

用喷注电荷截面方法考察胶子信息

孔繁梅 罗马 韩涛 温暖

(南开大学物理系)

1984年9月10日收到; 1985年8月7日收到修改稿

提 要

本文通过对反应: $p + p \rightarrow r + \text{Jet} + X$, $r + p \rightarrow 2\text{Jets} + X$, $r + p \rightarrow h + \text{Jet} + X$ 的喷注电荷截面的分析, 分别给出了检测质子中胶子分布函数, 提取胶子喷注信息以及确定胶子碎裂函数的方法.

一、引 言

量子色动力学 (QCD) 预言了色胶子场的存在. 考察胶子的种种信息无疑是验证 QCD 的一个重要窗口. 目前, 人们虽然已从著名的强作用截面的标度破坏以及 $e^+e^- \rightarrow 3\text{Jets}$ 的事例中得到了胶子存在的定性支持, 但是要想进一步获得比较精确的胶子信息, 还存在着很多特殊的困难. 比如, 强子中胶子分布函数的演化方程与正反夸克分布都有耦合, 处理起来要比没有这种耦合的价夸克演化方程复杂得多. 再者, 众所周知, 由于某些只有夸克而没有胶子参加的类点过程的存在 (如: $l_q \rightarrow l_q$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 等), 而使得单独研究夸克的某些特性成为可能. 胶子的情况却不同, 表面上似乎也可以画出一些只含胶子的子过程 Feynman 图 (如: $gg \rightarrow gg$, $gg \rightarrow g^* \rightarrow gg$), 但是由于目前实验上无法区分夸克喷注和胶子喷注, 而使它们和另外一些与夸克有关的背景过程的实验现象混在一起, 分离这些信息实属困难.

近年来人们注意到, 考虑某些强作用和电磁作用过程的末态正反强子 h^+ 和 h^- 的截面差:

$$\Delta = d\sigma(AB \rightarrow h^+X) - d\sigma(AB \rightarrow h^-X) \\ = \sum_{abcd} G_A^a(x, Q^2) G_B^b(y, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) [D_c^{h^+}(z, Q^2) - D_c^{h^-}(z, Q^2)], \quad (1)$$

有助于分离入射强子中价夸克、海夸克及胶子分布的影响^[1-3]. 式中 $G_A^a(x, Q^2)$ ($G_B^b(y, Q^2)$) 为强子 A (B) 中部分子 a (b) 的分布函数, 而 $x(y)$ 是部分子 a (b) 所携带的分数动量, Q 是反应的转移动量, $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd)$ 是子过程 $ab \rightarrow cd$ 的不变微分截面, $D_c^h(z, Q^2)$ 表示部分子 c 至强子 h 的碎裂函数, z 为末态强子 h 的分数动量.

由 (1) 式不难看出, 截面差方法存在着对夸克碎裂函数 $D_c^h(z, Q^2)$ 敏感的缺点. 一种改进的办法^[4] 是将 (1) 式对 z 积分, 然后乘上强子 h 的电荷绝对值 (以电子电荷为单位计算) $|e_h|$, 再对 h 求和, 得

$$\bar{J}(x, y, i) = \sum_{abcd} G_A^a(x, Q^2) G_B^b(y, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow cd) \sum_h |e_h| \int [D_c^{h+} - D_c^{h-}] dz,$$

