

# 光子结构函数的直接检验

罗 马 陈之江 韩 涛 岳 刚

(南开大学物理系)

1984年9月10日收到

## 提 要

本文基于喷注电荷截面方法,提出了一种直接测量光子结构函数的可行方案.

## 一、引 言

由于光子结构函数可以严格地用微扰 QCD 算出,而使之成为检验 QCD 的一个重要窗口.光子结构函数的领头对数阶计算,早由 Witten, Llewellyn, Smith 等人分别给出<sup>[1]</sup>,后来 Bardeen, Buras 又作了超领头阶的计算<sup>[2]</sup>,但后者在小  $x$  区得到负的结果.为了克服这个困难,人们希望能从实验中获得更多、更准确的光子结构函数的信息,从而指导理论的发展.除了目前已被人们广泛采用的  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$  实验方案外,近年来又有人提出在重  $\mu$  对产生过程  $\gamma p \rightarrow \mu^+\mu^-X$  中直接测定光子中夸克分布函数  $G_2^{\gamma}(x, Q^2)$  的设想<sup>[3]</sup>.这种方法有很多值得注意的优点:第一,它的反应截面要比前者大 1—2 个量级;第二,它的反应末态是正、反  $\mu$  对,而不是由夸克  $q, \bar{q}$  形成的喷注,因而更容易由实验所测定;第三,背景干净.

本文将采用一种新的方法对一些直接测量  $G_2^{\gamma}$  的可行方案进行探讨,并重点着眼于提高测量的精确性.众所周知,  $G_2^{\gamma}$  给出光子生成与母体共线的正反夸克的几率.这种过程多发生于光子与强子的高能碰撞中,因此在直接测量  $G_2^{\gamma}$  的反应截面中往往含有强子结构函数的因子.这些因子目前还不能完全从理论上加以计算,而依赖于某些唯象假定.如何压低这些唯象因素的影响正是本文所考虑的问题之一.

近年来,人们注意到在强作用过程中,计算末态正反强子  $h^+$  和  $h^-$  的截面差:

$$d\sigma(A+B \rightarrow h^+ + X) - d\sigma(A+B \rightarrow h^- + X)$$

有助于减少入射强子 A, B 中海夸克及胶子分布函数的影响<sup>[4-6]</sup>,文献[7]曾对截面差方法的优缺点作过分析,并提出一种喷注电荷截面的改进方案.该方案的要点如下:

1) 在强子 A 与 B 的碰撞中,定义一个可以用实验直接测定的新物理量,喷注电荷截面:

$$\bar{J}(x, y, i) = \sum_{abcd} G_A^a(x, Q^2) G_B^b(y, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \cdot \overline{e_{\text{jet}c}^i} \quad (1)$$

其中  $G_A^a(x, Q^2)$  ( $G_B^b(y, Q^2)$ ) 为强子 A(B) 中分子 a(b) 的分布函数,而  $x(y)$  是相应

部分子所携带的分数动量,  $Q$  是反应的动量转移,  $\frac{d\hat{\sigma}}{di}(ab \rightarrow cd)$  为子过程  $ab \rightarrow cd$  的微分截面,  $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$  为部分子  $c$  形成的喷注中所有强子电荷数代数和的多次测量平均值, 称为“ $c$  喷注平均电荷”。喷注电荷截面  $\overline{J}(x, y, i)$  的物理含义是在  $x, y, i$  处测到的各种“喷注平均电荷”的总密度。

2) 按照定义

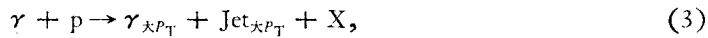
$$\overline{e_{\text{Jet}_c}} = \sum_h \int_0^1 e_h D_c^h(z) dz, \quad (2)$$

其中  $e_h$  为强子  $h$  的电荷与电子电荷绝对值之比;  $D_c^h(z)$  表示部分子  $c$  至强子  $h$  的碎裂函数, 而  $z$  为  $h$  的分数动量。显然,  $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$  比  $D_c^h(z)$  少了  $h, z$  两个参数, 在忽略碎裂过程的标度破坏情况下, 它可简化为常数。

