

e^+e^- 湮没中的胶子碎裂

刘希明 吴华友*

(山东大学物理系, 济南)

摘 要

本文假定 e^+e^- 湮没时产生的胶子的强子化, 胶子首先劈裂成一对等效的夸克、反夸克对。夸克之间的色相互作用, 碎裂成末态强子。由此计算的 $e^+e^- \rightarrow 3\text{jet}$ 事例中的带电粒子多重数, 胶子与夸克 jet 中多重数比率, 以及 e^+e^- 三胶子事例中的重子比率, 都与实验结果一致。解释了 $e^+e^- \rightarrow 3\text{jet}$ 末态粒子的角分布。

一、引 言

高能 $e^+e^- \rightarrow 2\text{jet}$ 事例的详细研究, 对夸克与反夸克的强子化特征积累了丰富资料。然而, 胶子的碎裂, 实验与理论上都了解的很少, 一般通过 $e^+e^- \rightarrow 3\text{jet}$ 事例来研究胶子的碎裂。按照 QCD 理论, 与相同能量的夸克 jet 相比, 因胶子碎裂的多重数高, 所以胶子是软碎裂; 计算的胶子与夸克能量相同时, 碎裂的部分子多重数之比^[1]

$$r = \langle N \rangle_g / \langle N \rangle_q = \frac{9}{4} (1 - 0.27 \sqrt{\alpha_s} - 0.07 \alpha_s)$$

(α_s 是强相互作用耦合常数)。因部分子与强子多重数之间可以通过一个与能量无关的参数相联系^[2], 这个比值也是胶子与夸克碎裂的强子多重数之比 $\langle n_g \rangle / \langle n_q \rangle$, 极限能量时 $r = 9/4$ 。但是实验结果并不与理论预言完全一致。HRS 实验组^[3]测量了 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 时不对称 3jet 事例的强子多重数, 发现 jet i (i 表示夸克、反夸克与胶子) 中的多重数 $\langle n_i \rangle$ 与 jet 能量 E_i 的关系非常接近 2jet 事例中的多重数 $\langle n_{2i} \rangle$ 与 $\frac{1}{2}\sqrt{s}$ 的关系, 并没发现 $\langle n_g \rangle$ 比 $\langle n_q \rangle$ 高。测量的 jet 能量相等时的对称 3jet 事例, 给出 $\langle n_g \rangle / \langle n_q \rangle = 1.29 \pm 0.21 \pm 0.20$, 比 QCD 理论的预言低。MARK II 实验组^[4]测量了每个 jet 中单举带电粒子 $X_p = p_i / E_i$ (p_i 是 jet i 中粒子 j 的动量) 分布, 结果支持胶子软碎裂的预言; 而 TASSO 实验组^[5]测量的 X_p 分布, 没有发现胶子与夸克碎裂的差别。JADE 实验组^[6]测量了带电粒子的平均横动量, 给出 jet 3 (胶子 jet) 与夸克或反夸克 jet 2 的比率 $\frac{\langle p_{T3} \rangle}{\langle p_{T2} \rangle} = 1.16 \pm 0.12$;

本文 1990 年 4 月 3 日收到。

* 工作单位曲阜师大物理系。

TPC 实验组^[7]测出 $\frac{\langle p_{T3} \rangle}{\langle p_{T2} \rangle} = 1.08 \pm 0.02$; CELLO 实验组^[8]把 35GeV 时的 jet 3 与 14 GeV 时的 2 jet 事例做了比较,给出 $\frac{\langle p_{T3}(35) \rangle}{\langle p_{T}(14) \rangle} = 1.03 \pm 0.04$, 都没有发现胶子与夸克碎裂的强子平均横动量存在明显差别. 另外, ARGUS 实验组^[9]测量的 10GeV 时 $\gamma \rightarrow 3\text{jet}$ 事例,发现重子产额是连续区 2 jet 事例的 2.5 倍以上,反映了胶子与夸克碎裂成重子时的差别.

量子色动力学理论能够定量计算大 Q^2 时的强相互作用过程,微扰计算取得了成功. 但部分子(夸克与胶子)的强子化过程,是没有解决的非微扰问题,只能用模型来描述. 近几年发展的一些唯象模型^[10-13],只要适当调整其可调参数,一般能够得到与实验比较一致的结果,但也存在一些问题与困难. 如独立碎裂(IF)模型^[10],不能解释被大量实验所证实的 3 jet 事例中的“弦效应”^[14],我们曾在[15]中指出,这个模型也不能给出与实验一致的强子多重数,因而不被重视^[6]. LUND 的弦模型^[11]虽然在许多方面与实验符合得较好,但引入双夸克对的真空激发假定后,不仅使可调参数徒然增加到 10 个,也不可避免地带来与实验矛盾的重子偶素 ($qq\bar{q}\bar{q}$) 出现. 所有这些模型也不能解释 γ 事例中的重子产生^[9]. 总之,部分子的强子化还是一个没有解决的问题. 提出合理的假定,解释与预言实验结果,最终掌握其碎裂机制,是十分重要有意义的事情. 本文提出胶子碎裂的一个简单图象,得到的结果与实验做了比较.