由于 $|e_h| = e_{h+} = -e_{h-}$, 所以

$$\begin{aligned} \bar{J}(x, y, i) = & \sum_{abcd} G_A^a(x, Q^2) G_B^b(y, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow cd) \\ & \times \left(\sum_h e_h \int D_c^h(z, Q^2) dz \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\sum_h e_h \int D_c^h(z, Q^2) dz$ 表示部分子 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”, 记作 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$. $\bar{J}(x, y, i)$ 的物理含义是实验者在 x, y, i 处测到的各种喷注平均电荷的总和, 称为该反应的“喷注电荷截面”. (2) 式与 (1) 式相比, 凡是对 (1) 式无贡献的过程对 (2) 式也无贡献, 而 (2) 式中的 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 与 (1) 式的 $D_c^h(z, Q^2)$ 相比, 却可以不受末态强子种类 h 及其分动量 z 的影响, 特别在忽略标度破坏的情况下, $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 只是一个常数, 这无疑会减少理论预言的不确定性. 还应当指出, 由于目前实验上无法将某一种味道的部分子 c 所形成的喷注单独挑选出来, 所以 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 不能被直接观测, 但是喷注电荷截面 \bar{J} 却因反映了各种 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 的总贡献, 而可以像普通截面那样由实验直接测定. 文献 [4] 给出了通过测量 \bar{J} 来间接确定某些 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 的方法.

本文将把 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 视为已知, 通过对下列反应的喷注电荷截面的分析:

$$p + p \rightarrow \gamma + \text{Jet} + X,$$

$$\gamma + p \rightarrow 2\text{Jets} + X,$$

$$\gamma + p \rightarrow h + \text{Jet} + X,$$

分别给出检测质子中胶子分布函数, 提取胶子喷注信息, 以及确定胶子碎裂函数的方法.

二、公式推导

1. 质子中胶子分布函数的确定

考虑反应 $p + p \rightarrow \gamma + \text{Jet} + X$. 对该反应截面有贡献的过程示于图 1. 利用文献 [3] 中给出的计算截面差的选图规则, 以及过程的贡献对电荷截面与对截面差之间的“等

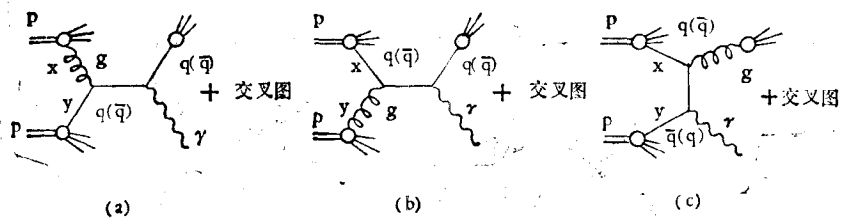


图 1

效”性可知, 图 1 (a), (b) 中的海夸克成份和 (c) 都对该反应的喷注电荷截面无贡献. 于是可得

$$\begin{aligned} \bar{J}(x, y, i)|_{pp \rightarrow r + \text{Jet}} = & \left[G_p^g(x, Q^2) G_p^{u\nu}(y, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(gu \rightarrow \gamma u) \overline{e_{\text{Jet}_u}} \right. \\ & \left. + G_p^{u\nu}(x, Q^2) G_p^g(y, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(ug \rightarrow \gamma u) \overline{e_{\text{Jet}_u}} \right] + [u \leftrightarrow d]. \quad (3) \end{aligned}$$

为了便于实验观测,我们取末态光子的相对纵向和横向动量 $x_L = P_L^y/E$, $x_T = P_T^y/E$ 为自变量,其中 P_L^y 和 P_T^y 分别是光子动量在束流方向以及垂直于束流方向的平面上的投影值, E 是 p-p 质心系中入射粒子的能量. 考虑到 $\bar{J}(x, y, i)$ 包含三个自变量,必须再引入一个辅助变量 $x_j = P_L^x/E$, 其中 P_L^x 为末态夸克动量在束流方向的投影值,而未态夸克的横向动量 P_T^x 应与 P_T^y 相等. 于是有

$$\begin{aligned} x &= (a_L + a_j + x_L + x_j)/2, \\ y &= (a_L + a_j - x_L - x_j)/2, \\ \partial(x, y, i)/\partial(x_T, x_L, x_j) &= 2xyE^2x_T/(a_L \cdot a_j), \\ a_L &= (x_L^2 + x_T^2)^{1/2}, \quad a_j = (x_j^2 + x_T^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

