静止系的核子动量”, 引入内禀动量 $\{\vec{k}_1 \cdots \vec{k}_n\}$, 并由下式将 \vec{p}_i 与 \vec{k}_i 联系起来

$$\begin{cases} \vec{p}_{i\perp} = \vec{k}_{i\perp}; \\ p_i^+ = [k_{iz} + (\vec{k}_i^2 + M^2)^{1/2}] P_A^+ / M_0, \end{cases} \quad (3.13)$$

其中

$$M_0 = \sum_{i=1}^n (\vec{k}_i^2 + M^2)^{1/2}. \quad (3.14)$$

对于本文的目的,除了增加一个运动学因子外,非相对论性波函数是波函数 $\Psi(P_A; p)$ 的合理近似. 对较大的 A ,可以合理地用期望值 $\langle M_0 \rangle$ 作为 M 的近似,由此得

$$\rho(p) = \int n(\vec{k}) 2p^+ d^3\vec{k} \delta^2(\vec{p}_\perp - \vec{k}_\perp) \delta\{p^+ - (k_x + (M^2 + \vec{k}^2)^{1/2})P_A^+ / \langle M_0 \rangle\}, \quad (3.15)$$

其中 $n(\vec{k})$ 是核静止系的核子动量分布. 因此,可以把 (3.13)、(3.14) 和 (3.15) 代入 (3.10—12) 进行计算.

四、计算结果及其与实验的比较

为了计算,需要输入核子动量分布 $n(\vec{k})$,自由核子结构函数 $W_1^N(\nu, q^2)$ 、 $W_2^N(\nu, q^2)$,和核子与原子核的分离能 ϵ . 对 $n(\vec{k})$,用 Fermi 气体动量分布

$$n(\vec{k}) = \begin{cases} 6\pi^2/k_F^3 & |\vec{k}| \leq k_F \text{ 时;} \\ 0 & |\vec{k}| > k_F \text{ 时.} \end{cases} \quad (4.1)$$

其中 k_F 由电子原子核深度非弹散射准弹区的数据符合给出^[15],对 $A \sim 56$ 的核其值约为 260 MeV. 对 $W_2^N(\nu, q^2)$,用 Bodek 等人^[16]或 Duke 和 Owens^[17] 的符合公式. $W_1^N(\nu, q^2)$ 由下关系式给出

$$R = \sigma_L/\sigma_T = (1 + \nu^2/Q^2)W_2^N/W_1^N - 1, \quad (4.2)$$

其中,对 SLAC 数据, $R = 0.18$; 对 μ 数据, $R = 0$. 对 ϵ ,用由原子核的 $(e, e'p)$ 实验得到的主要值^[18],对 $A \sim 56$,其值约为 25 MeV.

由于 \vec{q} 的方向还未确定,有很多的 q_μ 满足定义方程(3.1'),因此还需固定坐标系

(3.1). 可证明在光锥微扰理论中,脉冲近似的适用条件应为 $q^+ = 0$. 因此,(3.1)中 q_μ 的解为

$$q_\mu = (0, 2\nu, \vec{q}_\perp). \quad (4.3)$$

其中 $\vec{q}_\perp^2 = Q^2$. 此时,由于公式(3.10—12)中的一切都是已知的,可对它们进行数值计算.

在计算之前,先定性分析 $q'_\mu \neq q_\mu$ 所造成的影响. 对应于 $p'_\mu - p_\mu = q_\mu$ 、 $p'_\mu - p_\mu = q'_\mu$ 的核子, Bjorken 变量为 $x = -q^2/2p \cdot q$ 、 $x' = -q'^2/2p \cdot q'$. 由于+分量在每一顶角守恒, $q^+ = q'^+ = 0$, 由此 $q^2 = q'^2$, 且

$$\begin{aligned} x' - x &= xp^+(q^- - q'^-)/2p \cdot q \\ &\approx x(q^- - q'^-)/q^-. \end{aligned} \quad (4.4)$$

因此在 Q^2 较大时可以忽略 q^- 与 q'^- 的差别.

