

快报

关于弱中性流结构函数的 QCD 预言¹⁾

吴 济 民

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文利用我们从 QCD 理论得到的关于结构函数非单态分量的解析表达式(精确到次领头级), 并取新近实验测得的当 $Q^2 = 11 (\text{GeV}/C)^2$ 时的弱中性流结构函数作为初始输入, 对弱中性流结构函数(在标准弱电统一模型内)的无标度性破坏行为作出了 QCD 预言.

在轻子-强子深度非弹性散射中, 电磁流和弱流被用作为探针来探测核子内部结构. 自六十年代以来, 这一大类的实验提供了大量的关于核子结构的知识. 其中核子的结构函数或分布函数的行为是研究核子结构的一个重要研究课题, 现在已经知道核子的结构函数或分布函数不仅仅是 Bjorken 无标度性变量 x 的函数, 而且是传递动量 Q^2 的函数. 也就是说, 结构函数是无标度性破坏的.

核子是由夸克、反夸克和胶子组成的. 它们之间按量子色动力学规律相互作用. 在领头对数近似下, 它们的分布函数 $q(x, t)$ 、 $G(x, t)$ 的无标度性破坏行为遵从 Altarelli-Parisi 方程^[1]:

$$\begin{aligned} \frac{dq^i(x, t)}{dt} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q^i(y, t) + P_{qG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, t) \right] \\ \frac{dG(x, t)}{dt} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{Gq} \left(\frac{x}{y} \right) \sum_{i=1}^f q^i(y, t) \right. \\ &\quad \left. + P_{GG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, t) \right]; \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} t &= \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}, \\ \alpha_s &= \frac{1}{b_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad b_0 = \frac{33 - 2f}{12\pi}. \end{aligned}$$

f ——味道数=4.

1) 安嘉翔同志参加了部分工作
本文 1986 年 12 月 18 日收到.

P_{ij} 为已知的分裂函数, 它们经 Mellin 变换将给出 QCD 中相应的反常量纲。

我们曾经解析地求解了关于非单态分量的 A-P 方程^[2]。当输入起始条件 $q_V(x, Q_0^2)$ 后, 解析地得到了 $q_V(x, Q^2)$ 随 Q^2 的演化行为。利用这一理论结果, 我们成功地解释了实验上测得的下列非单态量的无标度性破坏行为^[3]: $F_2^{ep}(x, Q^2) - F_2^{eh}(x, Q^2)$, 弱带电流 $x F_3(x, Q^2)$ 、 π 介子价夸克分布函数以及 $F_2(x, Q^2)$ ($x > 0.3$) 和标度性破坏参数

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} F_2^{ep}(x, Q^2),$$

按照弱电统一理论, 除去弱带电流过程外, 还应当存在弱中性流过程^[4], 存在着弱中性流测得的核子结构函数。但是, 我们一直没有机会讨论这种结构函数的无标度性破坏行为。这是因为, 这一过程的始态与终态都含有中微子, 使得这一实验比较难做。最早, Baltay 等人^[5] 只测得这一过程的低统计事例数。最近, D. Bogert 等人^[6] 得到了高统计事例数的中性流结构函数, 使得这一讨论成为可能。

按照部分子模型, 在标准模型中, 中性流结构函数为(无论对 ν 或 $\bar{\nu}$ 入射)

$$F_2(x) = (u_L^2 + d_L^2 + u_R^2 + d_R^2)[xq(x) + x\bar{q}(x)] - (u_L^2 - d_L^2 + u_R^2 - d_R^2)2[xs(x) - xc(x)], \quad (2.1)$$

$$xF_3(x) = (u_L^2 + d_L^2 - u_R^2 - d_R^2)[xq(x) - x\bar{q}(x)]. \quad (2.2)$$

其中 $u_L, d_L (u_R, d_R)$ 分别为左手(右手)上夸克和下夸克的中性流耦合系数:

$$u_L = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w, \quad d_L = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w, \\ u_R = -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_w, \quad d_R = \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w. \quad (3)$$