而

$$\begin{aligned} \bar{J}(x_T, x_L)|_{pp \rightarrow r + \text{Jet}} = & \int [\partial(x, y, i)/\partial(x_T, x_L, x_j)] \bar{J}(x, y, i) dx_j \\ = & \int dx_j (\pi\alpha_s \alpha_{x_T}) / (54E^2x^2y^2a_La_j) \cdot \{ x G_p^g(x, Q^2) \\ & \cdot y G_p^{u\nu}(y, Q^2) [(2x/(a_L + x_L)) + ((a_L + x_L)/2x)] \\ & + y G_p^g(y, Q^2) x G_p^{u\nu}(x, Q^2) \cdot [(2y/(a_L - x_L)) \\ & + ((a_L - x_L)/(2y))] \} \cdot (\overline{e_{\text{Jet}_u}} + \overline{e_{\text{Jet}_d}}/8), \end{aligned} \quad (5)$$

其中对质子的价夸克分布作了如下的近似^[5]:

$$G_p^{u\nu}(x, Q^2) = 2G_p^{d\nu}(x, Q^2). \quad (6)$$

在本文的讨论中都采用了这种近似.

由条件 $\begin{cases} 0 < x < 1; \\ 0 < y < 1; \\ 0 < a_j < 1, \end{cases}$ 可定出 x_j 的积分上下限为

$$\begin{aligned} \max\{[x_T^2 - (2 - a)^2]/(4 - 2a), -(1 - x_T^2)^{1/2}\} < x_j \\ < \min\{[(2 - b)^2 - x_T^2]/(4 - 2b), (1 - x_T^2)^{1/2}\}, \end{aligned}$$

而 $a = a_L - x_L$, $b = a_L + x_L$. 显然,当 $\bar{J}(x_T, x_L)$ 被测定后,从(5)式解出的质子中胶子分布函数 $G_p^g(x, Q^2)$ 只与质子的价夸克分布及常数 $\overline{e_{\text{Jet}_u}}$, $\overline{e_{\text{Jet}_d}}$ 有关.

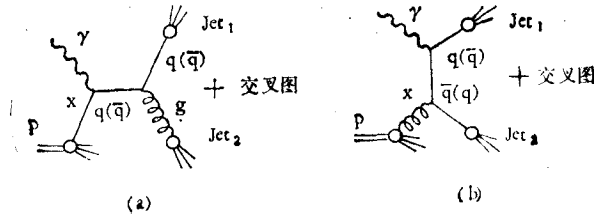


图 2

2. γ -p 碰撞中末态胶子和夸克的喷注电荷截面角分布

目前实验上所获得的有关胶子的最直接信息,可能要算 $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ Jets}$ 的事例了. 本文希望通过以下的分析能为色胶子场的存在提供一种更为确切的检验指标.

考虑反应 $\gamma + p \rightarrow 2 \text{ Jets} + X$. 显然,对该反应截面有贡献的过程如图 2 所示,而其中的过程 (b) 以及过程 (a) 中的海夸克成份都对它的喷注电荷截面无贡献.

由于实验上无法区分夸克喷注和胶子喷注,所以本文选用以下两种在实验上可以测量的喷注电荷截面,

$$\begin{aligned} \bar{J}_q(x, \hat{i}_1, \hat{i}_2) = & \left\{ G_p^{qv}(x, Q^2) \left[\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_1}(\gamma u \rightarrow \text{Jet}_1 + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_1}} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_2}(\gamma u \rightarrow \text{Jet}_2 + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_2}} \right] \right\} + \{u \leftrightarrow d\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{J}_g(x, \hat{i}_1, \hat{i}_2) = & \left\{ G_p^{gv}(x, Q^2) \left[\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_1}(\gamma u \rightarrow \text{Jet}_1 + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_2}} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_2}(\gamma u \rightarrow \text{Jet}_2 + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_1}} \right] \right\} + \{u \leftrightarrow d\}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_i}(\gamma u \rightarrow \text{Jet}_i + X)$ 表示单举第 i 个喷注的子过程截面,而 $\overline{e_{\text{Jet}_i}}$ 是第 i 个喷注的平均电荷 ($i = 1, 2$). 由于这两个式子对指标 i 对称,所以在这里 i 的顺序是不重要的, (7), (8) 两式的唯一差别是前式的子过程单举截面与所乘的 $\overline{e_{\text{Jet}_i}}$ 因子对应同一个喷注,而后式则相反. 在此不妨用 $i = 1$ 表示夸克,用 $i = 2$ 表示胶子. 由 $\overline{e_{\text{Jet}_g}} = 0$ 可得

