

在大横动量直接光子出射过程中 检验强子的胶子分布函数

孔繁梅 罗马 - 刘浩然
(南开大学物理系)

摘 要

本文探讨了强作用中截面差 $\Delta_{AB}^{\gamma} = d\sigma(AB \rightarrow c r X) - d\sigma(AB \rightarrow \bar{c} r X)$ 的物理含义, 给出了挑选对截面差有贡献的子过程的简单规则. 并建议在大横动量直接光子出射的条件下, 通过测量截面差及其组合检验强子的胶子分布函数. 同时, 还得到了这些截面组合与相应质子、中子、 π 介子和K介子中的胶子分布函数之间的简单关系: $G_0^g(x)/(\Delta_{pp}^{h\gamma} - \Delta_{pp}^{\bar{h}\gamma}) = G_0^g(x)/(\Delta_{np}^{h\gamma} - \Delta_{np}^{\bar{h}\gamma}) = G_x^g(x)/(\Delta_{\pi^+p}^{h\gamma} + \Delta_{\pi^-p}^{\bar{h}\gamma}) = G_K^g(x)/(\Delta_{K^+p}^{h\gamma} + \Delta_{K^-p}^{\bar{h}\gamma})$, 它们可望在实验上得到检验.

一、引 言

在微扰 QCD 中, 研究强子的胶子分布函数是一个有意义的课题^[1,2]. Kwang Sup Soh 等人^[1] 曾用半单举光子产生过程通过截面之比来确定质子中胶子分布函数, 其结果依赖于海夸克的分布函数并以实验上能区分夸克喷注与胶子喷注为前提.

近年来, 人们注意到在大 P_T 下, 用截面的某种组合来研究有关问题. 尤其注意到测量某些截面差, 将为微扰 QCD 提供比单个截面更加直接和严格的检验^[1,3]. M. Anselmino 等人^[2] 研究了截面差 $d\sigma(p\bar{p} \rightarrow cX) - d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \bar{c}X)$ 和 $d\sigma(pp \rightarrow cX) - d\sigma(pp \rightarrow \bar{c}X)$, 发现它们对夸克-胶子散射和三胶子顶点都比较敏感. 这就为运用截面差组合研究胶子分布函数提供了可能性.

为了进一步消除在文献[2,3]中海夸克分布函数带来的不确定因素. 考虑到文献[2]中的海夸克分布函数来自夸克-夸克散射过程, 而电磁顶角恰能避免这种过程的出现. 我们建议用有单光子产生的强子截面差 $\Delta_{AB}^{h\gamma} = d\sigma(AB \rightarrow h^+\gamma + X) - d\sigma(AB \rightarrow h^-\gamma + X)$ 及其组合来研究强子中的胶子分布函数, 借以排除尽可能多的子过程, 使所用到的分布函数和碎裂函数的数目减少. 结果表明, $\Delta_{pp}^{h\gamma}$ 以及 $\Delta_{pp}^{h\gamma} - \Delta_{pp}^{\bar{h}\gamma}$ 、 $\Delta_{np}^{h\gamma} - \Delta_{np}^{\bar{h}\gamma}$ 、 $\Delta_{\pi^+p}^{h\gamma} + \Delta_{\pi^-p}^{\bar{h}\gamma}$ 、 $\Delta_{K^+p}^{h\gamma} + \Delta_{K^-p}^{\bar{h}\gamma}$ 除分别依赖于不甚了解的质子、中子、 π 介子、K介子的胶子分布函数外, 仅与了解得比较清楚的质子中 u 、 d 两种价夸克的分布函数以及 u 、 d 夸克的碎裂函数有

