

喷注电荷截面方法

杜 东 生

(高能物理研究所)

杨 新 娥

(天津大学物理系)

罗 马

(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

我们提出了一种新的计算方法(喷注电荷截面)。用这种方法进行微扰 QCD 计算,不但能像末态正反强子截面差 $d\sigma(AB \rightarrow h^+ + X) - d\sigma(AB \rightarrow h^- + X)$ 那样少受海夸克和胶子分布函数的影响,而且与任何部分子的碎裂函数无关。用这种方法还可以在不能识别夸克味道的实验条件下,间接测定各种夸克喷注的平均电荷。

近年来,人们注意到在对很多强子过程进行微扰 QCD 计算时,考虑大 P_T 末态正反强子的截面差 $d\sigma(AB \rightarrow h^+ + X) - d\sigma(AB \rightarrow h^- + X)$ 有利于减少唯象因素的影响,将截面差的计算结果与实验数据作比较,有可能为 QCD 提供更为清晰的检验^[1,2]。应当看到,截面差的计算结果强烈地依赖于夸克碎裂函数,然而由于目前人们对禁闭机制的了解还比较肤浅,很难准确地写出夸克碎裂函数的形式。

这里我们提出一种既具备截面差技巧的优点,又不依赖于碎裂函数的计算方案。为此,我们定义一个新的物理量:

$$\bar{j} = \sum_c \frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow c + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_c}}, \quad (1a)$$

而

$$\overline{e_{\text{Jet}_c}} = (1/N) \sum_{i=1}^N e_{\text{Jet}_c(i)}, \quad (1b)$$

其中 A, B 是参加反应的初态粒子,并且 A, B 中至少有一个是强子; c 泛指碰撞后生成的某一种味道的夸克或反夸克或胶子(简称为部分子 c); $\text{Jet}_c(i)$ 代表在某一个有部分子 c 生成的事例 (i) 中,这个部分子 c 碎裂后形成的喷注,而 $e_{\text{Jet}_c(i)}$ 正是这个喷注中各粒子所带电荷数(以电子电荷的绝对值为单位)的代数总和(这里,我们姑且假定它可以被准确测定),简称为 c 喷注电荷。后面的分析表明,一般说来,同一种部分子 c (比如 u 夸克),在同一反应的不同事例 (i) 中,所形成的喷注可能具有不同的喷注电荷。正是为了体现

这种差别,我们才给 e_{Jet_c} 加上了一个宗量 (i), 以表明它是第 (i) 个事例中形成的 c 喷注电荷. 可见 $e_{\text{Jet}_c(i)}$ 带有一定的偶然性, 故不能作为一个确定的物理量独立存在. 但幸而可以证明 e_{Jet_c} 存在着确定的统计平均值, 亦即当测量的次数 N 充分大时,

$$\overline{e_{\text{Jet}_c}} = (1/N) \sum_{i=1}^N e_{\text{Jet}_c(i)}$$

趋向于一个只与 c 的类别有关的稳定值. 显然 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 的确定性与普适性是定义 (1) 式成立的先决条件, 关于这一点我们后面还要作进一步的讨论. 此外, (1) 式中的

$$\frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow c + X)$$

表示在 A, B 碰撞中生成部分子 c 的反应微分截面, 这里的 $d\alpha$ 泛指部分子 c 的某一个相空间体积元, 比如: 当 $d\alpha$ 代表动量体积元 dP^3 时, $\frac{d\sigma}{d\alpha} = \frac{d^3\sigma}{dP^3}$; 当 $d\alpha$ 代表立体角元 $d\Omega$ 时, $\frac{d\sigma}{d\alpha} = \frac{d\sigma}{d\Omega}$; \dots \sum_c 表示对反应中可能生成的各种部分子 c 求和, 比如, 当反应中有 u 夸克, \bar{u} 反夸克和胶子 g 生成时, 有

$$\begin{aligned} & \sum_c \frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow c + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_c}} \\ &= \frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow u + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_u}} + \frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow \bar{u} + X) \\ & \quad \cdot \overline{e_{\text{Jet}_{\bar{u}}}} + \frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow g + X) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_g}}. \end{aligned}$$

我们引入 \bar{J} 这个物理量, 目的是将它应用于强相互作用的硬过程. 众所周知, 在硬的强作用过程中, 根据微扰 QCD 有

$$\frac{d\sigma}{dx dy d\hat{i}} (AB \rightarrow c + d) = G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}} (a + b \rightarrow c + d),$$

这时, 如果选取 (1) 式中的

$$\frac{d\sigma}{d\alpha} (AB \rightarrow c + X) = \sum_{a,b,d} \frac{d\sigma}{dx dy d\hat{i}} (AB \rightarrow c + d),$$

则有

$$\bar{J} = \sum_{a,b,c,d} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}} (a + b \rightarrow c + d) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_c}}. \quad (2)$$

这里我们假定 A, B 都是强子, $G_A^a(x)$ 是在强子 A 中找到部分子 a 的几率 (即所谓部分子 a 的分布函数), $x \equiv |\mathbf{P}_a|/|\mathbf{P}_A|$ 是部分子 a 的动量所占强子 A 动量的份额, $G_B^b(y)$ 的含义与 $G_A^a(x)$ 类同. $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}} (a + b \rightarrow c + d)$ 是由部分子 a, b 碰撞生成 c, d 的子过程截面. 显然, 部分子 a, b, c, d 的不同组合对应着不同的子过程, 而 $\sum_{a,b,c,d}$ 实际上相当于对碰撞中可能发生的各种子过程求和.