$$\bar{J}_q(x, \hat{i}_1) = \left\{ G_p^{qv}(x, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_1}(\gamma u \rightarrow u + X) \overline{e_{\text{Jet}_u}} \right\} + \{u \leftrightarrow d\}, \quad (9)$$

$$\bar{J}_g(x, \hat{i}_2) = \left\{ G_p^{gv}(x, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}_2}(\gamma u \rightarrow g + X) \overline{e_{\text{Jet}_u}} \right\} + \{u \leftrightarrow d\}. \quad (10)$$

如果分别用末态夸克的纵向及横向相对动量 $x_L = P_L^q/E$, $x_T = P_T^q/E$ 和末态胶子的纵向及横向相对动量 $x_j = P_L^g/E$, $x_T = P_T^g/E = P_T^q/E$ 作为这两个电荷截面式的自变量,则有

$$\begin{aligned} x &= (a_L - x_L)/(2 - a_L - x_L) = (a_j - x_j)/(2 - a_j - x_j), \\ \partial(x, \hat{i}_1)/\partial(x_L, x_T) &= 4xE^2x_T/[a_L(2 - a_L - x_L)], \\ \partial(x, \hat{i}_2)/\partial(x_j, x_T) &= 4xE^2x_T/[a_j(2 - a_j - x_j)], \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$a_L = (x_T^2 + x_L^2)^{1/2}, \quad a_j = (x_T^2 + x_j^2)^{1/2}.$$

$$\begin{aligned} \bar{J}_q(x_T, x_L) &= [\partial(x, \hat{i}_1)/\partial(x_T, x_L)] \cdot \bar{J}_q(x, \hat{i}_1) \\ &= 2\pi\alpha_s x_T/[3E^2 x a_L (a_L - x_L)] \cdot x G_p^{qv}(x, Q^2) \cdot [(2x/(a_L - x_L)) \\ &\quad + (a_L - x_L)/(2x)] \cdot [(4\overline{e_{\text{Jet}_u}}/9) + (\overline{e_{\text{Jet}_d}}/18)], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{J}_g(x_T, x_j) &= [\partial(x, \hat{i}_2)/\partial(x_T, x_j)] \cdot \bar{J}_g(x, \hat{i}_2) \\ &= 2\pi\alpha_s x_T/[3E^2 x a_j (a_j - x_j)] \cdot x G_p^{gv}(x, Q^2) \\ &\quad \cdot [(2/(a_j + x_j)) + (a_j + x_j)/2] \cdot [(4\overline{e_{\text{Jet}_u}}/9) + \overline{e_{\text{Jet}_d}}/18], \end{aligned} \quad (13)$$

从实验上测定 \bar{J}_q 和 \bar{J}_g 的角分布并加以比较就可以得到有关夸克喷注和胶子喷注的有趣

信息。

3. 胶子碎裂函数的确定

考虑反应 $\gamma + p \rightarrow \text{Jet} + \text{Jet} + X$ 。其反应截面包含如下三种过程的贡献(见图 3)。