3) 喷注电荷截面与截面差具有“等效性”, 也就是凡是截面差方法可以消去的有关过程, 用喷注电荷截面法同样可以消去。

喷注电荷截面用一个容易测定的常数  $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$  取代了复杂的碎裂函数  $D_c^h(z)$ , 无疑可使理论预言更加精确。

本文采用类似于喷注电荷截面的方法, 探讨了在下列反应中直接测定  $G_3^q$  的可能性。



分析表明, 这些反应的喷注电荷截面的表达式中都不包括质子的海夸克及胶子分布函数, 更与各种部分子的碎裂函数无关。这种方法还排除了反应 (3) 式里的两种分别与光子和质子的胶子分布有关的背景过程。计算表明, 此等过程的电荷截面都具有通常截面的量级, 为实验上更精确地测定  $G_3^q$  创造了条件。

## 二、关于喷注电荷

为了对  $\overline{e_{\text{Jet}_q}}$  的存在与稳定性作进一步的验证, 同时顾及本文数值计算的精确性, 我们用 F-F 模型<sup>(8-10), 1)</sup> 对各种夸克的  $\overline{e_{\text{Jet}_q}}$  作了较详细的讨论。

若 (2) 式中的强子  $h$  由夸克  $a$  和  $\bar{b}$  组成, 则有  $e_h = e_a - e_b$ , 于是

$$\overline{e_{\text{Jet}_q}} = \int_0^1 \sum_{a\bar{b}} (e_a - e_b) D_q^{a\bar{b}}(z) dz. \quad (6)$$

按文献[8],

$$D_q^{a\bar{b}}(z) = \delta_{qa} \gamma_b f(1-z) + \gamma_a \gamma_b \bar{F}(z), \quad (7)$$

其中  $\gamma_a (\gamma_b)$  表示从色场中激发出  $a(b)$  味道夸克的几率;  $f(1-z)$  为第一个始级介子的动量分布函数, 且满足  $\int f(1-z) dz = 1$ ;  $\bar{F}(z)$  为在  $z$  处发现所有阶权大于 1 的始级介子的几率,  $\bar{F}(z)$  由  $f(1-z)$  确定。

1) 刘汉照、陈之江, 私人通信。

由(6),(7)式可得

$$\overline{e_{\text{Jet}_q}} = e_q - \sum_b c_b \gamma_b. \quad (8)$$

这一点也可从图 1 中看到. 以  $e_q$  表示夸克电荷数, 有

$$e_q = e_q + e_{\bar{q}_1} + e_{q_1} + e_{\bar{q}_2} + e_{q_2} + \cdots + e_{\bar{q}_k} + e_{q_k},$$

只考虑介子的形成(重子的出现使问题复杂化, 而且只带来很小的数值修正), 以  $Q_i$  表示介子的电荷数, 则有

$$e_{\text{Jet}_q} = \sum_{i=1}^k Q_i = e_q - e_{q_k}$$

或

$$\overline{e_{\text{Jet}_q}} = e_q - \langle e_{q_k} \rangle. \quad (9)$$

与(8)式比较, 有  $\langle e_{q_k} \rangle = \sum_b c_b \gamma_b$ , 可见该常数正比于味对称性破坏的程度. 以  $\lambda = \gamma_s / \gamma_u$  表示奇异夸克的抑制因子, 当  $\lambda$  从 0 变至 1 时,  $\langle e_{q_k} \rangle$  及相应的喷注平均电荷的计算值表 1 所示.

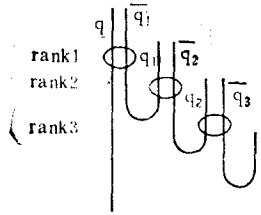


图 1

表 1

$\lambda$	$\langle e_{q_k} \rangle$	$\overline{e_{\text{Jet}_q}}$			
		$u$	$d$	$s$	
1.000	0.0000	0.6666	-0.3333	-0.3333	严格 $SU(3)$ 味对称
0.500	0.0666	0.6000	-0.4000	-0.4000	大 $P_T$ 区 pp 碰撞 <sup>1)</sup>
0.267	0.1077	0.5588	-0.4411	-0.4411	小 $P_T$ 区 <sup>1)</sup>
0.220	0.1171	0.5495	-0.4504	-0.4504	碎裂区 <sup>1)</sup>
0.000	0.1666	0.5000	-0.5000	-0.5000	无 $s$ 夸克的 $SU(2)$ 味对称

从表 1 中看出, 无论在各种反应中的  $\lambda$  值如何变化, 喷注平均电荷的值都接近 (但不等于) 于其初始夸克的电荷数, 而且从大  $P_T$  到小  $P_T$ , 从中心区到碎裂区, 其变化在  $1/20$  之内. 因此喷注平均电荷在各种反应中都是一个确定的物理量.