(2) 式比较实用, 本文后面的计算都以它为出发点. 此外, (2) 式还给出了 \bar{J} 的物理含义. 其中

$$\sum_{a,b,d} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\sigma}{di} (a + b \rightarrow c + d)$$

表示经 A, B 碰撞后, 散射到相空间 (x, y, i) 处第 c 种分子的几率密度(只差一个带量纲的常数因子), 而

$$\sum_c \left[\sum_{a,b,d} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\sigma}{di} (a + b \rightarrow c + d) \right] \cdot \overline{e_{\text{Jet}_c}}$$

正是散射到 (x, y, i) 处的各种喷注电荷的几率密度之和, 它与通常的反应截面的差别仅在于一个指的是粒子, 而另一个指的是喷注电荷, 因此我们把 \bar{J} 称为喷注电荷截面。

众所周知, 夸克都带分数电荷, 而夸克喷注中的每一个强子都带整数电荷。显然, 我们无法用一组整数的代数和来表示一个分数。这说明 $e_c \approx e_{\text{Jet}_c}$ (这里的 c 与前文一样, 泛指某一种夸克或反夸克, 并非 charm 夸克。若以 u 夸克为例, 则有 $e_u \approx e_{\text{Jet}_u}$, 其中 $e_u = 2/3$ 是 u 夸克的电荷数), 或者说: 夸克 c 在其碎裂过程中从真空中捞取了能够与自身电荷 e_c 配成整数的另一个分数电荷 $e'_c(i)$, 即

$$e_c + e'_c(i) = e_{\text{Jet}_c(i)} = \text{整数}, \quad (3)$$

如果 $e'_c(i) \approx e'_c(j)$ (因为能够与 e_c 凑成整数的 e'_c 不止一个), 则有 $e_{\text{Jet}_c(i)} \approx e_{\text{Jet}_c(j)}$, 也就是说, 在不同的反应, 乃至同一个反应的不同事例中, e_{Jet_c} 的值可能不同。不过, 可以证明:

1. $e_{\text{Jet}_c(i)}$ 具有确定的统计平均值

$$\overline{e_{\text{Jet}_c}} = (1/N) \sum_{i=1}^N e_{\text{Jet}_c(i)},$$

2. $\overline{e_{\text{Jet}_{c^+}}} = -\overline{e_{\text{Jet}_{c^-}}}$.

其中 c^+ 和 c^- 代表具有同样味道 c_f 的一对正反夸克。

证明:

用 $D_c^h(z)$ 表示一个部分子 c 碎裂成一个强子 h 的碎裂函数, 其中 z 是 h 的动量所占部分子 c 动量的份额。由 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 和 $D_c^h(z)$ 的定义可知, 有

$$\overline{e_{\text{Jet}_c}} = \sum_h \int_0^1 e_h D_c^h(z) dz, \quad (4)$$

其中 e_h 是强子 h 的电荷数, \sum_h 表示对可能产生的各种强子求和。这说明在一个强作用过程中, 只要可以使用像碎裂函数 $D_c^h(z)$ 那样的物理概念, 就应当存在着确定的 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 。进而由 $D_c^h(z)$ 的普适性可知 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 应与产生部分子 c 的具体反应无关, 或者说 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 也具有普适性。实际上, 有关夸克喷注的平均电荷数及其普适性的问题, Feynman 和 Field 等人早有讨论^[3]。

另一方面, 由于部分子的碎裂是一个强作用过程, 而强作用在电荷共轭变换下不变, 所以有

$$\begin{aligned} D_c^{h^+}(z) &= D_c^{h^-}(z), \\ D_c^{h^+}(z) &= D_c^{h^+}(z), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \int_0^1 D_c^{h^+}(z) e_{h^+} dz &= - \int_0^1 D_c^{h^-}(z) e_{h^-} dz, \\ \int_0^1 D_c^{h^-}(z) e_{h^-} dz &= - \int_0^1 D_c^{h^+}(z) e_{h^+} dz, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 h^+ 和 h^- 代表一对正反强子, e_{h^+} 和 e_{h^-} 分别是 h^+ 和 h^- 的电荷数, 且 $e_{h^-} = -e_{h^+}$. 另一方面, (4) 式又可写成

$$\begin{aligned} \sum_{h^+} \int_0^1 D_c^{h^+}(z) \cdot e_{h^+} dz + \sum_{h^-} \int_0^1 D_c^{h^-}(z) \cdot e_{h^-} dz &= \overline{e_{\text{Jet}_c^+}}, \\ \sum_{h^+} \int_0^1 D_c^{h^+}(z) \cdot e_{h^+} dz + \sum_{h^-} \int_0^1 D_c^{h^-}(z) \cdot e_{h^-} dz &= \overline{e_{\text{Jet}_c^-}}, \end{aligned} \quad (7)$$

把(6)式代入(7)式, 即得命题 2.