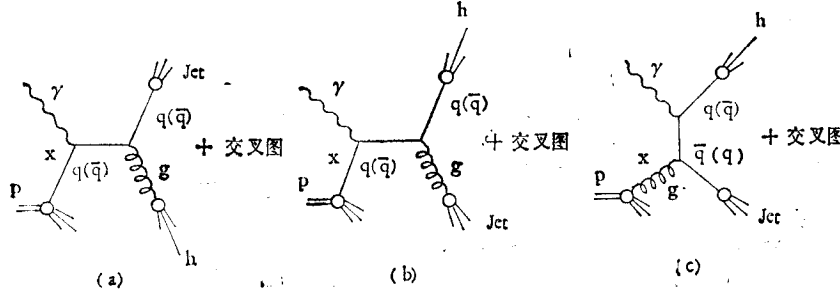


图 3

其喷注电荷截面可定义为

$$\bar{J}(x, \hat{z}, z')|_{\gamma p \rightarrow h + \text{Jet}} = \sum_{abc} G_p^a(x, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{z}}(\gamma a \rightarrow bc) \cdot D_b^h(z', Q^2) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_c}}, \quad (14)$$

式中 $D_b^h(z', Q^2)$ 是 b 至 h 的碎裂函数, 为了与 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 中隐含的碎裂函数相区别, 它的末态强子动量用 z' 来标记。该定义式对应着如下的测量手续: 在每一个 γp 碰撞生成两个大 P_T 喷注的事例中, 从一个喷注(记作 Jet_1) 里收集强子 h, 且测定其动量和方位角; 同时统计另一个喷注(记作 Jet_2) 的强子电荷代数和(实际上只须从 Jet_2 中随机地挑选几个强子的电荷进行测量)^[4]; 然后再从 Jet_2 中取 h, 并统计 Jet_1 的电荷, 最后作卷积。

显然, 图 3 中的过程 (b), (c) 以及过程 (a) 中的海夸克成份都对 (14) 式无贡献。于是

$$\bar{J}(x, \hat{z}, z')|_{\gamma p \rightarrow h + \text{Jet}} = \left[G_p^{u\nu}(x, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{z}}(\gamma u \rightarrow gu) D_g^h(z', Q^2) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_u}} \right] + [u \leftrightarrow d]. \quad (15)$$

如果选末态强子 h 的横向和纵向相对动量 x_T, x_L 为自变量, 则有

$$\begin{aligned} x &= (a_L - x_L)/(2z' - a_L - x_L), \quad a_L = (x_T^2 + x_L^2)^{1/2}, \\ \partial(x, \hat{z}, z')/\partial(x_T, x_L, z') &= x_T/[z' a_L (2z' - a_L - x_L)]. \end{aligned} \quad (16)$$

而

$$\begin{aligned} \bar{J}(x_T, x_L)|_{\gamma p \rightarrow h + \text{Jet}} &= \int dz' (2\pi\alpha_s x_T) / [3E^2 a_L (a_L - x_L) x z'^2] \\ &\quad \cdot x G_p^{u\nu}(x, Q^2) \cdot z' D_g^h(z', Q^2) \cdot [((a_L + x_L)/(2z')) + 2z' / \\ &\quad (a_L + x_L)] \cdot ((4 e_{\text{Jet}_u}/9) + \overline{e_{\text{Jet}_d}}/18), \end{aligned} \quad (17)$$

z' 的积分限由条件 $\begin{cases} 0 < x < 1; \\ 0 < z' < 1 \end{cases}$ 确定为 $a_L < z' < 1$ 。

这种方法的主要优点在于突出了 γ -p 碰撞中 QCD 的 Compton 散射过程^[6] 的贡献, 并排除了质子中海夸克分布的影响, 从而使我们有可能会用 $\overline{e_{\text{Jet}_u}}, \overline{e_{\text{Jet}_d}}$ 以及质子的价夸克分布函数作输入参数来测定胶子碎裂函数。

三、数值计算与讨论

本文分别对(5),(12),(13)和(17)式作了数值分析. 按照 ISR 将 pp 对撞的能量取为 $S^{1/2}=63\text{GeV}$, γ 光束的能量与 CERN 目前的实光束相对应取作 $S=2E_{\text{Lab}}=300\text{GeV}^2$.