关。把这些截面组合的理论预言与实验结果作比较, 无疑可为研究质子、中子、 π 介子和 K 介子中胶子分布函数提供更有价值的信息。

二、截面差

考虑强作用过程中强子 h 的截面差(见图(1))

$$\begin{aligned} \Delta_{AB}^h &= d\sigma(AB \rightarrow h^+X) - d\sigma(AB \rightarrow h^-X) \\ &= \sum_{a,b,c,d} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \cdot [D_c^{h^+}(z) \\ &\quad - D_c^{h^-}(z)] = \sum_{c_f} \left\{ \sum_{a,b,d} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \right. \\ &\quad \left. \rightarrow cd) - \sum_{a',b',d'} G_A^{a'}(x) G_B^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(a'b' \rightarrow \bar{c}d') \right\} \\ &\quad \cdot [D_c^{h^+}(z) - D_c^{h^-}(z)], \end{aligned} \quad (1)$$

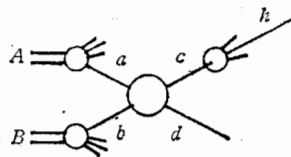


图 1

其中 x, y, z 分别表示部分子 a, b 和末态强子 h 所携带的纵向动量, $G_A^a(x), G_B^b(y)$ 和 $D_c^h(z)$ 分别表示相应部分子的分布函数与碎裂函数, $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd)$ 是常用的基本子过程 $ab \rightarrow cd$ 的不变截面^[4], $\sum_{a,b,c,d}$ 表示对部分子 a, b, c, d 的各种可能的类别求和, \sum_{c_f} 表示对 c 的味道求和。

应当指出, 对于一个给定的反应, (1) 式中只有那些满足 Feynman 规则的部分子之间的搭配才能提供不等于零的子过程截面 $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd)$ 。因而, 对 a, b, c, d 的求和实际上相当于对各种可能的子过程求和。这样, (1) 式又可改写为:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{AB}^h &= \sum_{c_f} (K - L) \cdot [D_c^{h^+}(z) - D_c^{h^-}(z)], \\ \text{其中} \quad K &\equiv \sum_{\text{子过程}} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \\ L &\equiv \sum_{\text{子过程}} G_A^{a'}(x) G_B^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(a'b' \rightarrow \bar{c}d'), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

不难看出, 能使

$$D_c^{h^+}(z) = D_c^{h^-}(z) \quad (3a)$$

成立的那些部分子 c 对截面差 Δ_{AB}^h 无贡献。又 K 和 L 中满足 (3b) 式的那些项可以相互抵消, 对 Δ_{AB}^h 也无贡献。

$$\left. \begin{aligned} G_A^a(x) &= G_A^{a'}(x), \quad G_B^b(y) = G_B^{b'}(y), \\ \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) &= \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(a'b' \rightarrow \bar{c}d'), \end{aligned} \right\} \quad (3b)$$

因此, 一些本来对强子截面有贡献的子过程及其所携带的唯象因子 (如分布函数、碎裂函数等), 有可能不在截面差的表达式里出现。正是由于这个特点, 使得截面差为 QCD 提

供了更精确的检验。

文献[2]给出了一种计算截面差的方法,并应用它计算了反应 $pp \rightarrow hX$ 的截面差。

其结果虽然简单,但具体计算过程甚为繁杂,且各项的物理图象不够清晰,在一定程度上有碍截面差方法的灵活运用。

我们从(3)式入手,利用强作用过程对于电荷共轭变换的不变性^[2],对各种部分子包括价夸克、海夸克、胶子等进行了具体分析,可知以下四种子过程 $gg \rightarrow gg$ 、 $gg \rightarrow q\bar{q}$ 、 $q\bar{q} \rightarrow gg$ 、 $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$, 在计算截面时根本不必考虑,进一步分析不难得到,计算截面差的简单规则(证明见附录)。

规则:(1)在 $qq \rightarrow qq$ 和 $\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q$ 型子过程中,只要有一个初态部分子是价夸克 q_v (或价反夸克 \bar{q}_v),则所有末态夸克 q (或反夸克 \bar{q}) 碎裂的贡献都应计入截面差 Δ_{AB}^h 。

