

高能 e^+e^- 湮没三喷注事例的角度不对称性

王永刚 刘希明 周建军

(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 利用部分子色相互作用形成色单态独立碎裂成末态强子的物理图像,系统计算了 LEP 能区 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0g \rightarrow 3\text{jets}$ 事例带电粒子多重数,表明与事例拓扑结构有强烈的依赖性,计算结果与实验基本一致.

关键词 部分子碎裂 多重数分布 拓扑结构

1 引言

高能 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0g \rightarrow 3\text{jets}$ 三喷注事例末态是初始夸克(反夸克)、胶子碎裂的结果,提供了夸克、胶子相互作用与强子化的重要信息. 能够对量子色动力学(QCD)的预言作出检验,在实验与理论研究上得到足够重视^[1]. 三喷注事例的重要特征之一是末态粒子分布的“弦效应”(即末态粒子分布的角度不对称性),这是初始夸克、胶子色作用形成两个色单态后(或称为弦)独立强子化的直接结果. 独立碎裂(IF)模型图像简单计算容易,但由于该模型不考虑初始夸克、胶子之间的相互作用,因而不能解释末态粒子分布的不对称性,理论研究多采用弦碎裂(SF)模型. 最近的实验分析^[2]也证实了这一点. 这与我们对低能^[3]时三喷注事例的分析计算结果是一致的.

与低能区不同,LEP 高能区的三喷注事例初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 为 c, b 重夸克的几率不能忽略. 由于重夸克 $Q(\bar{Q})$ 质量大抑制了进一步辐射部分子的有效相空间,导致重夸克伴随强子多重数比相同能量下轻夸克事例多重数低,但重、轻夸克碎裂多重数之差 δ_{Q_0} 是与能量无关的常数. 从总质心能量 \sqrt{s} 中简单扣除不变分数能量的“朴素模型”(Naive Model)^[4]得不到重、轻夸克碎裂多重数之差 δ_{Q_0} 为与能量无关常数的预言. 最近几年发展起来的微扰 QCD 模型^[5](PQCD)与色偶极子模型^[6](CDM),由于相空间分析简单直观利于处理重夸克碎裂,我们考虑了相空间抑制效应后计算的 δ_{Q_0} 与实验结果一致^[7].

2 物理图像

$e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0g \rightarrow 3\text{jets}$ 事例初态(如图1),弱电作用产生的胶子带有色与反色量子数,

分别与初始反夸克(带反色量子数)和夸克(带色量子数)形成两个色单态集团(称为弦). 弦的一端是等效为带有胶子一半四动量的轻夸克,另一端是初始轻夸克或重夸克,色单态集团如两喷注事例一样独立碎裂成末态粒子. 三喷注事例末态带电粒子多重数是两条弦多重数之和. 初始夸克为 uds 轻夸克、 c 夸克、 b 夸克的几率由弱电理论给出, 在 $\sqrt{s} = 91.5$ GeV 时为

$$f_1 : f_c : f_b = 25 : 7 : 9 = 61\% : 17\% : 22\%. \quad (1)$$

用 $x_i = 2E_i/\sqrt{s}$ 表示部分子 i ($i=1,2,3$ 分别标记 q, q, g) 的分数能量, \sqrt{s} 是质心总能量. x_i 与部分子之间的夹角有关

$$x_i = \frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + \sin\theta_3}, \quad (2)$$

两条碎裂弦的质心能量 E_1 与 E_2 明显随部分子之间夹角的不同而变化, 初始夸克为轻夸克时为

$$E_i = \sqrt{s} \frac{\sqrt{2\sin\theta_3\sin\theta_i}}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + \sin\theta_3} \sin(\theta_i/2) \quad (i = 1, 2), \quad (3)$$

这里 E_1, E_2 表示反夸克胶子、夸克胶子弦的质心能量. 对于初始重夸克时其质量不能忽略, 上式要做适当修正, 但对结果影响不大.

$e^+e^- \rightarrow qqg$ 过程的微分截面^[8]为

$$d\sigma_{\bar{q}qg} = \sigma_0 \frac{2\alpha_s}{3\pi} dx_1 dx_2 \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} = P_{\bar{q}qg} dx_1 dx_2, \quad (4)$$

其中 σ_0 为归一化系数. 初始夸克为重夸克 c, d 时的微分截面^[9]是

$$d\sigma_{Q\bar{Q}g} = \frac{8}{3} \alpha^2 e_Q^2 \alpha_s^2 \frac{1}{s} dx_1 dx_2 \left\{ \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} - \frac{4m^2}{s} \left(\frac{1}{1-x_1} + \frac{1}{1-x_2} \right) - \frac{2m^2}{s} \left[\frac{1}{(1-x_1)^2} + \frac{1}{(1-x_2)^2} \right] - \frac{4m^4}{s^2} \left(\frac{1}{1-x_1} + \frac{1}{1-x_2} \right)^2 \right\} = P_{Q\bar{Q}g} dx_1 dx_2. \quad (5)$$

