

HERA 硬光生过程中的光子产生

李云德 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1995-06-01 收稿

摘 要

在领头级近似下计算了 HERA 硬光生过程中直接光子和分解光子与质子作用的单、双光子产生截面。结果表明：当 $x_T \leq 0.15$ 时，对单光子产生的主要贡献来自于分解光子过程；当 $x_T \geq 0.15$ 时，主要贡献来自于直接光子过程。双光子的主要产生源则是分解光子的两个子过程： $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ 和 $gg \rightarrow \gamma\gamma$ ，且双光子的产生截面与同等条件下， $h_1 h_2 \rightarrow \gamma\gamma X$ 的截面在同一量级。研究双光子产生有助于探明分解光子的结构。

关键词 硬光生过程，直接光子，分解光子。

1 引 言

在电子-质子深度非弹性散射过程中，当四动量转移($Q^2 \sim 0$)很小时，该过程即成为准实光子(quasi-real photon)与质子的作用过程，即所谓光生过程(photon production process)^[1]。在硬光生过程中，光子以两种方式与质子作用：一种是类点粒子(point-like)方式，光子直接与质子中的部分子作用，参见图 1(a)，此时称光子为直接光子(direct photon)；另一种是类强子(hadron-like)方式，光子与质子之间通过部分子作用，参见图 1(b)，此时称光子为分解光子(resolved photon)^[2]。与强子一样，分解光子是有结构的。对结构函数的研究可以采用研究强子结构的方法^[1]。如：电子-光子深度非弹性散射实验， $e\gamma \rightarrow eX$ ，双光子散射实验， $\gamma\gamma \rightarrow X$ ^[3]等等。用双光子散射实验可以很好地定出分解光子的夸克分布，然而对胶子的分布则有很大的不定性^[4]。HERA 的硬光生过程是目前除了 $p\bar{p}$ 对撞外仅有的质心系能量在 100GeV 以上的另一类类强子-强子反应^[5]。在此过程中用质子的部分子来探测分解光子的部分子分布。这些相互作用可直接提供低 x_T 下胶子的信息，如： $\gamma + p \rightarrow J/\psi$ ^[6]， $\gamma + p \rightarrow jj$ ^[7]，深度非弹性 Compton 散射 $\gamma + p \rightarrow \gamma + X$ ^[8]。

在本文中，我们讨论 HERA 条件下硬光生过程的单、双光子产生。与过程 $\gamma + p \rightarrow J/\psi$ ， $\gamma + p \rightarrow jj$ 相比，在同一横动量 p_T 下， J/ψ ， jj 的截面远大于光子的产生截面，然而由于光子的动量能精确测量，且光子产生截面提供了直接研究夸克碎裂函数以及 QCD 诱发过程 $\gamma g \rightarrow \gamma g$ ， $gg \rightarrow \gamma\gamma$ 的手段，因此在 HERA 条件下研究光子产生是很

有意义的. 由[8]的研究可推知, 在 HERA 条件下研究单光子产生是可能的. 双光子的产生截面约为单光子产生截面的 $\sim 10^{-2}$, 但在小横动量 ($p_T \leq 10\text{GeV}$) 情况下, 双光子产生截面也很大, 有可能测量. 双光子的产生主要源于两个子过程 $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. 在小 x_B (x_B 为 Bjorken 变量) 情况下, 分解光子以及质子中的胶子密度显著增大. $gg \rightarrow \gamma\gamma$ 的贡献大于 $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ 的贡献. 因此, 研究双光子过程可直接得到质子和分解光子的胶子信息, 因而也提供了检验微扰 QCD 理论的可能.

本文中, 在领头级近似下计算了直接过程和分解过程的单、双光子产生截面. 我们的讨论是基于下述观点^[14]: 分解光生过程不应当作为直接光生过程的高阶修正, 两个过程应当同等对待. 尤其是在低横动量下, 分解过程的贡献可能更为重要.