(2)在其它子过程中,对截面差 Δ_{AB}^h 有贡献的只是这样一些末态夸克,从 Feynman 图上看,它们与入射粒子中的价夸克之间有费米子线相通。

我们用这个规则验算了 $\Delta_{pp}^{h\gamma}$ 和 Δ_{pp}^h 所得结果与文献[2]一致,而计算过程却简单得多,物理图象也清晰得多。

由于 QED 也具有电荷共轭变换不变性,故上述规则完全适用于电磁作用过程。诚然,上述规则对于弱作用过程并不成立,因而截面差方法适用的一个前提条件是,在所考虑的反应中,弱作用截面的量级远较强作用和电磁作用为小。在本文讨论的所有反应中,该条件都得到了很好的满足。

三、胶子分布函数的检验

(1)为检验质子中胶子的分布,首先考虑 $pp \rightarrow h\gamma X$ 反应中末态强子 h 的截面差

$$\Delta_{pp}^{h\gamma} = d\sigma(pp \rightarrow h^+\gamma X) - d\sigma(pp \rightarrow h^-\gamma X),$$

根据规则,对 $\Delta_{pp}^{h\gamma}$ 有贡献的子过程为 $u_v(dv) + g \rightarrow u_v(dv) + \gamma$, 其 Feynman 图如下:

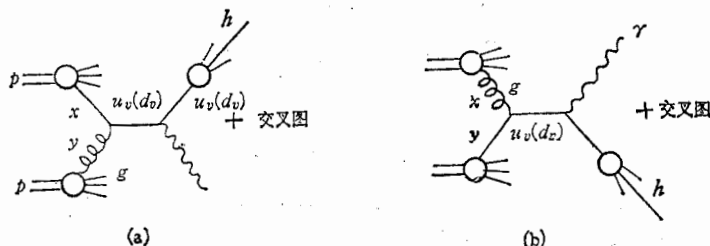


图 2

定义

$$\Delta_{pp}^{h\gamma}(x, y, z) = \left[\frac{d\sigma(pp \rightarrow h^+\gamma X)}{dx dy dz} - \frac{d\sigma(pp \rightarrow h^-\gamma X)}{dx dy dz} \right] dz$$

$$= \left\{ \left[G_p^{u\nu}(x) G_p^g(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) + G_p^g(x) G_p^{u\nu}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}}(ug \rightarrow u\gamma) \right] \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right\} + \{u \leftrightarrow d\}, \quad (4)$$

式中

$$\Delta D_u^h(z) = D_u^{h+}(z) - D_u^{h-}(z),$$

又

$$\Delta_{pp}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) = \frac{d\sigma(pp \rightarrow h^+\gamma X)}{dP_T d(\cos\theta_h) d(\cos\theta_r)} - \frac{d\sigma(pp \rightarrow h^-\gamma X)}{dP_T d(\cos\theta_h) d(\cos\theta_r)},$$

显然,

$$\Delta_{pp}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) = \frac{dX dy d\hat{t}}{dP_T d(\cos\theta_h) d(\cos\theta_r)} \cdot \Delta_{pp}^{h\gamma}(X, y, \hat{t}), \quad (5a)$$

其中 P_T 是末态光子的横向动量, θ_h 和 θ_r 分别是总过程质心系里末态强子 h 和末态光子 γ 的动量与束轴正方向的夹角, $\hat{\theta}$ 是子过程质心里末态部分子与束轴正方向的夹角(见图 3), 其它符号同前文. 另外, 分别用 s, t, u 和 $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ 表示总过程和子过程的 Mandelstam 变量.

根据运动学分析知:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{P_T}{\sqrt{S}} \left(\text{ctg} \frac{\theta_h}{2} + \text{ctg} \frac{\theta_r}{2} \right) \\ y &= \frac{P_T}{\sqrt{S}} \left(\text{tg} \frac{\theta_h}{2} + \text{tg} \frac{\theta_r}{2} \right) \\ \cos \hat{\theta} &= \frac{1 - \text{tg} \frac{\theta_h}{2} \text{ctg} \frac{\theta_r}{2}}{1 + \text{tg} \frac{\theta_h}{2} \text{ctg} \frac{\theta_r}{2}}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