对于质子中价夸克的分布函数, 采用 Buras 和 Gaemers 的结果^[7], 并选用了两种不同的胶子分布函数, 其一组为^[2]

$$\begin{aligned} xG_p^g(x) &= C_g x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1+3.5x), \\ C_g &= 2.63(1-1.18\bar{s}+\bar{s}^2), \\ \eta_1 &= -0.56\bar{s}+0.24\bar{s}^2, \\ \eta_2 &= 5.9+0.81\bar{s}, \end{aligned} \quad (18)$$

另一组为^[7]

$$\begin{aligned} xG_p^g(x) &= P_g x^{\eta_1} (1-x)^{(P_g/Q_g^{-2})}, \\ P_g &= -0.169 \exp(-0.747\bar{s}) + 0.571, \\ Q_g &= -0.00904 \exp(-1.386\bar{s}) + 0.0425 \exp(-0.609\bar{s}). \end{aligned} \quad (19)$$

胶子碎裂函数采用 Baier 的结果^[8]

$$\begin{aligned} D_g^g(z') &= d_g(z')^{d_1} (1-z')^{d_2}, \\ d_g &= 0.5 - 0.75\bar{s} + 0.38\bar{s}^2, \\ d_1 &= -0.1 - 0.97\bar{s} + 0.38\bar{s}^2, \\ d_2 &= 2.0 + 0.59\bar{s} + 0.05\bar{s}^2. \end{aligned} \quad (20)$$

上面诸式中均取 $\bar{s} = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$, $\Lambda = 0.3\text{GeV}$, $Q_0^2 = 5\text{GeV}^2$, $Q^2 = \beta^2$ (在 pp 碰撞中 $Q^2 = xyS$, 在 γp 碰撞中 $Q^2 = xS$), $\alpha_s = 0.3$, $\alpha = 1/137$.

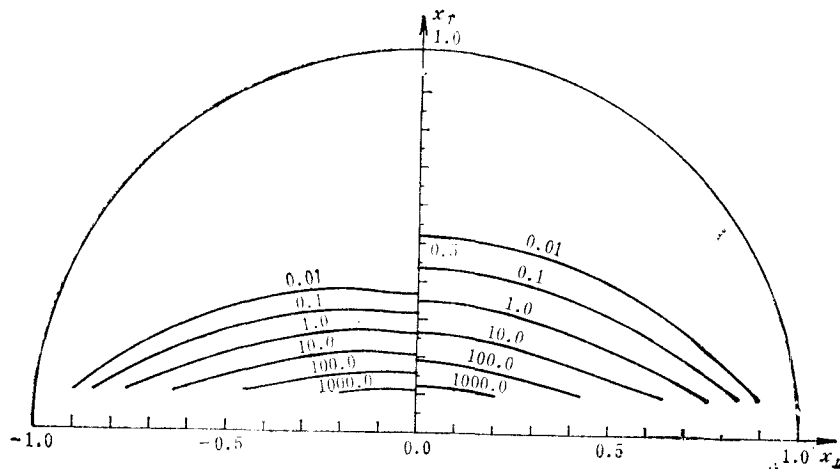


图4 $p + p \rightarrow \gamma + \text{Jet} + X$ 的喷注电荷截面分布. 图中等高线以 nb 为单位; 由于结果具有对 x_T 的轴对称性, 因此各自只画出一半, 左半边图是用文献[7]的胶子分布函数得到的结果, 右半边图是用文献[2]的胶子分布函数得到的结果; $\sqrt{s} = 63\text{GeV}$

由于目前还没有夸克喷注平均电荷的实验值. 因此, 本文采用了根据夸克碎裂的 F-F 模型, 用 Monte-Carlo 模拟方法给出的结果^[9]. 考虑到本文所涉及的喷注具有明显的大