图 2 显示了由本文模型得到的计算比率

$$r_1 = W_1^A/AW_1^N, \quad (4.5)$$

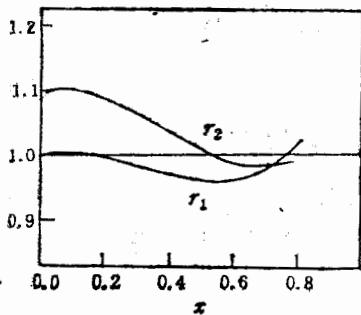


图 2 本文模型中比率 $r_1 = W_1^A/AW_1^N$ 和 $r_1 = W_2^A/AW_2^N$ 的计算值

$$r_2 = W_2^A / AW_2^N. \quad (4.5')$$

可以看出,得到的结果与 Bodek 和 Ritchie 早期 Fermi 弥散效应的结果^[4]是不一样的。我们有趣地看到,比率 r_1 和 r_2 按过去的期望应有相同的特征,但在本文中却在 x 较小处具有不同的行为。这意味着比率

$$r = [d^2\sigma^A/(dQ^2 dx)]/[Ad^2\sigma^N/(dQ^2 dx)], \quad (4.6)$$

具有 Q^2 和 ϵ 相关性。

图 3 显示了本文的计算结果与实验的比较。本文模型可定性给出文献[21,22]中给出的结论:即不仅能解释 EMC 效应的大致特征,而且还能解释 SLAC 数据的细致特征