θ_w 为 Weinberg 角, 目前平均值为 $\sin^2 \theta_w = 0.226 \pm 0.004$

D. Bogert 等人用中微子束和反中微子束分别测量了中性流深度非弹过程。为了测量准确, 他们在同一个实验中同时测量带电流和中性流过程。给出当 $Q^2 = 11$ (GeV/C)² 时, 关于中性流的分布(见 2.2 式)

$$xV(x) = xq(x) - x\bar{q}(x) = cx^a(1-x)^b, \quad (4)$$

系数 c, a, b 由数据贴合而得。其中贴合 1 是在选取了与带电流过程有相同的 a 值之后作出的贴合。而对于贴合 2, 则永远有:

$$\int_0^1 V(x) dx = 3. \quad (5)$$

表 1

	中性流贴合 1	中性流贴合 2
c	$3.59 \pm 0.63 \pm 0.62$	$3 \frac{\Gamma(a+b+1)}{\Gamma(a)\Gamma(b+1)}$
a	0.50	$0.48 \pm 0.10 \pm 0.10$
b	$3.54 \pm 0.40 \pm 0.41$	$3.38 \pm 0.62 \pm 0.54$

(2.2) 式指出, 中性流结构函数只含非单态分量。同样, 它也应当是无标度性破坏的。因此, 我们可以用已得到的关于 A-P 方程中非单态分量的解来讨论。已有的这个实验

式
流
示

结构。
匀结构
匀结构
函数。

1. 在
arelli-

(1)

结果正好选作为这个解的初始条件。为此,让我们给出有关的解。

设当 $Q^2 = Q_0^2$ 时,有

$$xV(x, t_0) = \frac{3}{B(a, b+1)} x^a (1-x)^b, \quad (6)$$

则在任意 Q^2 值下精确到带头级有^[2]:

$$\begin{aligned} xV(x, t_0) = & \frac{3}{B(a, b+1)} e^{s(\frac{3}{4}-c)} x^a (1-x)^b \left(\ln \frac{1}{x}\right)^s \\ & \sum_{M=0}^{\infty} \sum_{m=0}^M G_m(s) \mathcal{A}_{M-m}(a-1, b, s+m) \\ & \frac{\left(\ln \frac{1}{x}\right)^M}{\Gamma(s+m)}; \end{aligned} \quad (7.1)$$

其中

$$\begin{aligned} s = & \frac{4}{3\pi b_0} \ln \frac{t}{t_0}, \quad c \text{——欧拉常数,} \\ G_0 = & 1, \\ G_1 = & -\frac{s}{2} \\ G_2 = & \frac{3s^2 + 14s}{24}, \\ G_3 = & -\frac{s^3 + 14s^2 + 24s}{48}, \\ G_4 = & s \frac{(15s^3 + 420s^2 + 2420s + 2832)}{5760}, \\ & \dots \end{aligned} \quad (7.2)$$

我们还得到了精确到次带头级的非单态量解析表达式^[7]。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{g}^2(Q^2) - \bar{g}^2(Q_0^2)}{16\pi^2} \frac{3}{B(a, b+1)} e^{s(\frac{3}{4}-c)} x^a (1-x)^b \left(\ln \frac{1}{x}\right)^s \\ \sum_{M=0}^{\infty} \left(\ln \frac{1}{x}\right)^M \left[R_0(M, a, b, s) + \left(\ln \ln \frac{1}{x}\right) R_1(M, a, b, s) \right. \\ \left. + \left(\ln \ln \frac{1}{x}\right)^2 R_2(M, a, b, s) \right]; \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\frac{\bar{g}^2(Q^2)}{16\pi^2} = \frac{1}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln \ln Q^2 / \Lambda^2}{\left(\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^2}. \quad (9)$$

其余各量可从原文直接查得^[2,7]。一旦初始输入给出 Q_0^2, a, b , 在任意 Q^2 值下这些量都可求得。其中 $B(a, b)$ 为 Beta 函数。

我们选取(4)式中贴合 2 为初始输入,即取 $Q_0^2 = 11(\text{GeV}/c)^2$, 并取

$$\Lambda = 200 \text{ MeV}/c.$$

利用(2.2)、(3)、(7)、(8)式, 就可以预言出在任意 Q^2 值下, 精确到次带头级的弱中性流结构函数 $x F_3(x, Q^2)$ 的无标度性破坏行为(图 1)。在图 2 中单独给出次带头级的贡献, 显示出这一级的贡献确实已经很小了。按照习惯的图示方法, 在图 3 中给出了 $x V(x, Q^2) - Q^2$ 曲线(x 作为参数)。这些结果都显示了中性流结构函数的无标度性破坏行为。