应当指出, 所谓 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 的“确定性”, 主要是指 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 可以作为 c 喷注的一个稳定的基本属性而客观存在, 这与能否在目前的实验条件下对它直接进行观测是两回事. 我们之所以关心 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 的“确定性”, 是为了通过它给 \bar{J} 的定义(1)式以确切的物理意义. 实际上, 尽管 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 和 \bar{J} 都具有确定性, 但两者的可观测性决然不同. 在目前的实验条件下, 由于无法辨别某个喷注是哪一种部分子形成的, 所以即使能够测准每个喷注的喷注电荷, 也无法对

$$\overline{e_{\text{Jet}_c}} = (1/N) \sum_{i=1}^N e_{\text{Jet}_c(i)}$$

进行统计, 因而也就不能直接测定 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ (间接的测量方法将在后面给出); 然而 \bar{J} 所反映的是各种喷注的总贡献, 测量 \bar{J} 时, 只要统计落在 $d\alpha$ 体积元内的任何一个喷注的喷注电荷, 无需过问每个喷注是由哪种夸克或胶子形成的, 因而易于做到. 而喷注电荷截面方法所直接观测的恰好是 \bar{J} 而不是 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$, 从而回避了因统计各种 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 而带来的识别胶子及各种夸克味道的困难. 这一点既是喷注电荷截面方法得以实现的基本前提, 也是该方法的一个突出的优点.

在以上的讨论中, 一直包含了前面提到的一个假定即每个喷注的电荷都可以被实验准确测定. 其实, 完全可以将该假定放宽为

$$e_{\text{Jet}_c(i)} = e'_{\text{Jet}_c(i)} + \Delta e(i),$$

其中 $e'_{\text{Jet}_c(i)}$ 为实测值, $\Delta e(i)$ 是测量的偶然误差. 显然, 当测量的次数 N 充分大时会有

$$(1/N) \sum_{i=1}^N \Delta e(i) = 0,$$

和

$$\overline{e'_{\text{Jet}_c}} = (1/N) \sum_{i=1}^N e'_{\text{Jet}_c(i)} + (1/N) \sum_{i=1}^N \Delta e(i) = \overline{e_{\text{Jet}_c}},$$

于是

$$\bar{J} = \sum_{a,b,c,d} G_a^a(x) G_b^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_c}}. \quad (8)$$

这表明即使每一次统计不到一个完整的喷注电荷, 只要收集的事例数足够多, \bar{J} 也可以被精确测定.

测量 \bar{J} 时,除了统计一个喷注的电荷数,还要确定它的相空间坐标 (x, y, i) . 其实后一项工作在任何喷注截面的测量中都会遇到^[4]. 众所周知,选择适当的运动学安排有助于喷注坐标的确定. 比如,当反应末态是一个类点粒子(如光子)和一个喷注时,可以把类点粒子的动量 (P_T, P_L) 及喷注的出射角 θ 选作自变量. 于是有

$$dx dy di = J_a dP_T dP_L d(\cos\theta),$$

假如反应末态是两个喷注,可以取两个喷注的出射角 θ_1 和 θ_2 以及两个末态喷注的总能量 E_f 为自变量,这时有

$$dx dy di = J_b dE_f d(\cos\theta_1) d(\cos\theta_2),$$

这里的 J_a 和 J_b 分别代表各自坐标变换的 Jacobian. 我们只要分别收集出现在体元 $dP_T dP_L d(\cos\theta)$ 或 $dE_f d(\cos\theta_1) d(\cos\theta_2)$ 内的喷注事例,并测定它们的电荷数,再利用上述的换算关系就可以定出 (x, y, i) 处的 \bar{J} 值.