1) 刘文照, 陈之江, 私人通信.

## 三、光子结构函数的直接检验

方法 1 测量反应  $\gamma + p \rightarrow \gamma_{xP_T} + \text{Jet}_{xP_T} + X$  的类电荷截面(如图 2)

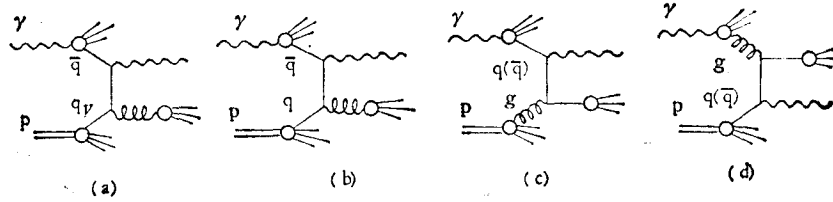


图 2

$$\bar{J}_1(x, y, z) = \sum_{ab} G_\gamma^a(x) G_p^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{dz} (ab \rightarrow \gamma + \text{Jet}_{xP_T}) \cdot \overline{e_{\gamma-a}^{axi}}. \quad (10)$$

注意,这里的  $\overline{e_{\gamma-a}^{axi}}$  与(1)式中的  $\overline{e_{\text{Jet}_c}^{axi}}$  稍有不同. 由光子结构函数的定义可知, 在入射光子生成一个共线分子的同时, 还会在轴向留下很多碎片, 它们也组成了一个喷注, 可称为入射光子的轴向喷注, 它的一个显著特征就是喷注轴与入射光子平行.  $\overline{e_{\gamma-a}^{axi}}$  正是入射光子轴向喷注的平均电荷. 显然(10)式是喷注电荷截面方法的一个推广, 故称为类电荷截面.

$\overline{e_{\gamma-a}^{axi}}$  与入射光子生成的共线分子的种类  $a$  密切相关. 由电荷守恒原理可知

$$\overline{e_{\gamma-a}^{axi}} = \overline{e_{\text{Jet}_a}^{axi}} = -\overline{e_{\text{Jet}_a}^{axi}},$$

于是

$$\begin{aligned} \bar{J}_1(x, y, z) &= - \sum_{ab} G_\gamma^a(x) G_p^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{dz} (ab \rightarrow cd) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_a}^{axi}} \\ &= - \sum_{af} \left[ \sum_b G_\gamma^a(x) G_p^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{dz} (ab \rightarrow cd) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_a}^{axi}} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{b'} G_\gamma^a(x) G_p^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{dz} (ab' \rightarrow c'd') \cdot \overline{e_{\text{Jet}_a}^{axi}} \right] \end{aligned}$$

式中  $\sum_{af}$  表示对夸克  $a$  的可能味道求和. 由于  $G_\gamma^a(x) = G_\gamma^{\bar{a}}(x)$ , 故得

$$\begin{aligned} \bar{J}_1(x, y, z) &= \sum_{af} G_\gamma^a(x) \left[ \sum_{b'} G_p^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{dz} (ab' \rightarrow c'd') \right. \\ &\quad \left. - \sum_b G_p^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{dz} (ab \rightarrow cd) \right] \cdot \overline{e_{\text{Jet}_a}^{axi}}. \quad (11) \end{aligned}$$

显然, 能使上式括号中为零的所有过程都对  $\bar{J}_1$  无贡献. 可见(11)式给出了判别一个过程对  $\bar{J}_1$  是否有贡献的必要条件.