由此可得:

$$\frac{dx dy d(\cos \hat{\theta})}{dP_T d(\cos\theta_h) d(\cos\theta_r)} = \frac{4P_T}{S \sin^2 \theta_h \sin^2 \theta_r},$$

又

$$d\hat{t} = \frac{xyS}{2} d(\cos \hat{\theta}),$$

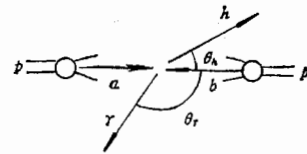
则有

$$\frac{dx dy d\hat{t}}{dP_T d(\cos\theta_h) d(\cos\theta_r)} = \frac{2xyP_T}{\sin^2 \theta_h \sin^2 \theta_r}, \quad (7)$$

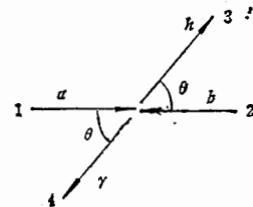
将(7)代入(5a), 于是

$$\begin{aligned} \Delta_{pp}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) &= \left\{ \frac{2xyP_T}{\sin^2 \theta_h \sin^2 \theta_r} \left[G_p^{u\nu}(x) G_p^g(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + G_p^g(x) G_p^{u\nu}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}}(ug \rightarrow u\gamma) \right] \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right\} + \{u \leftrightarrow d\}, \quad (5b) \end{aligned}$$

子过程截面据文献[5]



(a) pp 质心系动量分布图



(b) 子过程质心系动量分布图

图 3

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(qg \rightarrow q\gamma) &= -\frac{\pi\alpha_s e_q^2}{3\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{i}} + \frac{\hat{i}}{\hat{s}} \right) \\ \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}}(qg \rightarrow q\gamma) &= -\frac{\pi\alpha_s e_q^2}{3\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

其中 e_q 是夸克 q 的电荷(以质子电荷为单位)。又

$$\left. \begin{aligned} \hat{s} &= xyS = P_T^2 \left(2 + \operatorname{tg} \frac{\theta_h}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_r}{2} + \operatorname{tg} \frac{\theta_r}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_h}{2} \right) \\ \hat{i} &= \frac{\hat{s}}{2} (\cos \hat{\theta} - 1) = -P_T^2 \left(1 + \operatorname{tg} \frac{\theta_h}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_r}{2} \right) \\ \hat{u} &= -\frac{\hat{s}}{2} (1 + \cos \hat{\theta}) = -P_T^2 \left(1 + \operatorname{tg} \frac{\theta_r}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_h}{2} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

以 $xG_p^u(x)$ 、 $xG_p^d(x)$ 、 $\Delta D_u^h(z)$ 和 $\Delta_{pp}^{h\gamma}(P_T, \theta_h, \theta_r)$ 的测定值作为输入, 可以从(5)式中用数值方法反解出质子的胶子分布函数 $G_p^g(x)$ 来。这样定出来的胶子分布函数显然与质子的海夸克分布无关。

其次, 考虑反应 $p\bar{p} \rightarrow h\gamma X$ 中强子 h 的截面差, 由于 $G_p^g(x) = G_{\bar{p}}^g(x)$

$$\begin{aligned} \Delta_{p\bar{p}}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) &= \left\{ \frac{2xyP_T}{\sin^2 \theta_h \sin^2 \theta_r} \left[G_p^u(x) G_p^g(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(ug \rightarrow u\gamma) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - G_p^g(x) G_p^u(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}}(ug \rightarrow u\gamma) \right] \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right\} + \{u \leftrightarrow d\}, \end{aligned} \quad (10)$$

可见, 它同样可用来检验质子的胶子分布。

由式(5a)和(10)直接可以得到质子的胶子分布函数

$$xG_p^g(x) = \frac{\Delta_{pp}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) - \Delta_{p\bar{p}}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T)}{\frac{4P_T}{\sin^2 \theta_h \sin^2 \theta_r} \left\{ \left[yG_p^u(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}}(ug \rightarrow u\gamma) \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right] + [u \leftrightarrow d] \right\}}. \quad (11)$$