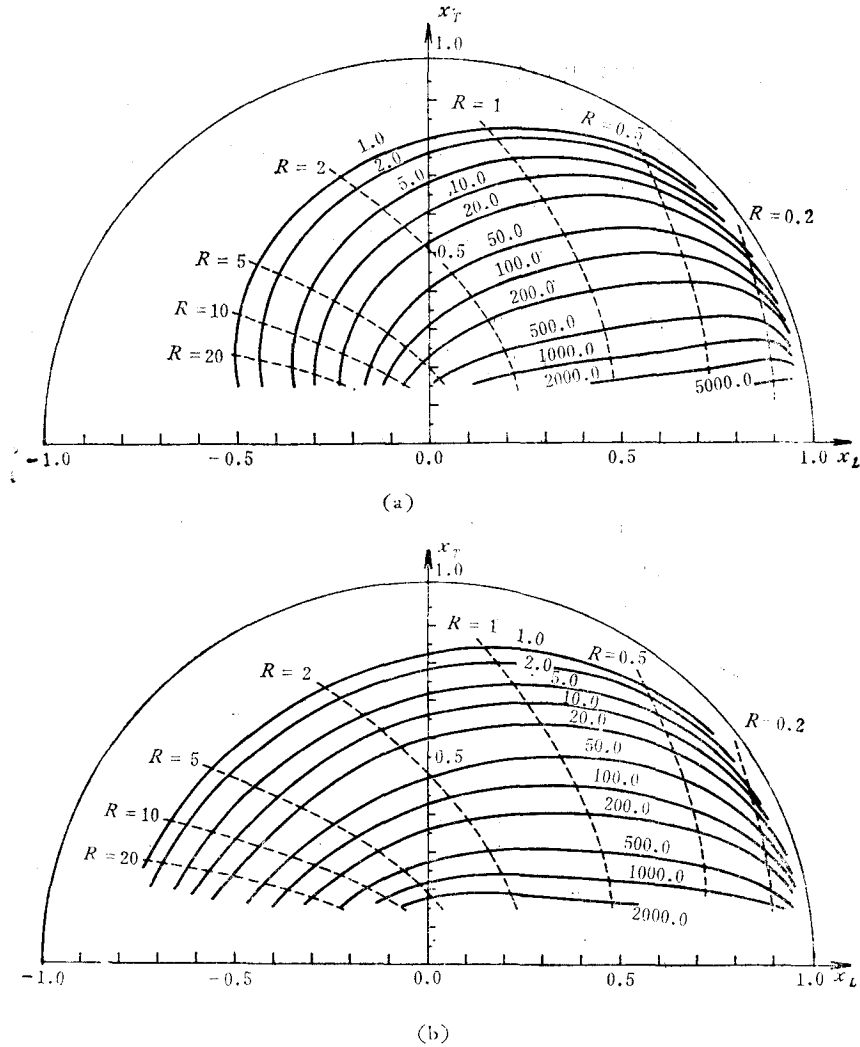


图5 $\gamma + p \rightarrow 2\text{Jets} + X$ 的喷注电荷截面分布 \bar{J}_g 图中等高线以 nb 为单位; $S = 300 \text{ GeV}^2$

P_T 特征, 因而取 $\overline{e_{\text{Jet}_u}} = 0.600$, $\overline{e_{\text{Jet}_d}} = 0.400$. 算得的各种喷注电荷截面的数值结果示于图4—图6. 可见, 它们都具备了可以在目前的实验条件下进行观测的量级.

采用喷注电荷截面方法的目的在于设法将微扰 QCD 中诸多的唯象因素分离开来, 以便从实验中分别地加以检验. 这一点在(5)和(7)式中体现得比较明显, 我们已分别在前文中作了简短的说明. 这里只对(12), (13)两式作一些必要的讨论. 如前所述, 我们考察 \bar{J}_g 和 \bar{J}_q 的角分布是希望从中得到一些比 $e^+e^- \rightarrow 3\text{Jets}$ 事例更详细的胶子信息. 从图 5(a) 和图 5(b) 中可以明显看出 \bar{J}_g 和 \bar{J}_q 的分布有很大不同. 总的说, \bar{J}_q 角分布的“前倾”特征更加显著. 为了标明这种差别, 我们还计算了 \bar{J}_g/\bar{J}_q 在同一相空间点的值