计算表明, 在单光子产生过程中, $p_T \leq 10\text{GeV}$ 时, 分解过程的贡献大于直接过程的贡献. 在领头级近似下, 分解过程中光子碎裂子过程: $qq \rightarrow (q \rightarrow \gamma)q$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $gg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$ 与子过程: $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, $gq \rightarrow \gamma q$, $gg \rightarrow \gamma g$ 的贡献在同一量级. 直接过程中光子碎裂子过程: $\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $\gamma g \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$ 则小于子过程: $\gamma q \rightarrow \gamma q$, $\gamma g \rightarrow \gamma g$ 的贡献.

双光子的主要产生源是分解过程中的两个子过程: $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ 前者在 $p_T \leq 10\text{GeV}$ 时贡献较大, 后者在 $p_T \geq 10\text{GeV}$ 时贡献较大, 其余的贡献则很小. 在硬光生过程中, 双光子的产生截面与同等条件下强子-强子过程, $h_1 h_2 \rightarrow \gamma\gamma X$ 的双光子截面属于同一个量级. 由此我们预计, 在硬光生过程中通过单、双光子产生过程的研究有可能得到分解光子的部分子分布信息.

2 数值结果

在领头级近似下直接光子与质子作用, 单、双光子产生的主要子过程为: $\gamma q \rightarrow \gamma q$, $\gamma g \rightarrow \gamma g$, $\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$, $\gamma g \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$. 这里, $(q \rightarrow \gamma)$ 表示夸克的光子碎裂. 分解光子与质子作用单、双光子产生的主要子过程为: $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, $qg \rightarrow \gamma q$, $gg \rightarrow \gamma g$, $qq \rightarrow (q \rightarrow \gamma)q$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $gg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$. 直接光子和分解光子与质子作用, 以及夸克的光子碎裂的示意图见图 1.

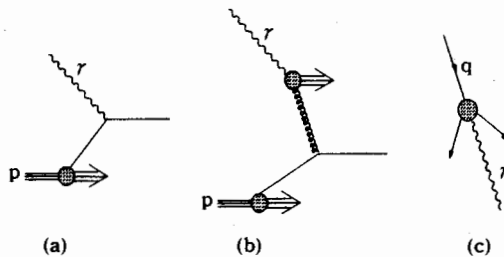


图 1 (a) 直接光子与质子作用; (b) 分解光子与质子作用; (c) 夸克的光子碎裂

在 Born 近似下, 不计胶子的光子碎裂, 夸克的光子碎裂函数为^[9]:

$$D_q^i(z, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{q^2}{A^2} f_q(z), \quad (1)$$

$$f_q(z) = e_q^2 \frac{1+(1-z)^2}{z}. \quad (2)$$

在 HERA 条件下, $e-p$ 对撞的质心系能量为 $\sqrt{s} = 2\sqrt{E_e E_p} \simeq 296\text{GeV}$, $E_e = 26.7\text{GeV}$, $E_p = 820\text{GeV}$. 准实光子由电子对质子的韧致辐射产生的光子能量为: $E_\gamma = E_e - E_e'$ (E_e, E_e' 分别为入射、出射电子能量). 与 $e-p$ 碰撞相应的光生过程: $ep \rightarrow \gamma X(\gamma\gamma X)$ 的截面由 Weigsacker-Williams 近似给出^[4],

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} (ep \rightarrow (\gamma, \gamma\gamma) X) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx f_{\gamma/e}(x) E \frac{d\sigma}{d^3p} (\gamma p \rightarrow (\gamma, \gamma\gamma) X), \quad (3)$$

$$f_{\gamma/e}(x) \simeq \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{1+(1-x)^2}{x} \ln \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} - 2 \frac{1-x}{x} \right], \quad (4)$$

其中, 取 $x_{\min} = 0.3$, $x_{\max} = 0.7$, $Q_{\max}^2 = 0.01\text{GeV}^2$, $Q_{\min}^2 = \frac{(m_e x)^2}{1-x}$ (m_e 为电子质量)^[11]. $e-p$ 实验室系与 $\gamma-p$ 质心系的变换关系为:

$$Y_{\text{lab}} = Y_{\text{cm}} - \frac{1}{2} \ln \frac{E_p}{E_e}, \quad (5)$$

在以下的计算中, 分解光子以及质子的部分子分布函数采用 GRV-LO 分布^[12,13], 强作用耦合常数

$$\alpha_s(Q) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{A^2}},$$

$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f$, $A = 200\text{MeV}$. $Q_\gamma = Q_p = Q = p_T$, p_T 为末态光子的横动量.