下面来讨论喷注电荷截面与截面差的“等效性”. 不难验证,在符号 c_f, c^+, c^- 与符号 c 之间存在着如下关系:

$$\sum_c \bar{J}(c) = \sum_{c_f} [f(c^+) + f(c^-)],$$

其中 $f(c)$ 代表一个与 c 有关的任意函数. 利用这个关系,可以把(2)式改写成

$$\begin{aligned} \bar{J} = & \sum_{c_f} \left\{ \sum_{abcd} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow c^+d) \cdot \overline{e_{\text{Jet}c^+}} \right. \\ & \left. + \sum_{a'b'd'} G_A^{a'}(x) G_B^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (a'b' \rightarrow c^-d') \cdot \overline{e_{\text{Jet}c^-}} \right\}, \end{aligned}$$

由于 $\overline{e_{\text{Jet}c^+}} = -\overline{e_{\text{Jet}c^-}}$,

则

$$\begin{aligned} \bar{J} = & \sum_{c_f} \left\{ \sum_{abcd} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow c^+d) \right. \\ & \left. - \sum_{a'b'd'} G_A^{a'}(x) G_B^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (a'b' \rightarrow c^-d') \right\} \cdot \overline{e_{\text{Jet}c^+}}, \end{aligned}$$

显然,若

$$\sum_{abcd} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow c^+d) = \sum_{a'b'd'} G_A^{a'}(x) G_B^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (a'b' \rightarrow c^-d'), \quad (9)$$

则 $\bar{J} = 0$. 换言之,能使(9)式成立的所有过程,都对喷注电荷截面没有贡献.

另一方面,对于截面差有

$$\begin{aligned} \Delta_{AB}^h & \equiv d\sigma(AB \rightarrow h^+X) - d\sigma(AB \rightarrow h^-X) \\ & = \sum_{abcd} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow cd) \cdot [D_c^{h^+}(z) - D_c^{h^-}(z)] \\ & = \sum_{c_f} \left\{ \sum_{abcd} G_A^a(x) G_B^b(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (ab \rightarrow c^+d) \cdot [D_c^{h^+}(z) - D_c^{h^-}(z)] \right. \\ & \quad \left. + \sum_{a'b'd'} G_A^{a'}(x) G_B^{b'}(y) \frac{d\hat{\sigma}}{di} (a'b' \rightarrow c^-d') \cdot [D_c^{h^+}(z) - D_c^{h^-}(z)] \right\}, \end{aligned}$$

由于

$$[D_c^{h+}(z) - D_c^{h-}(z)] = -[D_c^{h+}(z) - D_c^{h-}(z)],$$

所以当(9)式成立时, $\Delta_{\Lambda B}^h$ 也等于零. 这说明对喷注电荷截面没有贡献的过程, 对截面差也没有贡献. 或者说, 能够从截面差中消掉的过程, 也能从喷注电荷截面中消掉, 在这种意义上来说两者是“等效”的.

到这里为止, 在喷注电荷截面的计算方案中, 只剩下了一组待定参数 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$. 确定这组参数具有重要意义. 一方面, 其本身是个很有意义的物理量; 另一方面, 将定出的 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 值代入(2)式, 可以对各种过程的喷注电荷截面作 QCD 预言, 再把预言值与测量值作比较 (前面我们已经阐明了 \bar{J} 的可测量性), 就能达到检验 QCD 的目的.

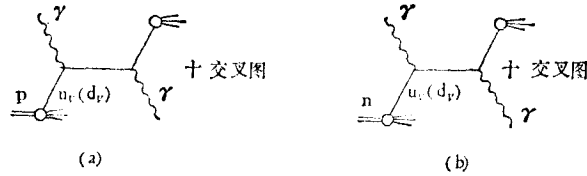


图 1

下面我们给出两种利用喷注电荷截面间接测定夸克喷注平均电荷的方法. 在第一种方法中, 我们来考虑这样两个 QED Compton 散射过程:

a) $\gamma p \rightarrow \gamma X$, b) $\gamma n \rightarrow \gamma X$.

利用 \bar{J} 与 $\Delta_{\Lambda B}^h$ 的“等效性”, 不难求出, 对这两种反应的喷注电荷截面有贡献的过程. 见图 1. 于是可得

$$\begin{aligned} \bar{J}_{\gamma p} &= G_{p^v}^u(x) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\gamma u \rightarrow u\gamma) \overline{e_{\text{Jet}_u}} + G_{p^v}^d(x) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\gamma d \rightarrow d\gamma) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_d}} \\ &= [G_{p^v}^u(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_u}} + (1/16) G_{p^v}^d(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_d}}] \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\gamma u \rightarrow u\gamma), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\bar{J}_{\gamma n} = [G_{n^v}^u(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_u}} + (1/16) G_{n^v}^d(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_d}}] \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\gamma u \rightarrow u\gamma). \quad (11)$$

将(10), (11)两式联立, 就可解出 $\overline{e_{\text{Jet}_u}}$ 和 $\overline{e_{\text{Jet}_d}}$ 来.