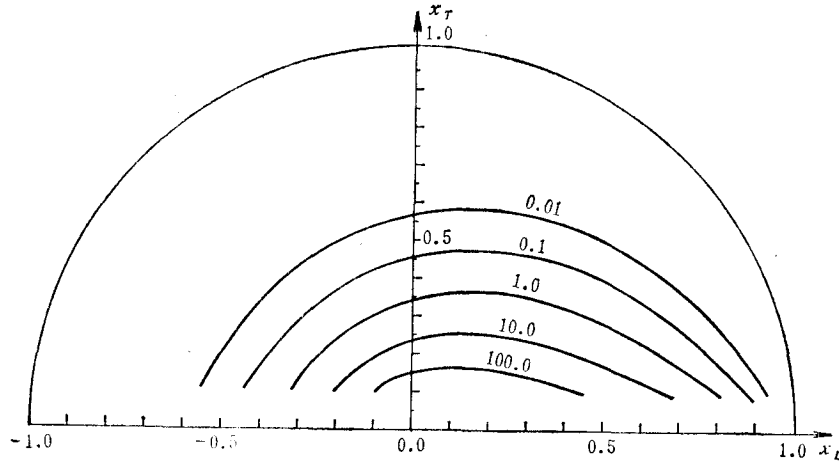


图6 $\gamma + p \rightarrow h + \text{Jet} + X$ 的喷注电荷截面分布 图中等高线以 nb 为单位: $S = 300\text{GeV}^2$

$$\begin{aligned}
 R &= \bar{J}_g / \bar{J}_q \\
 &= [(2/(a_L + x_L)) + (a_L + x_L)/2] / [(2/(2 - a_L - x_L)) \\
 &\quad + ((2 - a_L - x_L)/2)]. \quad (21)
 \end{aligned}$$

此式的数值结果在图 5(a) 和图 5(b) 中用虚线标出。我们看到, 在相当大的运动学区域 (I) 内, \bar{J}_g 的分布比 \bar{J}_q 大 5 至 10 倍, 从而在不能识别夸克和胶子的实验条件下为间接考察胶子喷注提供了新的标志。

我系陈之江老师为本文提供 $\overline{\sigma_{\text{jet}_g}}$ 和 $\overline{\sigma_{\text{jet}_q}}$ 的唯象数据, 高能物理研究所杜东生副教授的有益讨论, 作者在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] M. Fontannaz, A. Mantrach, B. Pire and D. Schiff, *Phys. Lett.*, **89B** (1980), 263.
- [2] M. Anselmino and P. Kroll, Preprint Ref. TH. 3471—CERN
- [3] 孔繁梅、罗马、刘浩然, 高能物理与核物理, **9**(1985), 546.
- [4] 杜东生、杨新娥、罗马, 本刊本期, 141.
- [5] J. G. McEwen *et al.*, preprint CERN/EP 82—151.
- [6] H. Fritzsch and P. Minkovski, *Phys. Lett.*, **B98**(1977), 316.
- [7] A. J. Buras and K. J. P. Garemiers, *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249.
- [8] R. Baier, J. Engels and B. Peterson, *Z. Physik*, **C2** (1979), 265.
- [9] 罗马、陈之江、韩涛、岳刚, 本刊本期, 161.

EXPLORING THE GLUON INFORMATION BY THE JET-CHARGE-CROSS SECTION METHOD

KONG FAN-MEI LUO MA HAN TAO WEN NUAN

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

ABSTRACT

We analyse the jet-charge-cross section of the following three reactions: $p+p \rightarrow \gamma + \text{Jet} + X$, $\gamma+p \rightarrow 2\text{Jets} + X$, $\gamma+p \rightarrow h + \text{Jet} + X$, and present the methods respectively for testing gluon distribution function in proton, extracting the information of gluon jets and determining the fragmentation function of gluon.