一般说来, 考虑微分度比较低的“不变截面差”会给实验测量带来方便。 $pp \rightarrow h\gamma X$ 过程的不变截面差由下式给出:

$$\begin{aligned} \Delta_{pp}^{h\gamma}(P_h, \cos \theta_h) &= E_h \frac{d^3\sigma}{dP_h^3}(pp \rightarrow h^+\gamma X) - E_h \frac{d^3\sigma}{dP_h^3}(pp \rightarrow h^-\gamma X) \\ &= \iint dx dy \frac{1}{z_0\pi} \left\{ \left[\left(G_p^u(x) G_p^g(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(ug \rightarrow u\gamma) \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. + G_p^g(x) G_p^u(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}}(ug \rightarrow u\gamma) \right) \cdot \Delta D_u^h(z_0) \right] + [u \leftrightarrow d] \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

式中 P_h 是末态强子的动量, 其它符号同上文。该式的被积函数用 x 、 y 、 P_h 、 $\cos \theta_h$ 作自变量, 于是 \hat{s} 、 \hat{i} 、 \hat{u} 、 z_0 等变量可以表示成:

$$\left. \begin{aligned} \hat{s} &= xyS, \quad \hat{i} = -\frac{xP_h \sqrt{S}}{z_0} (1 - \cos \theta_h), \quad \hat{u} = -\frac{yP_h \sqrt{S}}{z_0} (1 + \cos \theta_h), \\ z_0 &= \frac{P_h}{xy\sqrt{S}} [x(1 - \cos \theta_h) + y(1 + \cos \theta_h)]. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

类似地, 还可以求得 $\Delta_{pp}^{h\gamma}(p_h, \cos\theta_h)$ 的表达式, 它与(12)式的差别仅在于圆括号里的第二项变成了负号.

(2) 利用截面差的适当组合还可以检验中子 n , π 介子, K 介子中的胶子分布函数 $G_n^g(x)$, $G_\pi^g(x)$, $G_K^g(x)$.

反应 $np \rightarrow h\gamma X$ 和 $n\bar{p} \rightarrow h\gamma X$ 的末态强子截面差分别为:

$$\begin{aligned} \Delta_{np}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) &= \left\{ \frac{2xyP_T}{\sin^2\theta_h \sin^2\theta_\gamma} \left[G_{n\nu}^{u\gamma}(x) G_p^g(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + G_n^g(x) G_{p\nu}^{u\gamma}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \right] \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right\} + \{u \leftrightarrow d\} \\ \Delta_{n\bar{p}}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) &= \left\{ \frac{2xyP_T}{\sin^2\theta_h \sin^2\theta_\gamma} \left[G_{n\nu}^{u\gamma}(x) G_p^g(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - G_n^g(x) G_{p\nu}^{u\gamma}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \right] \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right\} + \{u \leftrightarrow d\} \end{aligned}$$

因而,

$$xG_n^g(x) = \frac{\Delta_{np}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) - \Delta_{n\bar{p}}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)}{\frac{4P_T}{\sin^2\theta_h \sin^2\theta_\gamma} \left\{ \left[y G_{p\nu}^{u\gamma}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right] + [u \leftrightarrow d] \right\}} \quad (14)$$

同理可得:

$$xG_\pi^g(x) = \frac{\Delta_{\pi^+p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) + \Delta_{\pi^-p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)}{\frac{4P_T}{\sin^2\theta_h \sin^2\theta_\gamma} \left\{ \left[y G_{p\nu}^{u\gamma}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right] + [u \leftrightarrow d] \right\}} \quad (15)$$

$$xG_K^g(x) = \frac{\Delta_{K^+p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) + \Delta_{K^-p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)}{\frac{4P_T}{\sin^2\theta_h \sin^2\theta_\gamma} \left\{ \left[y G_{p\nu}^{u\gamma}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ug \rightarrow u\gamma) \cdot \int \Delta D_u^h(z) dz \right] + [u \leftrightarrow d] \right\}} \quad (16)$$