$$\begin{aligned} \overline{e_{\text{Jet}_u}} &= (G_{n^v}^d(x) \bar{J}_{\gamma p} - G_{p^v}^d(x) \bar{J}_{\gamma n}) / \\ &\quad \left[(G_{n^v}^d(x) G_{p^v}^u(x) - G_{p^v}^d(x) G_{n^v}^u(x)) \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\gamma u \rightarrow u\gamma) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \overline{e_{\text{Jet}_d}} &= 16(G_{n^v}^u(x) \bar{J}_{\gamma p} - G_{p^v}^u(x) \bar{J}_{\gamma n}) / \\ &\quad \left[(G_{n^v}^u(x) G_{p^v}^d(x) - G_{p^v}^u(x) G_{n^v}^d(x)) \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\gamma u \rightarrow u\gamma) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

$$\overline{e_{\text{Jet}_u}} / \overline{e_{\text{Jet}_d}} = -(1/16) \frac{G_{n^v}^d(x) \bar{J}_{\gamma p} - G_{p^v}^d(x) \bar{J}_{\gamma n}}{G_{n^v}^u(x) \bar{J}_{\gamma p} - G_{p^v}^u(x) \bar{J}_{\gamma n}}. \quad (14)$$

第二种方法, 考虑这样两个反应:

a) $ep \rightarrow e + \text{Jet}_{\kappa P_T} + X$, b) $en \rightarrow e + \text{Jet}_{\kappa P_T} + X$.

对这两个反应的喷注电荷截面有贡献的过程如图 2 所示.

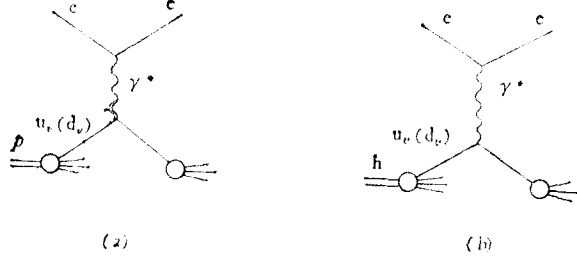


图 2

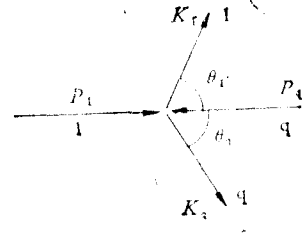


图 3

它们的喷注电荷截面分别为

$$\bar{J}_{ep} = [G_{p^v}^n(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_u}} + (1/4)G_{p^v}^d(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_d}}] \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{di}(eu \rightarrow ue), \quad (15)$$

$$\bar{J}_{en} = [G_{n^v}^n(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_u}} + (1/4)G_{n^v}^d(x) \cdot \overline{e_{\text{Jet}_d}}] \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{di}(eu \rightarrow ue), \quad (16)$$

$$\text{而} \quad \overline{e_{\text{Jet}_u}} / \overline{e_{\text{Jet}_d}} = -(1/4)(G_{p^v}^d(x)\bar{J}_{ep} - G_{p^v}^n(x)\bar{J}_{en}) / (G_{n^v}^n(x)\bar{J}_{ep} - G_{n^v}^d(x)\bar{J}_{en}). \quad (17)$$

若假定 $\overline{e_{\text{Jet}_u}}$ 和 $\overline{e_{\text{Jet}_d}}$ 都是常数(该假定的合理性后面再做讨论), 并近似地认为^[5]

$$G_{p^v}^n(x) = G_{n^v}^n(x) = 2G_{p^v}^d(x) = 2G_{n^v}^d(x), \quad (18)$$

则(14)和(17)式可以简化为

$$\overline{e_{\text{Jet}_u}} / \overline{e_{\text{Jet}_d}} \approx -(1/R_l) \left(2 \int \bar{J}_{1p} d\sigma - \int \bar{J}_{1n} d\sigma \right) / \left(\int \bar{J}_{1p} d\sigma - 2 \int \bar{J}_{1n} d\sigma \right), \quad (19)$$

其中 $l = \gamma$ 或 e , $R_r = 16$, $R_e = 4$, 积分 $\int [\dots] d\sigma$ 表示对所有的大 P_T 喷注求和.

下面来估算上述四种反应的喷注电荷截面的数量项. 我们在图 3 中画出了这些反应的子过程组元在总过程质心系中的动量分布.

$$\text{其中} \quad P_1 = (\mathbf{P}_1, P_1^0), \quad P_q = (\mathbf{P}_q, P_q^0), \\ K_1 = (\mathbf{K}_1, K_1^0), \quad K_q = (\mathbf{K}_q, K_q^0)$$

分别表示入射光子(或电子), 入射夸克, 出射光子(或电子)和出射夸克的四动量. θ_1 和 θ_q 分别是出射的 1 和 q 与束轴正方向的夹角. 由于我们只考虑大 P_T 的高能过程, 所以质子、电子以及所有夸克的质量都可以忽略不计. 于是有 $|\mathbf{P}_1| = P_1^0 \equiv E$, $|\mathbf{P}_q| = P_q^0$, $|\mathbf{K}_1| = K_1^0$, $|\mathbf{K}_q| = K_q^0$. 其中的 E 正是总过程质心系中入射粒子的能量.