对反应截面  $d\sigma(\gamma p \rightarrow \gamma_{xP_T} + \text{Jet}_{xP_T} + X)$  有贡献的过程共有四种, 分别示于图 2(a)–(d). 由(11)式知, 只有过程(a)可对  $\bar{J}_1$  提供非零贡献. 可见,  $\bar{J}_1$  与普通截面相比, 少了(b), (c), (d) 三种过程所包含的质子中夸克和胶子分布等不确定因素的影响.

$$\bar{J}_1(x, y, i) = \left[ G_\gamma^{\bar{u}}(x) G_p^{u\bar{v}}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di}(\bar{u}u \rightarrow \gamma g) \cdot \overline{e^{je_{\bar{u}}}} \right] + [u \leftrightarrow d], \quad (12)$$

而

$$\frac{d\hat{\sigma}}{di}(\bar{q}q \rightarrow \gamma g) = 8\pi\alpha\alpha_s e_q^2 \cdot (i/\hat{u} + \hat{u}/i)/(9s^2)^{[14]},$$

其中  $s, i, \hat{u}$  是子过程的 Mandelstam 变量,  $e_q$  是以电子电荷绝对值为单位计算的夸克电荷数, 比如:  $e_u = 2/3, e_d = -1/3$  等等.

在测量  $\bar{J}_1$  时, 若考察末态光子的横向和纵向相对动量 ( $x_T, x_L$ ) 分布, 则有

$$\begin{aligned} x_T &= P_{1T}/E, \quad x_L = P_{1L}/E, \quad x_J = P_{2L}/E, \\ a_L &= (x_T^2 + x_L^2)^{1/2}, \quad a_J = (x_T^2 + x_J^2)^{1/2}, \\ \hat{s} &= 4xyE^2, \quad \hat{i} = 2xE^2(x_L - a_L), \quad \hat{u} = 2xE^2(x_J - a_J), \\ x &= (a_L + a_J + x_L + x_J)/2, \quad y = (a_L + a_J - x_L - x_J)/2, \\ \Delta &= \partial(x, y, i)/\partial(x_L, x_T, x_J) = (\hat{s}x_T)/(2a_L a_J), \end{aligned} \quad (13)$$

其中 ( $P_{1T}, P_{1L}$ ) 和 ( $P_{2T} = P_{1T}, P_{2L}$ ) 分别是末态光子和喷注的横向和纵向动量,  $E$  是  $\gamma$ -p 质心系中入射粒子能量. 而

$$\begin{aligned} \bar{J}_1(x_T, x_L) &= \int \Delta \cdot \bar{J}_1(x, y, i) dx_J \\ &= \int dx_J \{ (\pi\alpha\alpha_s x_T)/(9E^2 x^2 y^2 a_L a_J) \} \cdot [((a_L - x_L)/(a_J - x_J)) \\ &\quad + (a_J - x_J)/(a_L - x_L)] \cdot [x G_\gamma^{\bar{u}}(x) \cdot y G_p^{u\bar{v}}(y)] \\ &\quad \cdot [(4e_{\text{Jct}\bar{u}}/9) + \overline{e_{\text{Jct}d}}/72]. \end{aligned} \quad (14)$$

这里用到下面两个关系式:

$$G_\gamma^{\bar{u}}(x) = G_\gamma^{\bar{d}}(x) = 4G_\gamma^{\bar{u}}(x)^{[11]}, \quad G_p^{u\bar{v}}(y) = 2G_p^{d\bar{v}}(y)^{[13]},$$

$x_J$  的积分上下限可由条件

$$\begin{cases} 0 < x < 1; \\ 0 < y < 1; \text{ 确定为} \\ 0 < a_J < 1 \end{cases}$$

$$\begin{aligned} &\max\{[x_T^2 - (2 - a)^2]/(4 - 2a), -(1 - x_T^2)^{1/2}\} \\ &< x_J < \min\{[(2 - b)^2 - x_T^2]/(4 - 2b), (1 - x_T^2)^{1/2}\}, \\ &a = a_L - x_L, \quad b = a_L + x_L. \end{aligned}$$

方法 2 测量  $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{x^p_T} + X$  的类电荷截面

$$\bar{J}_2(x, y, i) = \sum_{ab} G_\gamma^a(x) G_p^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di}(ab \rightarrow 2\gamma) \cdot \overline{e^{ax_i}}.$$

完全类似于方法 1 的讨论, 我们知道只有质子的价夸克成份对  $\bar{J}_2$  有贡献.