比较(11), (14), (15)和(16)诸式立即可得以下简单的比例关系:

$$\begin{aligned} \frac{xG_p^g(x)}{\Delta_{pp}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) - \Delta_{p\bar{p}}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)} &= \frac{xG_n^g(x)}{\Delta_{np}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) - \Delta_{n\bar{p}}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)} \\ &= \frac{xG_\pi^g(x)}{\Delta_{\pi^+p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) + \Delta_{\pi^-p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)} \\ &= \frac{xG_K^g(x)}{\Delta_{K^+p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T) + \Delta_{K^-p}^{h\gamma}(\theta_h, \theta_\gamma, P_T)} \quad (17) \end{aligned}$$

它给出了有关强子中胶子分布函数之间的联系.

四、数值计算与讨论

本文在 ISR 的能量 $\sqrt{S} = 62.4\text{GeV}$ 和 SDS 的能量 $\sqrt{S} = 540\text{GeV}$ 下, 对截面差

$\Delta_{pp}^{\pi\gamma}(P_h, \cos\theta_h)$, $\Delta_{pp}^{\pi\pi}(P_h, \cos\theta_h)$ 进行了计算. 计算中选用了文献[6]所使用的质子中夸克和胶子的分布函数与碎裂函数的参数化形式. 关于 u 、 d 两种价夸克的分布函数之间的关系, 按文献[6]、[7]取作 $u_v = 2d_v$. 又取 $\Lambda = 0.6\text{GeV}/c$, $Q^2 = \frac{2s\hat{u}\hat{v}}{\hat{s}^2 + \hat{u}^2 + \hat{v}^2}$. 截面差表达式中 x 、 y 的积分区域由 $z_0 \leq 1$ 确定为:

$$\frac{(1 + \cos\theta_h)y}{2py/p_h + \cos\theta_h - 1} \leq x \leq 1, \quad \frac{(1 - \cos\theta_h)y}{2P} \leq y \leq 1$$

其计算结果示于图4中.

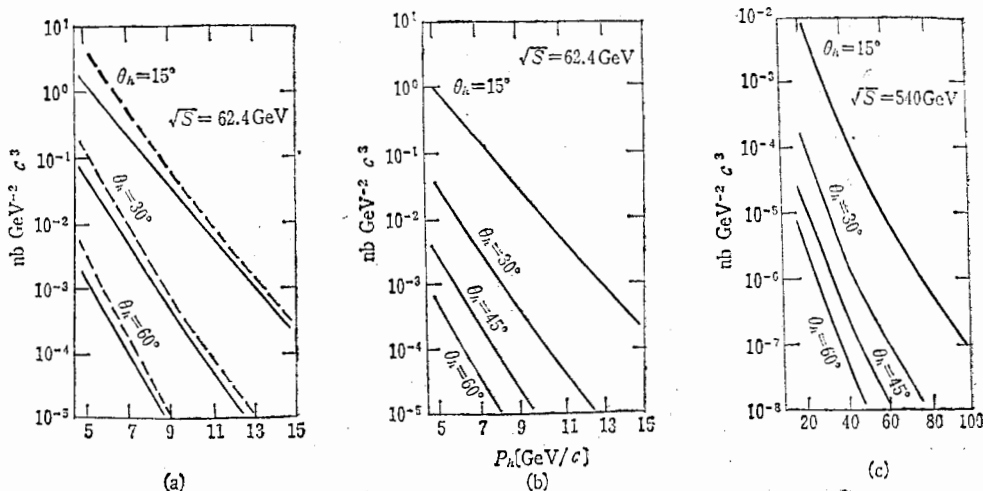


图 4

我们还计算了截面差的组合 $\Delta_{pp}^{\pi\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) - \Delta_{pp}^{\pi\pi}(\theta_h, \theta_r, P_T)$ 和 $\Delta_{\pi^+p}^{\pi\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T) - \Delta_{\pi^-p}^{\pi\gamma}(\theta_h, \theta_r, P_T)$, 其结果分别示于图5(a), 图5(b)中. π - p 碰撞的 $S = 380\text{GeV}^2$, π 介子中胶子分布函数的参数形式取作^[8]:

$$xG(x, Q^2) = 1.45(1-x)^{1.9}$$

我们的计算结果表明, 在大横动量下, 有单光子产生的强子截面差, 不但具有子过程单纯的突出特点, 而且末态强子出射角 θ_h 的值在一定范围内(角度相当宽), 其截面差与