定义

$$x_T \equiv |\mathbf{K}_q| \sin \theta_q / E = |\mathbf{K}_1| \sin \theta_1 / E, \\ x_L \equiv |\mathbf{K}_q| \cos \theta_q / E, \\ x \equiv |\mathbf{P}_q| / E, \quad a_L \equiv (x_T^2 + x_L^2)^{1/2}, \quad (20)$$

(x_T, x_L) 分别为末态夸克的相对横向和纵向动量. 由于受到四动量守恒的限制, 在我们所讨论的反应中, 最多只能保留两个独立变数. 如果把它们选成 x_T 和 x_L , 则其它的运

动学变量可表为

$$\begin{aligned}x &= (a_L - x_L)/(2 - a_L - x_L), \\ \dot{s} &= -(P_1 + P_q)^2 = 4 \times E^2, \\ \dot{i} &= -(K_q - P_1)^2 = -2E^2(a_L - x_L), \\ \dot{u} &= -(K_1 - P_1)^2 = -2 \times E^2(a_L + x_L).\end{aligned}\quad (21)$$

而我们所要用到的两种子过程截面可写成

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(\gamma u \rightarrow u\gamma) &= (-2\pi\alpha^2 e_u^4/\dot{s}^2)(\dot{i}/\dot{s} + \dot{s}/\dot{i}) \\ &= [16\pi\alpha^2/(648E^4x^2)] \cdot [(2 - a_L - x_L)/2 + 2/(2 - a_L - x_L)],\end{aligned}\quad (22)$$

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(eu \rightarrow ue) &= [\pi\alpha^2 e_u^2/(2\dot{s}^2)] \cdot [(\dot{s}^2 + \dot{i}^2)/\dot{u}^2] \\ &= [\pi\alpha^2/(72E^4x^2)] \cdot \{[4 + (2 - a_L - x_L)^2]/(a_L + x_L)^2\}.\end{aligned}\quad (23)$$

令 \bar{J}_{IN} 表示相空间微元 $dx_T dx_L$ 内的喷注电荷截面, 则

$$\bar{J}_{IN} = \frac{dx d\hat{i}}{dx_T dx_L} \bar{J}_{IN} = \{(4E^2 x_T)/[a_L(a_L - x_L)]\} x^2 \bar{J}_{IN}.\quad (24)$$

显然, \bar{J}_{IN} 才是实验上直接观测的物理量. 不难证明, 关系式 (19) 对于 \bar{J}_{IN} 仍然成立即

$$\overline{e_{Jct_u}/e_{Jct_d}} \approx -(1/R_1) \left(2 \int \bar{J}'_{1p} d\sigma - \int \bar{J}'_{1n} d\sigma \right) / \left(\int \bar{J}'_{1p} d\sigma - 2 \int \bar{J}'_{1n} d\sigma \right),\quad (19)'$$

为了对 \bar{J}_{IN} 的幅值作一个粗略估计, 我们取 $\overline{e_{Jct_u}} = 2/3$, $\overline{e_{Jct_d}} = 1/3$, 并利用关系式 (18) 得

$$\begin{aligned}\bar{J}'_{\gamma p} &= [8\pi\alpha^2/(81E^2)] [(2 - a_L - x_L)/2 + 2/(2 - a_L - x_L)] \cdot (2/3 + 1/96) \\ &\quad \cdot x G_p^{u\nu}(x) \cdot x_T/[a_L \cdot (a_L - x_L) \cdot x], \\ \int \bar{J}'_{\gamma p} d\sigma &= [8\pi\alpha^2(2/3 + 1/96)/(81E^2)] \cdot \iint dx_T dx_L \cdot [(2 - a_L - x_L)/2 \\ &\quad + 2/(2 - a_L - x_L)] \cdot x G_p^{u\nu}(x) \cdot x_T/[a_L \cdot (a_L - x_L) \cdot x], \\ \bar{J}'_{\gamma n} &= [8\pi\alpha^2/(81E^2)] \cdot [(2 - a_L - x_L)/2 + 2/(2 - a_L - x_L)] \\ &\quad \cdot (1/3 + 1/48) \cdot x G_p^{u\nu}(x) \cdot x_T/[a_L \cdot (a_L - x_L) \cdot x], \\ \int \bar{J}'_{\gamma n} d\sigma &= [8\pi\alpha^2 \cdot (1/3 + 1/48)/(81E^2)] \cdot \iint dx_T dx_L \cdot [(2 - a_L - x_L)/2 \\ &\quad + 2/(2 - a_L - x_L)] \cdot x G_p^{u\nu}(x) \cdot x_T/[a_L \cdot (a_L - x_L) \cdot x], \\ \bar{J}'_{ep} &= \{\pi\alpha^2 x_T/[18E^2 \cdot a_L \cdot (a_L - x_L)]\} \cdot \{[4 + (2 - a_L - x_L)^2]/[x \cdot (a_L + x_L)^2]\} \\ &\quad \cdot (2/3 + 4/96) \cdot x G_p^{u\nu}(x), \\ \int \bar{J}'_{ep} d\sigma &= [\pi\alpha^2(2/3 + 4/96)/(18E^2)] \cdot \iint dx_T dx_L \cdot \{x_T/[a_L \cdot (a_L - x_L)]\} \\ &\quad \cdot \{[4 + (2 - a_L - x_L)^2]/[x \cdot (a_L + x_L)^2]\} \cdot x G_p^{u\nu}(x), \\ \bar{J}'_{en} &= \{(\pi\alpha^2 x_T/[18E^2 a_L(a_L - x_L)])\} \cdot \{[4 + (2 - a_L - x_L)^2]/[x(a_L + x_L)^2]\} \\ &\quad \cdot (1/3 + 4/48) \cdot x G_p^{u\nu}(x), \\ \int \bar{J}'_{en} d\sigma &= [\pi\alpha^2(1/3 + 4/48)/(18E^2)] \cdot \iint dx_T dx_L \{x_T/[a_L(a_L - x_L)]\} \\ &\quad \cdot \{[4 + (2 - a_L - x_L)^2]/[x(a_L + x_L)^2]\} \cdot x G_p^{u\nu}(x).\end{aligned}\quad (25)$$