$$\bar{J}_2(x, y, i) = \left[ G_\gamma^{\bar{u}}(x) G_p^{u\bar{v}}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di}(\bar{u}u \rightarrow 2\gamma) \cdot \overline{e^{ax_i}} \right] + [u \leftrightarrow d],$$

其中

$$\frac{d\hat{\sigma}}{di}(\bar{q}q \rightarrow 2\gamma) = 2\pi\alpha^2 e_q^4 \cdot (\hat{u}/\hat{i} + \hat{i}/\hat{u})/(3s^2)^{[14]}.$$

我们也可以得到  $\bar{J}_2$  关于末态光子相对动量  $(x_T, x_L)$  的分布

$$\begin{aligned} \bar{J}_2(x_T, x_L) &= \int \Delta \cdot \bar{J}_2(x, y, i) dx_j \\ &= \int dx_j [(\pi\alpha^2 x_T)/(12E^2 x^2 y^2 a_L a_j)] \cdot [(a_L - x_L)/(a_j - x_j) \\ &\quad + (a_j - x_j)/(a_L - x_L)] \cdot [x G_\gamma^u(x) \cdot y G_p^{uv}(y)] \\ &\quad \cdot [(16e_{Jct_u}/81) + e_{Jct_d}/324], \end{aligned} \tag{15}$$

式中各变量的表达式及  $x_j$  的积分限同方法 1.

方法 3 测量反应  $\gamma + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  的类电荷截面

$$\bar{J}_3(x, y, i) = \sum_{ab} G_\gamma^a(x) G_p^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot \overline{e_{\gamma a}^{ab}}$$

类似于方法 1, 2 中的讨论, 易知对  $\bar{J}_3$  有贡献的也只有质子中的价夸克成份.

$$\bar{J}_3(x, y, i) = \left[ G_N^u(x) G_p^{uv}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{u}u \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot \overline{e_{Jct_u}} \right] + [u \leftrightarrow d],$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{q}q \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 2\pi\alpha^2 e_q^2 (\hat{u}^2 + \hat{t}^2)/(3\hat{s}^2)^{[14]},$$

$$\bar{J}_3(x_T, x_L) = \int \Delta \cdot \bar{J}_3(x, y, i) dx_j$$

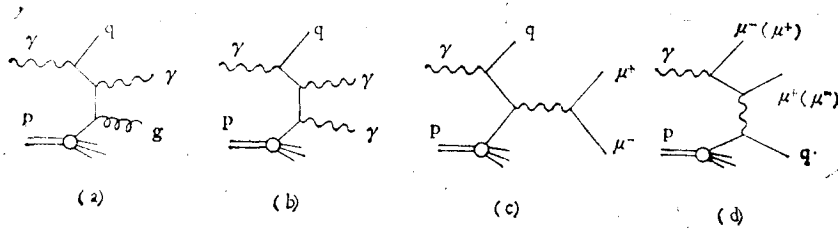
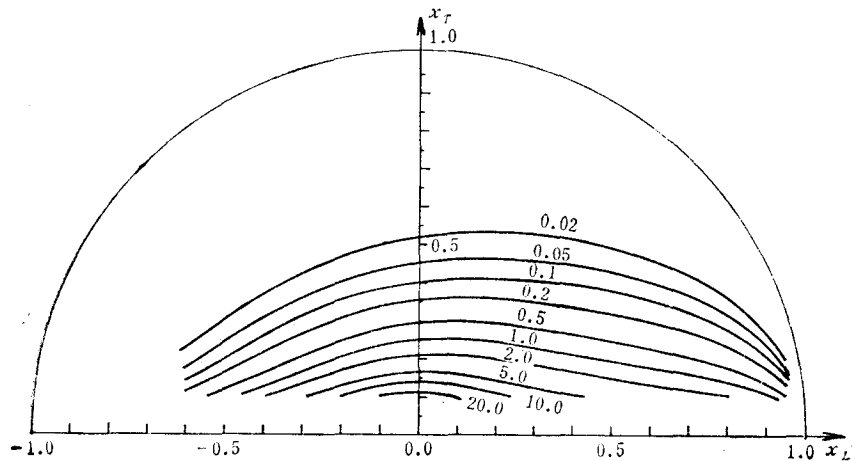
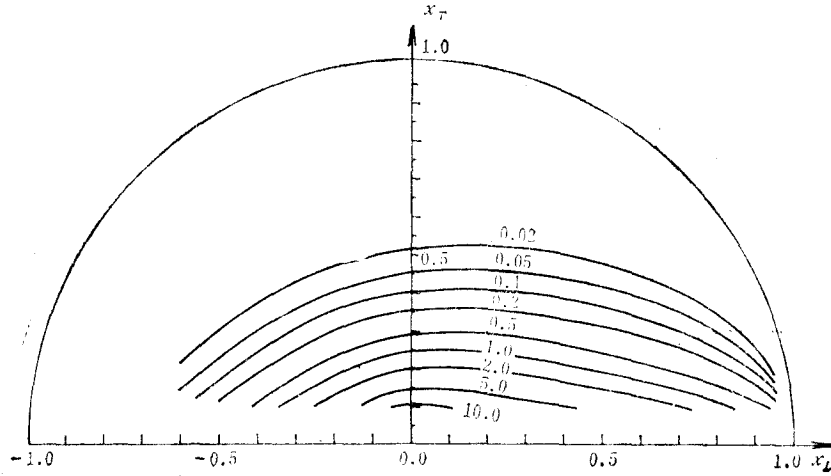