图 2 给出了 $\gamma-p$ 质心系能量为 200GeV 时, 分解过程和直接过程中的单、双光子截面的横动量分布. 直接光子与质子作用, 单光子产生截面为子过程 $\gamma q \rightarrow \gamma q$, $\gamma g \rightarrow \gamma g$, $\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $\gamma g \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\bar{q}$ 截面之和; 双光子产生截面为子过程 $\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 截面. 分解光子与质子作用, 单光子产生截面为子过程 $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, $qg \rightarrow \gamma q$, $gg \rightarrow \gamma g$, $qq \rightarrow (q \rightarrow \gamma)q$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $gg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\bar{q}$ 截面之和; 双光子产生截面为子过程 $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 截面之和. 图 2(a) 为 $y_{\text{lab}} = 0$ 时, 单、双光子截面的横动量分布. 对于单光子分布, 当 $p_T \leq 10\text{GeV}$ 时, 分解过程的截面大于直接过程. 对于双光子分布, 分解过程的截面与直接过程的截面之比为: $\sigma(\gamma\gamma)_r / \sigma(\gamma\gamma)_d \simeq 10^1 - 10^2$. 即: 双光子的产生主要来源于分解过程. 图 2(b) 与图 2(a) 类似, 只是这里 $y_{\text{lab}} = -1$ ($y_{\text{lab}} > 0$ 为入射电子方向). 这时的单光子截面, 分解过程大于直接过程, 相应的 $p_T \leq 14\text{GeV}$. 而双光子的产生情况基本不变. 图 2(c), (d) 给出了 $y_{\text{lab}} = 0, -1$ 情况下, 分解光子的双光子截面的各子过程: $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 的横动量分布. 从图中可知: 当 $p_T \leq 10\text{GeV}$ 时, 双光子截面 $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma) > \sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)$, 即分解光子与质子