利用(3)式计算出带电粒子多重数, 然后利用(4)、(5)式对各种部分子夹角平均后给出初始轻、重夸克三喷注事例带电粒子多重数是

$$\begin{aligned} \bar{n}_1 &= \int P_{\bar{q}qg} n_1(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (q = uds), \\ \bar{n}_Q &= \int P_{Q\bar{Q}g} n_Q(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (Q = c, b). \end{aligned} \quad (6)$$

对初始夸克味道平均后三喷注事例总的平均带电粒子多重数则是

$$\langle n \rangle_{3jet} = f_1 \cdot \bar{n}_1 + f_c \cdot \bar{n}_c + f_b \cdot \bar{n}_b. \quad (7)$$

上面(6)式中的 n_i 是两条弦碎裂的带电粒子多重数总和. 每条弦初始部分子演化过程由修正的领头对数近似(MLLA)下的(GLAP)方程给出演化末态部分子多重数^[10]

$$N(Y, \lambda) = z_1 \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^B [I_{B+1}(z_1)K_B(z_2) + K_{B+1}(z_1)I_B(z_2)], \quad (8)$$

式中 $Y = \ln\left(\frac{E}{\Lambda}\right), \lambda = \ln\left(\frac{Q_0}{\Lambda}\right)$. E 表示为初态部分子能量, Q_0 为部分子演化的能量截断

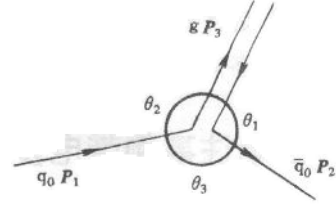


图 1 $e^+e^- \rightarrow q_0 \bar{q}_0 g \rightarrow 3jets$ 初态色单态结构

参数, Λ 为 QCD 能量标度. 按照定域部分子强子二重性^[11] (LPHD) 给出末态强子多重数与部分子多重数成正比关系, 即

$$\langle n \rangle_{\text{jet}} = 2 \cdot K \cdot N, \quad (9)$$

与能量无关的比例系数 K 由实验确定, 本文由 29GeV 时两喷注事例的带电多重数确定出. 质心能量为 \sqrt{s} 时重夸克事例带电粒子多重数与轻夸克事例多重数之间存在简单关系

$$\langle n \rangle_Q(\sqrt{s}) = \langle n \rangle_l(\sqrt{s}) - \langle n \rangle_l(\sqrt{e}M_Q) + n_Q^{\text{dk}}, \quad (10)$$

式中 n_Q^{dk} 是含重夸克强子的衰变贡献, 而 $\langle n \rangle_l(\sqrt{e}M_Q)$ 即是重夸克质量效应引起的影响. 利用以上各式可以计算完全三喷注事例的带电粒子多重数.

3 三喷注事例带电多重数的角度依赖性

表 1 给出计算的 $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$ 时两条碎裂弦的质心能量 E_1, E_2 明显随部分子之间夹角的不同而变化, 而与初始夸克味道(质量)近似无关.

表 1 碎裂弦的质心能量 E_{13} 与 E_{23} 随部分子之间夹角的变化

部分子夹角		初始夸克	E_2/GeV	E_1/GeV
θ_1	θ_2			
110°	110°	u(d,s)	32.66	45.30
		c	32.69	45.30
		b	32.96	45.28
120°	120°	u(d,s)	37.35	37.35
		c	37.37	37.37
		b	37.50	37.50
120°	150°	u(d,s)	49.16	25.45
		c	49.15	25.51
		b	49.03	26.01
150°	150°	u(d,s)	44.08	17.34
		c	44.08	17.42
		b	44.06	18.14

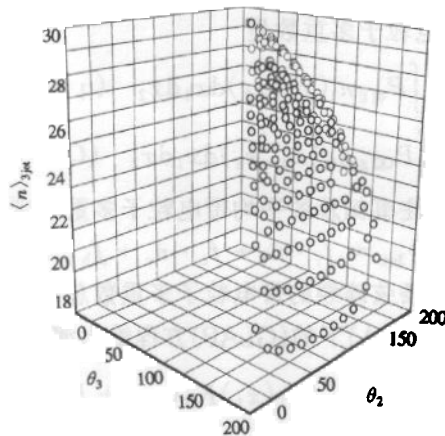


图 2 三喷注带电粒子多重数明显随夹角变化

我们进一步利用上面公式计算出部分子不同夹角时三喷注事例带电粒子多重数,在图 2 中用两个夹角 θ_3, θ_2 为 x, y 轴,以带电多重数 $\langle n \rangle_{3jet}$ 作为 z 轴,给出 $\langle n \rangle_{3jet}$ 随夹角的变化. 从图中明显可以看出不同拓扑结构时多重数明显不同,随着夸克与反夸克之间夹角的增大(胶子变软,三喷注逐渐过渡为二喷注),带电粒子多重数明显减小.