图 3



(a) 由领头阶光子结构函数得到的结果



(b) 由超领头对数阶光子结构函数得到的结果

图4  $\gamma + p \rightarrow \gamma + \text{Jet} + X$  的类电荷截面  $\bar{J}_1$ 图中等高线以 nb 为单位;  $S = 300 \text{ GeV}^2$ 

$$= \int dx_J [(\pi\alpha^2)/(48E^2x^2y^4a_La_J)] \cdot [(a_L - x_L)^2 + (a_J - x_J)^2] \cdot [xG_\gamma^+(x) \cdot yG_p^+(y)] \cdot [(4e_{\text{Jet}_u}/9) + e_{\text{Jet}_d}/72]. \quad (16)$$

这里的  $(x_L, x_T)$  和  $(x_J, x_T)$  分别表示  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  的相对动量, 其它变量的表达式同 (13) 式,  $x_J$  的积分限也同前。

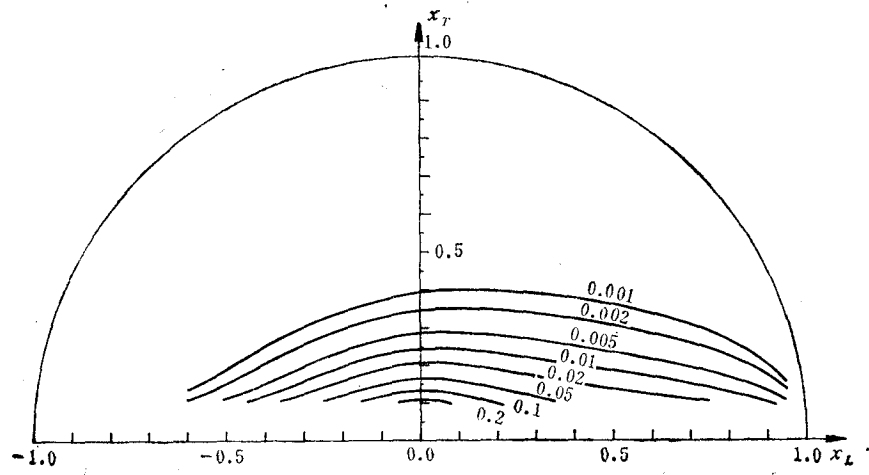
#### 四、几点讨论及数值结果

1. 类电荷截面  $\bar{J}_1(x_T, x_L)$  用末态光子的相对动量  $(x_T, x_L)$  作自变量, 这种运动学安排很有利于实际观测。这不仅因为末态光子方位角比较容易确定, 并且由于对喷注的  $x_J$  作了积分, 故任何大  $P_T$  的末态喷注均可作为计数触发, 而不必追究它们喷注轴的方向。