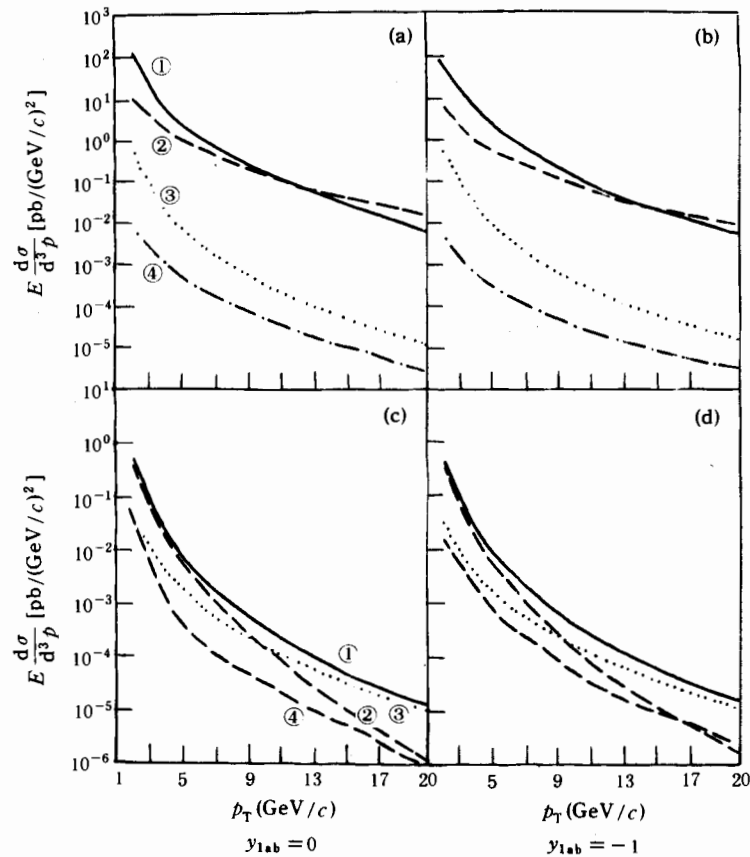


图2 γ - p 质心系能量 $\sqrt{s_{\gamma p}} = 200\text{GeV}$, 分解过程和直接过程中单、双光子截面的横动量分布

(a), (b) ① ③ resolved: $\gamma p \rightarrow \gamma X, \gamma\gamma X$; ② ④ direct.

(c), (d) resolved: $\gamma p \rightarrow \gamma\gamma X$. ① $\sigma_r = ② + ③ + ④$; ② $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma)$;

③ $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)$; ④ $\sigma(qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma)$.

中的胶子分布决定了双光子截面. 而当 $p_T \geq 10\text{GeV}$ 时, $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma)$ 迅速减小. 在 $p_T \geq 15\text{GeV}$ 时, $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma)$ 与夸克碎裂过程: $\sigma(qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma)$ 的贡献相当. 此时, 主要的双光子源是 $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ 子过程. 图3给出了 $\gamma + p \rightarrow \gamma X, \gamma\gamma X$ 在 $p_T = 2, 5, 10\text{GeV}$ 时, 分解过程的单、双光子的快度分布. 文献[8]中讨论的深度 Compton 散射过程在领头级近似之下与我们这里讨论的单光子过程相同. 那里得到的结果与我们的相近, 所不同的是, 这里得到的 $\sigma(\gamma)_r / \sigma(\gamma)_d \approx 1$, 对应的 p_T 值随 y_{lab} 的变化而改变. 改变的主要原因是分解光子有结构, 直接光子无结构, 二者的光子产生截面不同. 如图5(a) — (c)所示, 分解过程和直接过程的快度分布截然不同. 从图中可知沿快度负方向相应的 p_T 值呈增加趋势.

图4, 5给出了 HERA 条件下单、双光子截面的横动量和快度分布. 图4(a), (b) 为 $ep \rightarrow \gamma X, \gamma\gamma X$ 的直接过程和分解过程在 $y_{\text{lab}} = 0, -1$ 下的单光子和双光子总截面的 p_T 分

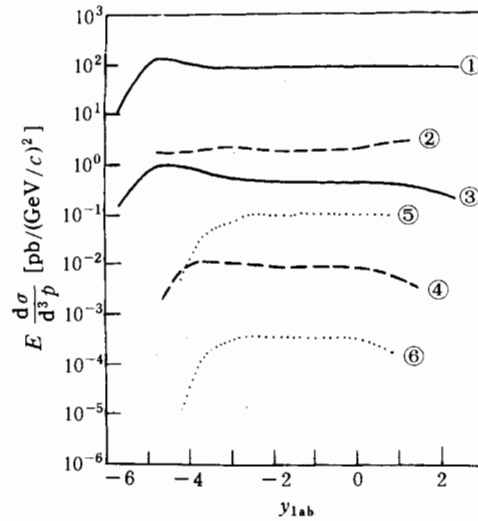


图3 γ - p 质心系能量 $\sqrt{s_p} = 200\text{GeV}$, 分解过程中单、双光子截面的快度分布

resolved: $\gamma p \rightarrow \gamma X, \gamma\gamma X$. ①② $p_T = 2\text{GeV}/c$ ③④ $p_T = 5\text{GeV}/c$

⑤⑥ $p_T = 10\text{GeV}/c$.