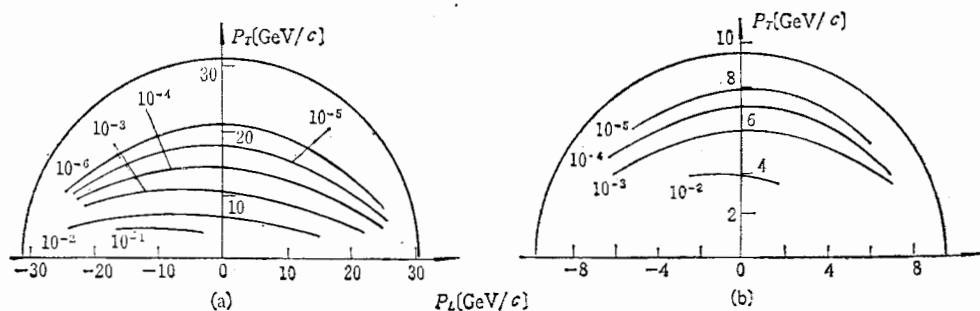


图 5

截面数量级基本相同, 约为 $0.01-1\text{nbGeV}^{-2}c^3$ (见图 5(a)). 可见本文所述的方法, 在排除海夸克等唯象因素对微扰 QCD 计算的影响是有效的. 据此, 我们建议考虑在 $15^\circ < \theta_h < 60^\circ$ 范围内, 用测量 pp、np 以及 πp 碰撞中单光子出射的强子截面差来检验质子、中子以及 π 介子中胶子分布函数.

值得注意的是, 通过有关强子截面差的测量, 不难验证本文中所给出的有关强子截面差组合及相应的胶子分布函数之间的普适关系(即(17)式). 无疑这将为进一步检验微扰 QCD 提供了一个良好的机会.

本文作者与杜东生同志进行过有益的讨论, 在此表示深切的谢意.

附录 规则的证明

我们以下用 q_v (或 \bar{q}_v) 表示强子中的价夸克(或反价夸克), 用 q_s (或 \bar{q}_s) 表示海夸克(或反海夸克). 另外, 如果末态夸克与入射强子中的价夸克或海夸克之间有费米子线相通, 也把它们分别记作 q_v 或 q_s .

下面据公式(3)来证明规则, 其中用到了 QCD 与 QED 在电荷共轭变换下守恒的特性.

先来证明规则中的第(1)点, 当反应中包含一个入射的价夸克和一个入射的海夸克时, 截面差所包括的两种过程的贡献为:

$$\Delta_{sa} = G_{\lambda}^q(x) G_{\beta}^v(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q) \cdot [D_q^{h+}(z) - D_q^{h-}(z)]$$

$$\Delta_{sb} = G_{\lambda}^q(x) G_{\beta}^v(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qq \rightarrow qq) \cdot [D_q^{h+}(z) - D_q^{h-}(z)]$$

这时虽有 $G_{\lambda}^q(x) = G_{\lambda}^{\bar{q}}(x)$ 和 $D_q^{h+}(z) = D_{\bar{q}}^{h-}(z)$, 但由于 $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q) \neq \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qq \rightarrow qq)$, 所以 $\Delta_{sa} + \Delta_{sb} \neq 0$. 这说明在 $\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q$ 和 $qq \rightarrow qq$ 型子过程中, 只要有一个入射的部分子是价夸克(或反价夸克), 则所有末态夸克的碎裂都可能对截面差有贡献.