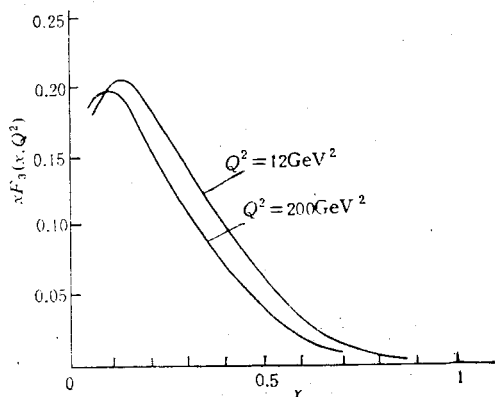


图 1 $x F_3(x, Q^2)$ 随 x 的变化关系
($\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$)

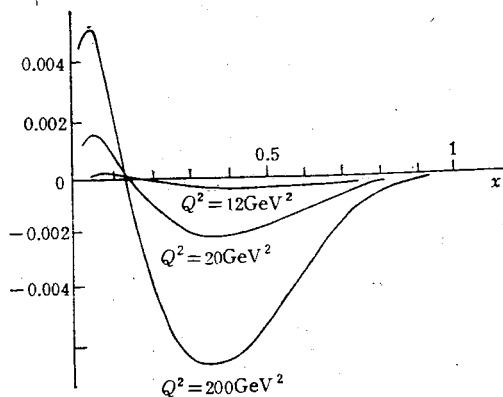


图 2 $x F_3(x, Q^2)$ 中次带头级
效应

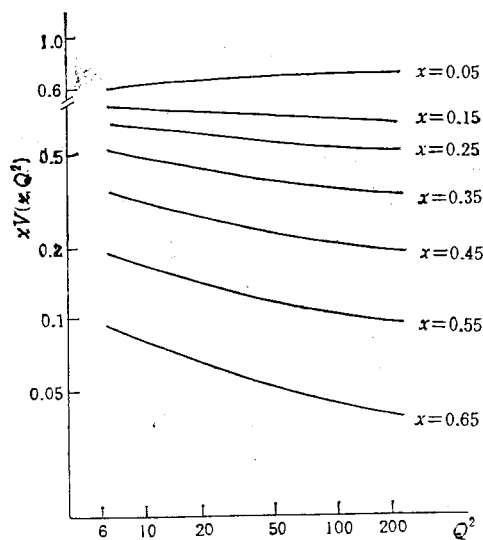


图 3

可惜的是, 目前还没有更多的 Q^2 值下的弱中性流结构函数实验结果可以与上述理论预言作比较。如果不久测得的结果符合上述预言, 则表示有关的理论考虑是正确的; 如果实验结果与理论预言相比有明显的系统的偏离, 进一步考虑的一种可能性就是要认真考虑对标准模型的修改。

参 考 文 献

- [1] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.*, **B126**(1977), 298.
 [2] 沈齐兴, 吴济民, 陆景贤, 赵佩英, 高能物理与核物理, **7**(1983), 170.
 [3] 沈齐兴, 吴济民, 陆景贤, 赵佩英, 高能物理与核物理, **7**(1983), 301; 309;
 沈齐兴, 吴济民, 张美曼, 陆景贤, 赵佩英, 高能物理与核物理, **7**(1983), 5.
 [4] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1264;
 A. Salam in "Elementary Particle Theory" (Stockholm, 1968) ed. by N. Svartholm, Almquist and Wiksells.
 S. L. Glashow, *Nucl. Phys.*, **22**(1961), 579.
 [5] C. Baltay et al., *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 916.
 M. Jonker et al., *Phys. Lett.*, **128B** (1983), 117.
 C. Baltay et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1948.
 [6] D. Bogert et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 574.
 [7] 吴济民, 陆景贤, 赵佩英, 高能物理与核物理, **8**(1984), 10.

QCD PREDICTIONS FOR WEAK NEUTRAL CURRENT STRUCTURE FUNCTIONS

WU CHI-MIN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Employing the analytic expression (to the next leading order) for non-singlet component of structure function which we got from QCD theory and putting recent experiment result of neutral current structure function at $Q^2=11$ (GeV/C)² as input, we give the QCD prediction for neutral current structure function of their scaling violation behaviours.

对
法
模
行

点
们
和
位
量
块

密
计
算
法