4 角度依赖性与实验的比较

最近 ALEPH 实验组^[2] 实验结果揭示出三喷注带电多重数与拓扑结构的强烈依赖性,给出带电粒子多重数随部分子夹角之差 $\Delta\theta = \theta_{max} - \theta_{min}$ 而变化的结果,明显排除独立碎裂假定的预言. 按照以上的分析在图 3 中给出我们计算的结果与实验的比较,基本上解释了这个特征.

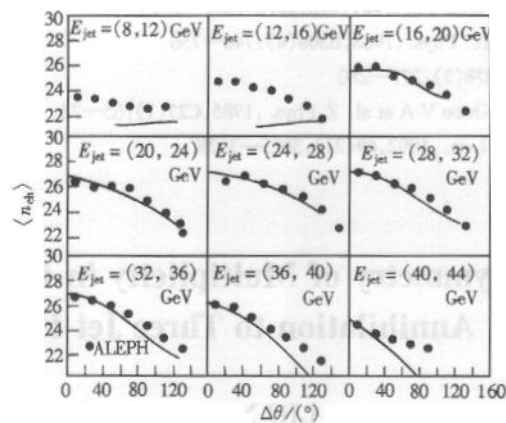


图 3 三喷注带电粒子多重数与喷注夹角之差 $\Delta\theta = \theta_{max} - \theta_{min}$ 的关系

— 计算结果, ● 来自 ALEPH 实验组. 角度间隔为 18° , 能量间隔 4GeV .

5 小结与讨论

高能 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0g \rightarrow 3jet$ 实验提供了检验理论模型的依据. 我们考虑初始重夸克的相空间抑制效应,以及部分子不同夹角的影响,系统分析计算了三喷注事例带电粒子多重数,表明对事例拓扑结构有强烈的依赖性,计算结果与已有实验基本一致. 这是对部分子色相互作用形成色单态碎裂的直接检验. 按照本文的方法可以进一步给出胶子、夸克喷注多重数比率.

参考文献 (References)

- 1 ALEPH Collab, Buskalic D et al. Phys. Lett., 1995, **B346**(4): 389—398; DELPHI Collab, Abreu P et al. Z. Phys., 1996, **C70**(1): 179—186; OPAL Collab, Alexander G et al. Phys. Lett., 1991, **B265**(4): 462—474
- 2 ALEPH Collab, Arate R et al. Z. Phys., 1997, **C76**(1): 191—199
- 3 LIU Xi-Ming, WANG Qun. Chinese Science Bulletin, 1991, **36**(19): 1610—1613
- 4 Rowson O C, Trilling G H et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**(24): 2580—2583; Kisselev A V, Petrov V A, Yushchenko O P. Z. Phys., 1988, **C41**(3): 521—525
- 5 Schumm B A, Dokshitzer Y L, Khoze V A. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**(21): 3025—3028; Petrov V A, Kisselev A V. Z. Phys., 1995, **C66**(2): 453—457
- 6 Gustafson G. Phys. Lett., 1986, **B175**(4): 453—456; Gustafson G. Nucl. Phys., 1993, **B392**(1): 251—278; Andersson B, Dahqvist P, Gustafson G. Phys. Lett., 1988, **B214**(4): 604—608; Gustafson G. Nucl. Phys., 1988, **B306**(4): 746—758
- 7 LIU Xi-Ming, WANG Qun, XIE Qu-Bing. HEP & NP, 1998, **22**(8): 699—702 (in Chinese)
(刘希明, 王群, 谢去病. 高能物理与核物理, 1998, **22**(8): 699—702)
- 8 Gustafson G, Petterson U. Nucl. Phys., 1988, **B306**(4): 746—756
- 9 Ioffe B L. Phys. Lett., 1978, **B78**(3): 277—280
- 10 Azimov Y I, Dokshitzer Y L, Khoze V A et al. Z. Phys., 1985, **C27**(1): 65—72
- 11 Schumm B A et al. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**(21): 3025—3028

Angular Asymmetry of Multiplicity in High Energy e^+e^- Annihilation to Three Jet Events

WANG Yong-Gang LIU Xi-Ming ZHOU Jian-Jun

(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

Abstract A model, which treats three initial partons as two color singlets and then both of them fragment independently into hadrons, is employed to study the angular dependence of charged multiplicity distribution in e^+e^- annihilation into three-jet events at LEP energy region. The calculated results show a distinguished dependence of charged multiplicity to topology structure of events, and also agree well with experiment data from ALEPH collaboration.

Key words parton fragmentation, multiplicity distribution, topology structure