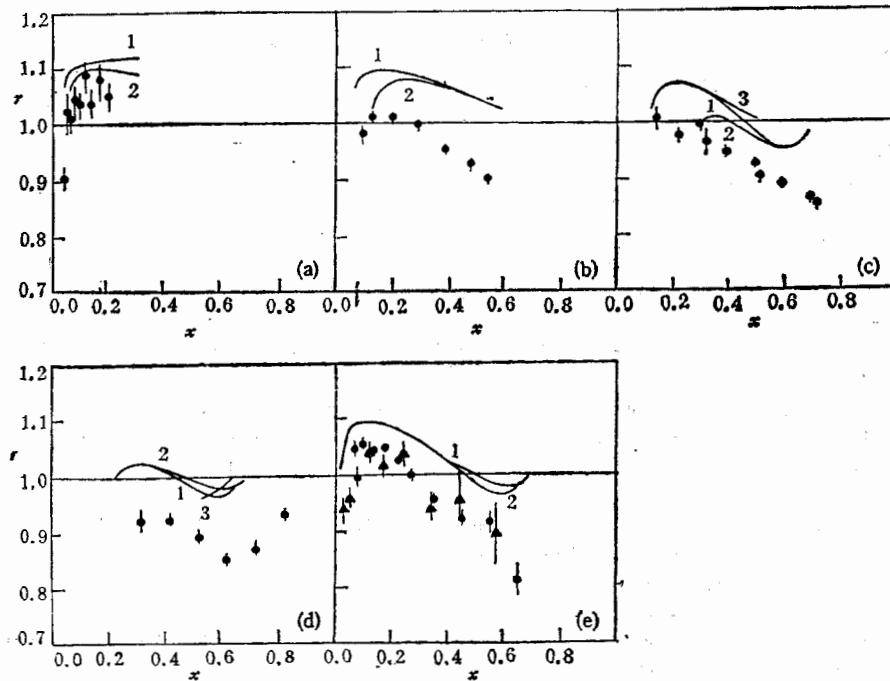


图 3 本文模型中 r 计算值与实验值的比较

图中曲线所使用的 W_2^N 的符合公式分别为 Bodek 等人^[16]和 Duke 与 Owens^[17]给出的;每一曲线所对应的参数 Q^2 和 ϵ ,以及实验值所对应的 Q^2 和 ϵ 的区域由图中给出。(a) SLAC $A = \text{Cu}$ 数据^[20]: $\epsilon = 10\text{GeV}$, $0.9 < Q^2 < 1.6\text{GeV}^2$. 曲线 1 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 20\text{GeV}$, $Q^2 = 1.0\text{GeV}^2$; 曲线 2 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 20\text{GeV}$, $Q^2 = 1.6\text{GeV}^2$. (b) SLAC $A = \text{Fe}$ 数据^[31]: $Q^2 = 2\text{GeV}^2$, $8 < \epsilon < 24.5\text{GeV}$. 曲线 1 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 25\text{GeV}$, $Q^2 = 2\text{GeV}^2$; 曲线 2 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 10\text{GeV}$, $Q^2 = 2\text{GeV}^2$. (c) SLAC $A = \text{Fe}$ 数据^[31]: $Q^2 = 5\text{GeV}^2$, $8 < \epsilon < 24.5\text{GeV}$. 曲线 1 Using fits in Ref. 17, $\epsilon = 25\text{GeV}$, $Q^2 = 5\text{GeV}^2$; 曲线 2 Using fits in Ref. 17, $\epsilon = 10\text{GeV}$, $Q^2 = 5\text{GeV}^2$; 曲线 3 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 25\text{GeV}$, $Q^2 = 5\text{GeV}^2$. (d) SLAC $A = \text{Fe}$ 数据^[31]: $Q^2 = 10\text{GeV}^2$, $8 < \epsilon < 24.5\text{GeV}$. 曲线 1 Using fits in Ref. 17, $\epsilon = 25\text{GeV}$, $Q^2 = 10\text{GeV}^2$; 曲线 2 Using fits in Ref. 17, $\epsilon = 10\text{GeV}$, $Q^2 = 10\text{GeV}^2$; 曲线 3 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 25\text{GeV}$, $Q^2 = 10\text{GeV}^2$. (e) \uparrow EMC $A = \text{Cu}$ 数据^[19]: $\epsilon = 120 - 280\text{GeV}$, $4.4 < Q^2 < 40.4\text{GeV}^2$; \downarrow BCDMS $A = \text{Fe}$ 数据^[19]: $\epsilon = 120 - 280\text{GeV}$, $14 < Q^2 < 200\text{GeV}^2$. 曲线 1 Using fits in Ref. 16, $\epsilon = 280\text{GeV}$, $Q^2 = 10\text{GeV}^2$; 曲线 2 Using fits in Ref. 17, $\epsilon = 280\text{GeV}$, $Q^2 = 10\text{GeV}^2$.

以及 SLAC 数据和 μ 数据在 x 较小处的行为。然而, 本文模型计算结果比实验值要大 8% 左右。与其它模型不同, 我们发现介子自由度的引入不能使结果变好。由于介子自由度会使 r 在 x 较小处上升并在 x 较大处下降, 因而使计算结果与实验的比较更差。这说明, 还有必要引入除介子之外的其它的机制才有可能较好地解释 EMC 效应。预期“Shadowing”效应的引入可能会使结果更好一些, 但这需进行论证才可下结论。

在本论文的准备、写作和修改过程中, 本文第一作者得到了胡济民先生的指导和热情鼓励, 并曾与张启仁、王正行、程檀生、余友文、赵维勤、黄涛、厉光烈等老师分别有过有益的讨论, 在此表示衷心感谢。