布. 当 $y_{\text{lab}} = 0$ 时, $\sigma(\gamma)_r \geq \sigma(\gamma)_d$ 对应于 $p_T \leq 12\text{GeV}$; $y_{\text{lab}} = -1$ 时, 则 $p_T \leq 14\text{GeV}$. 而双光子的截面, 则主要取决于分解过程. 图 4(c), (d) 给出了分解过程中碎裂子过程 $qq \rightarrow (q \rightarrow \gamma)q, qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g, gg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\bar{q}, qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 对单、双光子截面的贡献. 在图 4(c) 中, $y_{\text{lab}} = 0$, 当 $p_T \leq 14\text{GeV}$ 时, 单光子的碎裂过程的贡献大于单光子的直接产生过程的贡献. 当 $p_T \geq 14\text{GeV}$ 时, 则小于直接产生过程的贡献. 因此, 只在领头级近似之下讨论分解过程的单光子过程是不够的, 还应当讨论 NLO 级修正的贡献. 文献[8]中只讨论了领头级近似下 $\gamma p \rightarrow \gamma X$ 的分解过程和直到 NLO 近似下的直接过程. 从我们的结果中可以推知, 在小 p_T 时, [8] 的讨论不是一个完整的 NLO 修正.

对于双光子产生截面, 当 $p_T \leq 7\text{GeV}$ 时, 碎裂子过程贡献几乎可以不计, $p_T \geq 7\text{GeV}$ 时, 碎裂子过程对双光子产生截面的贡献才明显. 图 4(d) 基本上与图 4(c) 相似. 图 4(e), (f) 给出了 $ep \rightarrow \gamma\gamma X$ 的子过程 $gg \rightarrow \gamma\gamma, q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma, qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma, \gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 的截面. 从图中可知, 支配双光子截面的仍是两个子过程: $gg \rightarrow \gamma\gamma, q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, 而分解碎裂过程 $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 和直接碎裂过程 $q\gamma \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma$ 贡献很小.

图 5(a)–(c) 给出了 $ep \rightarrow \gamma X$, $p_T = 2, 5, 10\text{GeV}$ 时 $\sigma(\gamma)_d, \sigma(\gamma)_r$ 以及 $\sigma(\gamma) = \sigma(\gamma)_d + \sigma(\gamma)_r$ 的快度分布. 图中直接过程的单光子截面对于给定的 p_T 随 y_{lab} 的变化 $\log \sigma(\gamma) \sim y_{\text{lab}}$ 几乎是线性增加的. 分解过程和直接过程的截面快度分布形状差别很大, 这正反应了分解光子和直接光子结构的差别. 然而这一结论并不确切, 因为我们还缺少 NLO 修正下分解过程的贡献. 此处给出的结果仅反应了一种趋势.

图 5(d)–(f) 给出了图 4(e), (f) 各子过程在 $p_T = 2, 5, 10\text{GeV}$ 时的双光子快度分布. 对于 $p_T = 2, 5, 10\text{GeV}$ 三种情况, $gg \rightarrow \gamma\gamma, q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ 一直处于支配地位. 在 y_{lab} 的高端, 直接碎裂过程的贡献明显大于分解过程的碎裂贡献. 随 p_T 的增加, 碎裂贡献必须