在计算中, 我们取 γn 碰撞的质心系能量 $E^2 = 75 \text{ GeV}^2$, 而 en 的质心系能量为 $E^2 = 50 \text{ GeV}^2$. 并采用 CDHS^[5] 的一种比较简单的结构函数的参数化形式:

$$G_{\text{pr}}^{\nu}(x) = [2/\beta(\eta_1, \eta_2 + 1)] \cdot x^{\eta_1(\eta_1)} \cdot (1-x)^{\eta_2(\eta_2)},$$

其中 $\beta(\eta_1, \eta_2 + 1)$ 是 β 函数,

$$\eta_1 = 0.56 - 0.92(4/25)\bar{s}, \quad \eta_2 = 2.71 + 5.08(4/25)\bar{s},$$

$$\bar{s} = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)], \quad \Lambda = 0.47 \text{ GeV},$$

$$Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2, \quad Q^2 = \bar{s} = 4 \times E^2.$$

x_T 和 x_L 的积分区域可由条件 $\begin{cases} 0 < x < 1 \\ x_T > 0.1 \end{cases}$ 定出. 算出的结果示于图 4 和图 5.

本文选用这两类反应 (QED Compton 散射和电子深度非弹) 来测定平均喷注电荷的动机在于: 第一, 它们都已被人们比较仔细地研究过^[6,7]; 第二, 它们都具有背景干净的显著特点. 在做这种安排时, 我们也对它的种种缺点作了考虑. 首先, 上述反应都属电磁作用, 所以截面偏小; 其次, 人们可能担心, 若电荷截面的幅值远比普通截面为小, 则电荷截面的探测将成为难题. 计算结果表明, 上述各喷注电荷截面的幅值都在 nb 以上, 而且具有与普通截面相同的量级 (我们曾对 QED Compton 散射的喷注电荷截面 (见图 4) 和普通截面^[6] 做过比较). 据信, 目前的光子探测精度早已超过 0.1 nb^[8], 而带电粒子的探测精度更要高得多. 因此, 我们预料上述电荷截面的探测已为当今的实验技术所胜任.

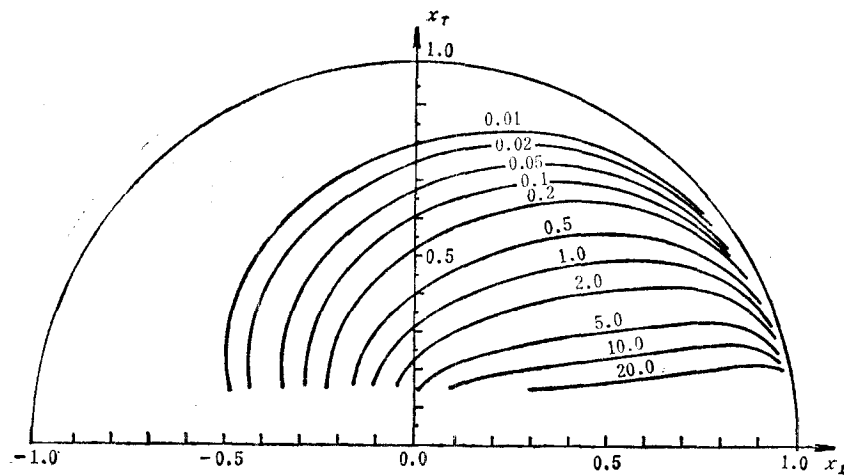


图 4 $\bar{\sigma}_{\gamma p}$ 在 (x_T, x_L) 平面上的分布曲线. 曲线上标的数字单位为 nb; $S = 300 \text{ GeV}^2$