有关本工作的详细讨论及其发展, 读者可参见文献[23]。

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] R. G. Arnold et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1984), 727.
- [4] A. Bodek and J. L. Ritchie, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 1070; **D24** (1981), 1400.
- [5] S. J. Brodsky, *Lectures on Lepton Nucleon Scattering and Quantum Chromodynamics*, edited by A. Jaffe and D. Ruelle (Birkhauser, Boston, 1982), p. 255; *Quarks and Nuclear Forces*, edited by D. C. Fries and B. Zeitnitz (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1982), p. 81 and references therein. See also S. J. Brodsky, T. Huang and G. P. Lepage, *Particles and Fields*, edited by A. Z. Capri and A. N. Kamal (Plenum Publishing Corporation, 1983), p. 143.
- [6] E. L. Berger and F. Coester, *Workshop on Nuclear Chromodynamics: Quark and Gluons in Particles and Nuclei*, edited by S. J. Brodsky and E. J. Moniz (World Scientific, Singapore, 1986), p. 255. See also, E. L. Berger, F. Coester and R. B. Wiringa, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 398; E. L. Berger and F. Coester, *Phys. Rev.*, **D32**(1985), 1071.
- [7] S. D. Drell, D. J. Levy and T. -M. Yan, *Phys. Rev.*, **187**(1969), 2159; **D1**(1970), 1035.
- [8] S. D. Drell and T. -M. Yan, *Ann. Phys.*, **66**(1971), 578.
- [9] B. -Q. Ma, *Phys. Lett.*, **176B**(1986), 179.
- [10] R. L. Jaffe, *Comments Nucl. Part. Phys.*, **13**(1984), 39.
- [11] E. Leader and E. Predazzi, *An Introduction to Gauge Theories and the “New Physics”* (Cambridge University Press, Cambridge, 1982), ch. 14.
- [12] P. A. M. Dirac, *Rev. Mod. Phys.*, **21**(1949), 392; see also, H. Leutwyler and J. Stern, *Ann. Phys.*, **112** (1978), 94.
- [13] R. Machleidt, *Relativistic Dynamics and Quark-Nuclear Physics*, edited by M. B. Johnson and A. Pickensimer (Wiley-Interscience, New York, 1986), p. 71.
- [14] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **150**(1966), 1313.
- [15] E. J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 445; R. R. Whitney et al., *Phys. Rev.*, **C9**(1974), 2230.
- [16] A. Bodek et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 1471.
- [17] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49.
- [18] J. Mougey et al., *Nucl. Phys.*, **A262**(1976), 461.
- [19] BCDMS A. C. Benvenuti et al., *Phys. Lett.*, **188B**(1987), 483; G. Bari et al., *ibid.*, **163B** (1985), 282; EMC, J. Ashman et al., *ibid.*, **202B**(1988), 603.
- [20] S. Stein et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 1884; A. Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 534.
- [21] 马伯强, 北京大学技术物理系硕士论文, 1986 年; 马伯强、孙信, *高能物理与核物理*, **11**(1987), 430.
- [22] B. -Q. Ma and J. Sun, *Proc. Int. Symp. Medium Energy Physics, Beijing, 1987*, edited by H. -C. Chiang and L. -S. Zheng (World Scientific, Singapore, 1988), p. 635; 马伯强、孙信, *高能物理与核物理*, **12**(1988) 786.
- [23] B. -Q. Ma and J. Sun, *J. Phys.*, **C-16** (1990), 823.
B. -Q. Ma, *Chin. Phys. Lett.*, **7**(1990), 208.

THE EMC EFFECT AND THE LIGHT-CONE QUANTUM FIELD THEORY

MA BOQIANG SUN JI

(*Technical Physics Department, Peking University*)

ABSTRACT

We indicate that final state interactions can be neglected if one calculate deep inelastic lepton nucleus scattering in the time-ordered perturbation theory in the infinite momentum frame, or its equivalent, the light-cone perturbation theory in an ordinary frame. We thus extend the light-cone quantum field theory to baryon-meson field to establish a relativistic composite model of nuclei, and then apply the impulse approximation to deep inelastic lepton nucleus scattering in this model.

大
自
这
期

情
益

affe
and
rod-
num

and
also,
ster,

Uni-

112

:kesi-

2230.

282;

Chiang
1988)