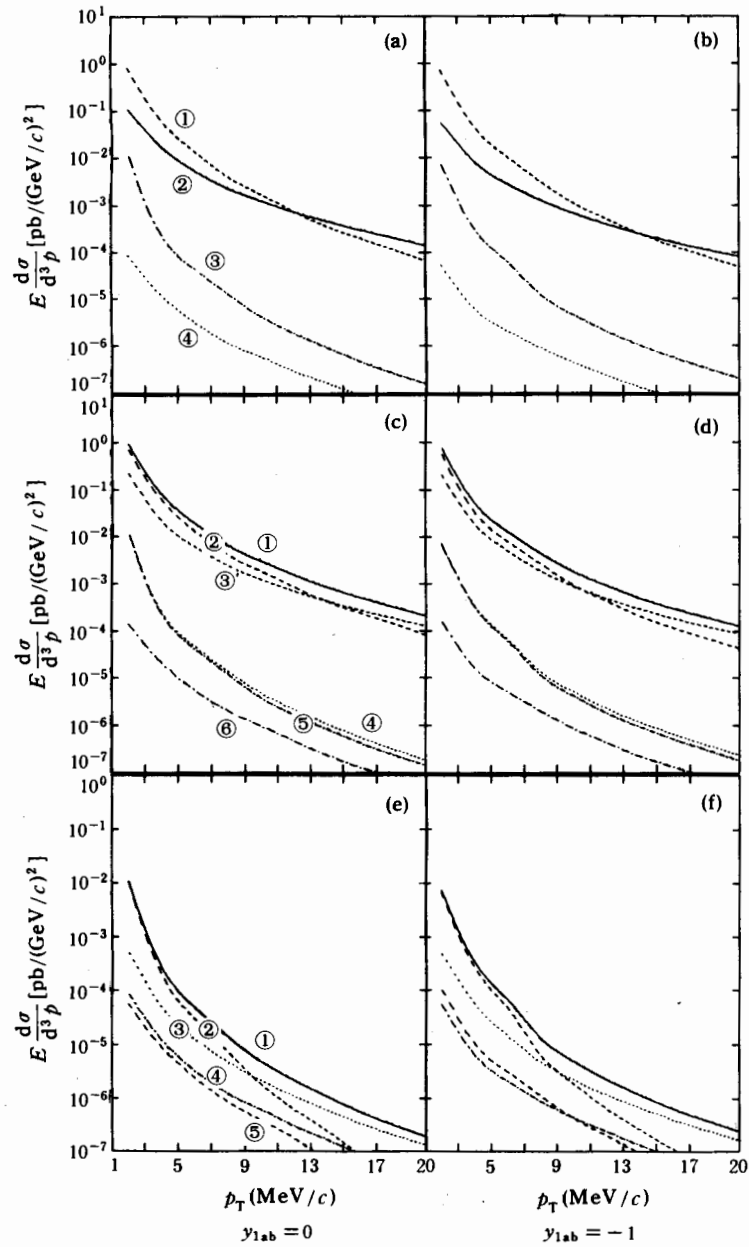


图4 $e-p$ 质心系能量 $\sqrt{s} = 296\text{GeV}$, 分解和直接光生过程中单、双光子截面的横动量分布

(a), (b) $cp \rightarrow \gamma X, \gamma\gamma X$. ① ③ resolved: ② ④ direct.

(c), (d) resolved: $cp \rightarrow \gamma X, \gamma\gamma X$. ① $\sigma_i = ② + ③$; ② $\sigma(\gamma)$; ③ $\sigma(q \rightarrow \gamma)$;

④ $\sigma_i = ⑤ + ⑥$; ⑤ $\sigma(\gamma\gamma)$; ⑥ $\sigma[(q \rightarrow \gamma)\gamma]$.

(e), (f) ① $\sigma_i = ② + ③ + ④ + ⑤$; ② $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma)$ resolved; ③ $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)$ resolved;

④ $\sigma(qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma)$ resolved; ⑤ $\sigma(\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma)$ direct.