一旦测定了各种喷注的平均电荷, 那么, 喷注电荷截面就可以在很多问题中得到应用. 例如, 测量 $p + p \rightarrow \gamma + \text{Jet}$ 过程的喷注电荷截面, 有可能精确检验质子的胶子结构函数. 这里所谓的“精确检验”实指: 第一, 无需区分夸克喷注和胶子喷注; 第二, 可以不受质子的海夸克分布函数的影响; 第三, 与任何部分的碎裂函数无关. 再如, 有人曾提出^[1], 通过测定截面差 $d\sigma(\gamma + p \rightarrow h^+ + X) - d\sigma(\gamma + p \rightarrow h^- + X)$ 有可能得到一个精确检验 QCD 的机会. 我们认为, 测定 $\gamma + p \rightarrow 2\text{Jet}$ 过程的喷注电荷截面更会使这种检验的精度显著提高, 这自然是因为与前者相比, 后者完全排除了夸克碎裂函数的影响.

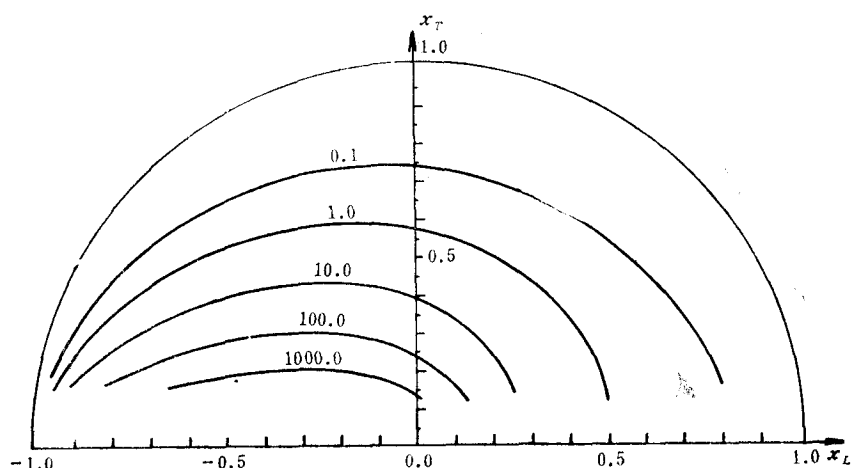


图 5 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 在 (x_T, x_L) 平面上的分布曲线 曲线上标的数字单位为 nb; $S = 200\text{GeV}^2$

此外,如果我们测量 $\gamma + p \rightarrow \text{Jet}_1 + \text{Jet}_2$ 过程中喷注 2 的电荷截面(可以分别把所生成的两个末态大 P_T 喷注依次取作喷注 2,并依次从剩下的那个大 P_T 喷注中取出强子 h),还可以精确测定由胶子生成强子 h 的碎裂函数。

喷注电荷截面实际上是用 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 取代了截面差方法中的夸克碎裂函数。从(3)式不难看出: $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 与末态强子的种类 h 以及各种强子的分数动量 z 无关,因而是一种比碎裂函数更为简便的唯象参数;如果忽略夸克碎裂过程中的标度破坏(一般认为,这在转移动量 Q 的变化范围不太大时是允许的)^[3],那么, $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 就简化为一组常数。考虑 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 的标度破坏也并不困难,只要把(19)式中的积分换成在各种 Q^2 的等高线上进行,就可以定出 $\overline{e_{\text{Jet}_c}}$ 对 Q^2 的依赖关系。总之,由于使用了更为简便的唯象参数,而使得喷注电荷截面方法有可能成为一种提高 QCD 检验精度的有效手段。

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] R. D. Field and R. P. Feynman, *Nucl. Phys.*, **B136** (1978), 1.
- [4] T. Akson *et al.*, Preprint CERN-EP/83—75; The UA1 Collaboration, Preprint CERN-EP/82—185; The UA2 Collaboration, Preprint CERN-EP/82—141.
- [5] J. G. H. de Groot *et al.*, *Phys. Lett.*, **82B** (1979), 456.
- [6] Tung-sheng TU and Chi-min WU, *Nucl. Phys.*, **B156** (1979), 493.
- [7] A. J. Buras, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980), 199.
- [8] D. Treille and P. Weilhammer, private communication with T. S. TU.

JET CHARGE CROSS SECTION METHOD

TU TUNG-SHENG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

YANG XIN-E

(Department of Physics, Tianjin University)

LUO MA

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

ABSTRACT

We propose in this paper a scheme called Jet Charge Cross Section Method. In this method, the results of calculations in perturbative QCD are not only less affected by the sea quark and gluon distribution functions in hadrons, just like in the calculations of cross section difference of hadrons: $d\sigma(AB \rightarrow h^+ X) - d\sigma(AB \rightarrow h^- X)$, but also independent of any fragmentation functions of partons. Furthermore, it is possible to measure the mean electric charges of various quark jets indirectly without distinguishing the quark flavors.