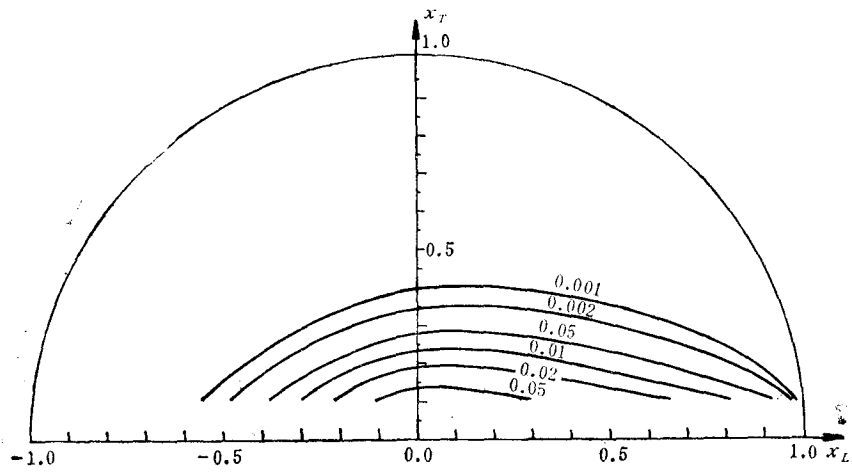
2. 本文讨论的三种反应存在着可能的三体末态背景 (见图 3), 但它们与各自的主过程相比, 存在着明显的运动学差别, 即少了入射光子束流方向上那个旁观喷注<sup>[3]</sup>, 这一差别就足以从实验上排除这些背景。

3. 本文在  $S = 300 \text{ GeV}^2$  的能量下对  $\bar{J}_1, \bar{J}_2, \bar{J}_3$  作了数值计算。该能量正与 CERN 所能提供的实光子束能量相对应。计算中选用了两种光子结构函数, 一种是 Llewellyn Smith 作出的领头阶结果<sup>[1]</sup>, 另一种是 Bardeen, Buras 等人的超领头对数阶结果<sup>[2]</sup>。质子的价夸克分布取自文献[11], 并取  $Q^2 = \hat{s} = 4xyE^2$ ,  $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ ,  $Q_0^2 = 1.8 \text{ GeV}^2$ 。按照表 1, 取  $e_{\text{Jet}_u} \sim 0.559$ ,  $e_{\text{Jet}_d} \sim 0.441$ , 这是由于  $\gamma$  轴向喷注具有明显的小  $P_T$  特征。

计算结果如图 4—6 所示。可见  $\bar{J}_2, \bar{J}_3$  的量级多在 0.1 nb 以下。据信<sup>[12]</sup>, 目前光子的探测精度大约为 0.1 nb, 带电粒子的还要高些。在这样的实验条件下考察  $\bar{J}_2, \bar{J}_3$  事例数还嫌过少。然而  $\bar{J}_1$  的情况却不同, 其幅值比  $\bar{J}_2, \bar{J}_3$  大了两个量级, 致使它的实验探测在相

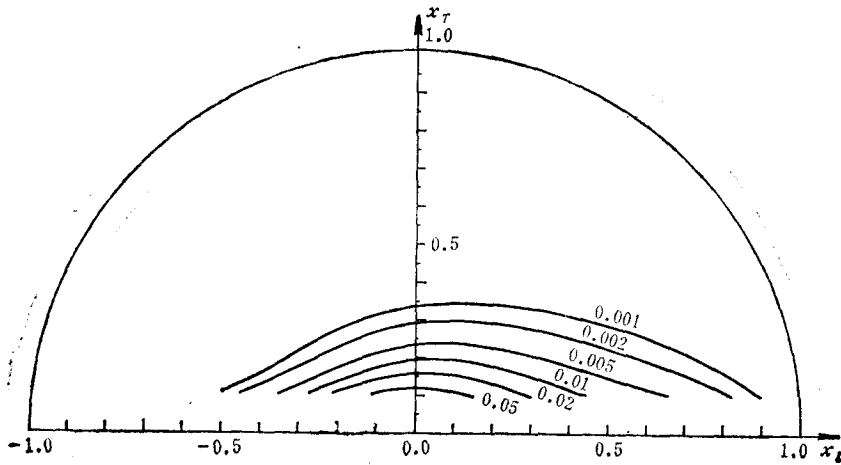


(a) 图中其它的意义同图 4 (a)