不过, 当两条入射线都是海夸克时, 它们对截面差的贡献仍然可以互相抵消. 这时截面差包括以下四种贡献:

$$\Delta_{7a} = G_{\lambda}^q(x) G_{\beta}^v(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}) \cdot [D_q^{h+}(z) - D_q^{h-}(z)]$$

$$\Delta_{7b} = G_{\lambda}^{\bar{q}}(x) G_{\beta}^v(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q) \cdot [D_q^{h+}(z) - D_q^{h-}(z)]$$

$$\Delta_{7c} = G_{\lambda}^q(x) G_{\beta}^v(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q) \cdot [D_q^{h+}(z) - D_q^{h-}(z)]$$

$$\Delta_{7d} = G_{\lambda}^q(x) G_{\beta}^v(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qq \rightarrow qq) \cdot [D_q^{h+}(z) - D_q^{h-}(z)]$$

由上式不难得到: $\Delta_{7a} + \Delta_{7c} = \Delta_{7b} + \Delta_{7d} = 0$. 这样就证明了凡不符合第(1)条规定的, 都对截面差无贡献. 规则中第(2)条所说的其它子过程是指以下五类过程: (1) $gg \rightarrow q\bar{q}$, (2) $q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow q'\bar{q}'$, (3) $gg \rightarrow gg$, (4) $qg \rightarrow qg$, (5) $qq' \rightarrow qq'$ (q 和 q' 分别表示两种不同味道的夸克, g^* 是胶子传播子). 在这些过程中, 类似地, 可证凡末态夸克与价夸克间无费米子线相通者, 均对截面差无贡献, 在此就不一一赘述了.

参 考 文 献

- [1] Kwang Sup Soh et al., *Phys. Rev.*, D18(1978), 751.
- [2] M. Anselmino and E. Leader, *Z. Phys.*, C18(1983), 307.
- [3] M. Fontannaz, A. Mantrich, B. Pire and D. Schiff, *Phys. Lett.*, 89B (1980), 263.
- [4] D. I. Sivers, R. Blankenbecher and S. J. Brodsky, *Phys. Reports*, 23 (1976), 1.
- [5] B. L. Combridge, *Nucl. Phys.*, B174 (1980), 243.
- [6] R. Baier, J. Engels and B. Petesson, *Z. Physik*, C2 (1979), 265;
J. G. H. de Groot et al., *Phys. Lett.*, 82B (1979), 456.
- [7] J. G. McEwen et al., Preprint CERN/EP 82-151 (1982).
- [8] H. Abramowicz et al., Preprint CERN/EP 82-210 (1982).

TESTING GLUON DISTRIBUTION FUNCTION OF HADRONS IN LARGE P_T PROCESS WITH DIRECT PHOTON EMISSION

KONG FAN-MEI LUO MA LIU HAO-RAN

(Department of Physics, Nankai University)

ABSTRACT

In this paper we discuss the physical aspect of cross-section differences $\Delta_{AB}^{CY} = d\sigma \cdot (AB \rightarrow c\gamma X) - d\sigma(AB \rightarrow \bar{c}\gamma X)$ and give the simple rules to select the elementary subprocesses which contribute to cross-section differences.

We find a way to test the gluon distribution functions of hadrons through the measurement of cross-section difference or combination of cross-section differences in the large P_T process with direct photon emission. Moreover we obtain simple relations between each combination of cross-sections and the corresponding gluon distribution functions of proton, neutron, pion and kaon:

$$\begin{aligned} G_p^g(x)/(\Delta_{pp}^{h\gamma} - \Delta_{p\bar{p}}^{h\gamma}) &= G_n^g(x)/(\Delta_{n\bar{n}}^{h\gamma} - \Delta_{n\bar{p}}^{h\gamma}) = G_\pi^g(x)/(\Delta_{\pi^+\pi}^{h\gamma} + \Delta_{\pi^-\pi}^{h\gamma}) \\ &= G_K^g(x)/(\Delta_{K^+p}^{h\gamma} + \Delta_{K^-p}^{h\gamma}) \end{aligned}$$

which are expected to be test in experiment.