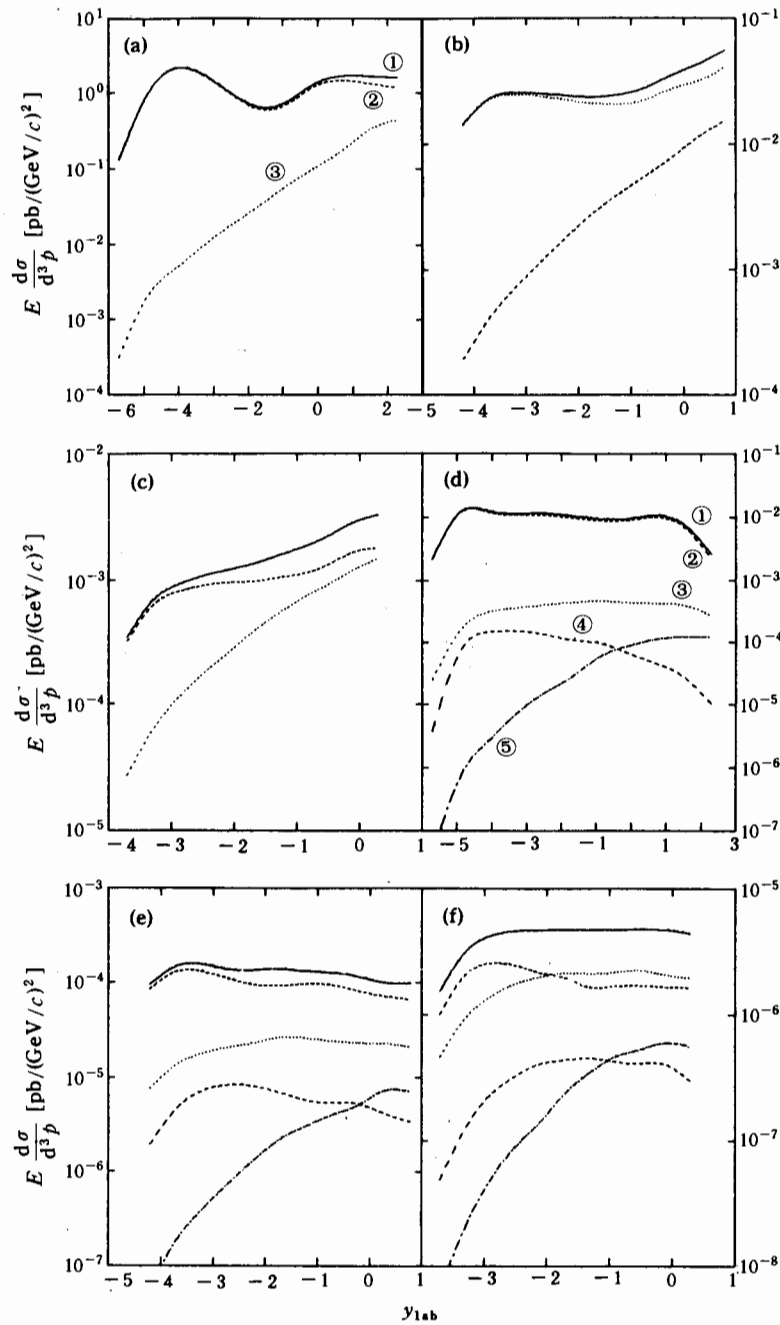


图5 e-p 质心系能量 $\sqrt{s} = 296\text{GeV}$, 分解和直接光生过程中单、双光子截面的快度分布

(a)、(b)、(c) $ep \rightarrow \gamma X$. ① $\sigma_1 = \sigma_2 + \sigma_3$, ② resolved $\sigma(\gamma)$, ③ direct $\sigma(\gamma)$.

(a): $p_T = 2\text{GeV}/c$, (b): $p_T = 5\text{GeV}/c$, (c): $p_T = 10\text{GeV}/c$.

(d)、(e)、(f) $ep \rightarrow \gamma\gamma X$. ① $\sigma_1 = \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \sigma_5$, ② $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma)$, ③ $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)$,

④ $\sigma(qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma)$, ⑤ $\sigma(\gamma q \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\gamma)$. (d): $p_T = 2\text{GeV}/c$,

(e): $p_T = 5\text{GeV}/c$, (f): $p_T = 10\text{GeV}/c$.

考虑进去. 因此, 利用双光子过程也许能够研究夸克的光子碎裂函数.

然而, 在领头级近似下, 利用单光子过程来研究夸克光子碎裂函数可能是不行的, 因为分解过程的 NLO 修正没有考虑. 同样, 文献[8]中只考虑了直接过程的 NLO 修正, 而没有讨论分解过程的 NLO 修正. 在小 p_T 情况下, 后者的贡献可能更为重要. 因此, 文献[8]中试图用其结果研究夸克的光子碎裂, 其理由是不充分的.