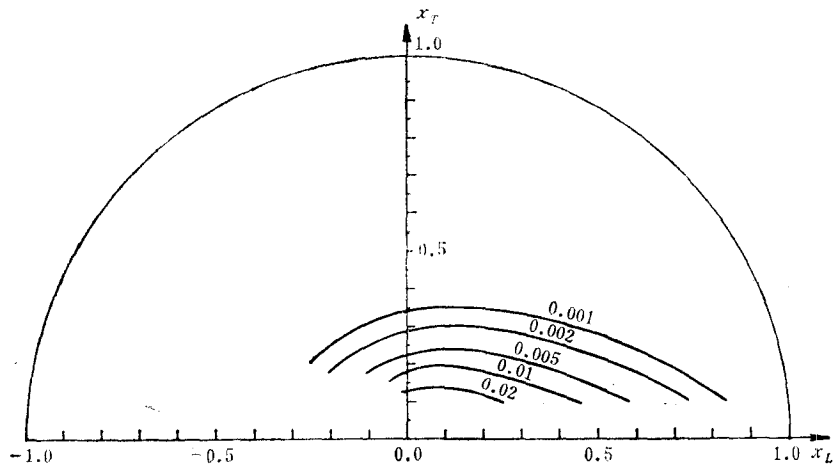


(b) 图中其它的意义同图 4 (b)

图 5  $\gamma + p \rightarrow 2\gamma + X$  的类电荷截面  $\bar{\sigma}_2$  图中等高线以 nb 为单位;  $S = 300\text{GeV}^2$



(a) 图中其它的意义同图 4 (a)



(b) 图中其它的意义同图 (a)

图 6  $\gamma + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  的类电荷截面  $\bar{\sigma}$ , 图中等高线以 nb 为单位;  $S = 300 \text{ GeV}^2$ 

当大的  $x_T, x_L$  区域内成为可能。

注意,类电荷截面方法对于  $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{x_T} + X$  和  $\gamma + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  两种反应来说,只是排除了质子中海夸克分布的影响,而对于反应  $\gamma + p \rightarrow \gamma + \text{Jet} + X$ , 却起到了筛选图 2(a) 所示过程的重要作用,从而为直接检验光子结构函数提供了一种量级大却又不受海夸克及胶子分布等唯象因素影响的理想过程。

作者感谢中国科学院高能物理研究所杜东生副教授的有益讨论。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] E. Witten, *Nucl. Phys.*, B120 (1977), 189.  
C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, 79B (1979), 83.
- [ 2 ] W. A. Bardeen and A. J. Buras, *Phys. Rev.*, D20 (1979), 166.
- [ 3 ] J. Busenitz and J. D. Sullivan, *Phys. Rev.*, D24 (1981), 1794.
- [ 4 ] M. Fontannaz, A. Mantrach, B. Pire and D. Schiff, *Phys. Lett.*, 89B (1980), 263.
- [ 5 ] M. Anselmino and P. Kroll, Preprint Ref. TH. 3471—CERN.
- [ 6 ] 孔繁梅、罗 马、刘浩然,高能物理与核物理, 9(1985), 546.
- [ 7 ] 杜东生、杨新娥、罗 马,本刊本期, 141.
- [ 8 ] R. D. Field and R. P. Feynman, *Nucl. Phys.*, B136 (1978), 1.
- [ 9 ] R. D. Field and R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, D15 (1977), 2590.
- [ 10 ] 谢去病, 高能物理与核物理, 8(1984), 306.
- [ 11 ] A. J. Buras and K. J. P. Garmers, *Nucl. Phys.*, B132 (1978), 249.
- [ 12 ] D. Treille and P. Weilhammer, private communication with T. S. TU.
- [ 13 ] R. Baier, J. Engels and B. Peterson, *Z. Physik*, C2 (1979), 265.  
J. G. McEwen *et al.*, Preprint CERN/EP 82—151 (1982).
- [ 14 ] B. L. Combridge, *Nucl. Phys.*, B174 (1980), 243.

## DIRECT TEST FOR PHOTON STRUCTURE FUNCTION

LUO MA CHEN ZHI-JIANG HAN TAO YUE GANG

*(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)*

### ABSTRACT

Based on the jet-charge-cross section method, a practical scheme is worked out to test the photon structure function directly.