3 小 结

本文中, 我们在 HERA 条件下, 分别对直接光子和分解光子的硬光生过程在领头级近似之下计算了单、双光子的产生截面. 结果表明, 在 $p_T \leq 14\text{GeV}$ ($y_{\text{lab}} = -1$) 时, 分解光子过程在单光子产生过程中处支配地位, $p_T \geq 14\text{GeV}$ ($y_{\text{lab}} = -1$) 时, 直接光子过程占支配地位. 对于不同的快度, 相应的 p_T 值有所变化. 这一结果相应于 $x_T = 2p_T / \sqrt{s} \simeq 0.15$. 即: 在低 x_T 情况下, 分解过程的贡献很重要. 不应当把分解过程看作直接过程的高阶修正^[4]. 从这个意义上讲, 文献[8]讨论的 $\gamma p \rightarrow \gamma X$ 是不完整的. 它只给出了直接过程的直到 NLO 阶的结果和分解过程的 LO 级结果. 我们的计算表明: 分解过程中光子碎裂子过程: $qq \rightarrow (q \rightarrow \gamma)q$, $qg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)g$, $gg \rightarrow (q \rightarrow \gamma)\bar{q}$ 与子过程: $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, $qg \rightarrow \gamma q$, $gg \rightarrow \gamma g$ 的贡献在同一量级, 因此有必要加入分解过程的 NLO 修正贡献.

双光子的产生主要源于分解光子的两个子过程 $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. 这一结论与文献[9]所讨论的强子-强子双光子产生过程 $h_1 h_2 \rightarrow \gamma\gamma X$ 是一致的. 比较文献[9]的结果, 我们可推知, 在同能量 \sqrt{s} 和横动量 p_T 下, 硬光生过程, $\gamma p \rightarrow \gamma\gamma X$, 与强子-强子过程, $h_1 h_2 \rightarrow \gamma\gamma X$ 的截面约在同一量级. 由此我们可推知, 双光子产生过程可能有助于探明分解光子以及质子中的夸克和胶子分布, 对于研究夸克的光子碎裂也会有意义. 文献[8]的研究表明, 在 HERA 条件下研究深度 Compton 过程 $\gamma p \rightarrow \gamma X$ 是可能的. 由此我们可推知在 HERA 研究单光子的直接产生也是可能的. 对于双光子产生过程, 如前所述, 在小 p_T 情况下, 双光子的产生也是可测量的.

参 考 文 献

- [1] H. Abramowicz, K. Charchula *et al.*, DESY preprint 91-057.
- [2] G. Sohler, T. Sjöstrand, *Nucl. Phys.*, **B407**(1993) 539.
- [3] Ch. Berger, W. Wagner, *Phys. Rep.*, **146**(1987) 1.
- [4] G. Wolf, DESY preprint 94-022.
- [5] M. Erdmann *et al.*, DESY preprint 94-215.
- [6] R. S. Fletcher, *et al.*, *Phys. Lett.*, **B225**(1989) 176.
- [7] M. Drees, R. Godbole, *Phys. Rev.*, **D39**(1989) 169.
- [8] A. C. Bawa, M. Krawczyk, W. Stirling, *Z. Phys.*, **C50**(1991) 293.
- [9] B. L. Berger, E. Breaten, R. D. Field, *Nucl. Phys.*, **B239**(1984) 52.
- [10] P. Aurenche *et al.*, *Phys. Rev.*, **D39**(1989) 3275.

- [11] C. Keisling, DESY preprint 94-137.
[12] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys.*, **C53**(1992) 127.
[13] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Phys. Rev.*, **D46**(1992) 1973.
[14] M. Drees, DESY preprint 92-065.

Production of Photon in Hard Photoproduction Processes at HERA

Li Yunde Liu Lianshou

(*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070*)

Received 1 June 1995

Abstract

The cross sections of single and double photon production are calculated in both direct and resolved processes in hard photoproduction at HERA in the leading order (LO) of QCD. The results indicate that single photon production is dominated by direct processes while $x_T \leq 0.15$. The main sources of double photons are the subprocesses of resolved processes $gg \rightarrow \gamma\gamma$ and $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Under the same condition, the double photon cross section is of the same order as those in $h_1 h_2 \rightarrow \gamma\gamma X$. The study of double photon production may be helpful for exploring the structure of resolved photon.

Key words hard photoproduction process, direct photon, resolved photon.