二、 e^+e^- 3 jet 事例中的胶子碎裂

按照 QCD 理论, e^+e^- 湮没后最初产生的一对夸克、反夸克, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, 都有一定的几率辐射一个或几个胶子, 这个几率正比于强相互作用耦合常数 α_s . 一级修正结果是 $q \rightarrow q + g$ (或 $\bar{q} \rightarrow \bar{q} + g$), 即 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. 对于硬胶子辐射时, 末态形成 3 jet 事例. $q\bar{q}g$ 系统的碎裂包括两个基本问题: 胶子与另外的色荷 (q 与 \bar{q}) 之间的色场怎样构成; 以及怎样通过强相互作用真空激发产生部分子形成末态强子.

在 QCD 理论中, 夸克和胶子遵从精确的 $SU(3)$ 色对称性. 夸克带有三种不同的色: 如红 (R)、黄 (Y)、蓝 (B), 反夸克则带有对应的三种反色 (\bar{R} 、 \bar{Y} 、 \bar{B}). 胶子则构成 $SU(3)$ 色八重态, 可以用色与反色指标来表征, 如 $R\bar{Y}$ 、 $B\bar{R}$ 等. 考虑 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ 3 jet 事例初态, 设夸克 q 带有红色 R , 反夸克 \bar{q} 带有反蓝色 \bar{B} . 按色禁闭要求, $q\bar{q}g$ 必定构成色单态, 因而胶子 g 的色指标必定是反红与蓝色构成 $B\bar{R}$. 胶子 g 与夸克 q 和反夸克 \bar{q} 之间分别通过红色力线与蓝色力线相联系形成色场发生相互作用. 在这种意义上, 可以用一对等效的夸克、反夸克 $q'\bar{q}'$ 来取代胶子的色与反色指标, 即设胶子劈裂成一对等效的夸克、反夸克

$$g(p_3) \rightarrow q'(z p_3) + \bar{q}'((1-z)p_3), \quad (1)$$

式中 p_3 是胶子的动量, z 是夸克 q' 所分担的动量分数. 于是, 胶子 g 与夸克 q 、反夸克 \bar{q} 之间的色力场可以分别用 q' 与 \bar{q} , 以及 \bar{q}' 与 q 之间的色力场来等效. 事实上, 在 SF 模型^[11]、CF 模型^[12]等各种模型中, 都是采用这种简单劈裂假定来研究胶子的碎裂.

胶子劈裂的这对等效 $q'\bar{q}'$, 与 e^+e^- 湮没最初产生的一对 $q\bar{q}$ 所形成的两个系统 $q\bar{q}'$ 、

$\bar{q}q'$, 其相互作用与 $e^+e^- \rightarrow 2 \text{ jet}$ 事例中的 $q\bar{q}$ 完全相同, 由强相互作用真空激发产生部分子形成末态强子的强子化机制必然相同. 即认为这两个系统各自独立地在其质心系(而不是 e^+e^- 总质心系)与同 $e^+e^- \rightarrow 2 \text{ jet}$ 完全相同的机制强子化, 强子化的结果经罗伦兹变换到 e^+e^- 总质心系(也即实验室系), 就是 $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jet}$ 事例的强子化结果.

总之, 通过上面的简单分析, 可以把 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ 3 jet 事例的碎裂, 处理成两个等效的 2jet. 这种简单图象能够自然解释末态强子分布的“弦效应”. 每个 2 jet 系统碎裂的强子变换到实验室系时, 其动量方向分别位于两条以胶子 g 、夸克 q (或反夸克 \bar{q}) 动量方向为渐近线的双曲线上, 使得事例平面上 $g \text{ jet}$ 与 $q \text{ jet}$ 之间, 以及 $g \text{ jet}$ 与 $\bar{q} \text{ jet}$ 之间的粒子分布明显高于 $q \text{ jet}$ 与 $\bar{q} \text{ jet}$ 之间的分布. 这就是被大量实验所证实的“弦效应”, 其它碎裂图象(如独立碎裂), 则不能解释这一点.

进一步计算出每个 2 jet 系统的质心能量, 可给出定量的结果与实验比较. 先讨论 $q\bar{q}'$ 系统, 从 e^+e^- 质心系变换到其质心系, 需经二次罗伦兹变换. 第一次沿图 1 中 θ_1 角平分线(设为 x 方向)的方向, 使 q 与 \bar{q}' 在 x 方向上的动量都为零, 求出

$$\beta_x = \cos(\theta_1/2), \quad (2)$$

然后沿 θ_1 角平分线的垂直方向(图中 y 方向)的变换, 使 q 与 \bar{q}' 的动量相等, 此时的坐标系即 $q\bar{q}'$ 质心系. 求出

$$\beta_y = \frac{p_2 - p_3/2}{p_2 + p_3/2}, \quad (3)$$

式中 p_2 是 q 的动量, 计算时已取(1)式中的 $z = 1/2$, 即 q' 、 \bar{q}' 平均分担负胶子一半动量. 同样的方法讨论 $q'\bar{q}$ 系统, 会得到类似结果.

用 X_i 表示部分子 i 的分数能量

$$X_i = \frac{2E_i}{\sqrt{S}}, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (4)$$

E_i 是部分子 i 的能量, 能量守恒给出关系

$$X_1 + X_2 + X_3 = 2, \quad (5)$$

动量守恒给出 X_i 与部分子动量 p_i 方向之夹角 θ_i 的关系是

$$X_i = \frac{2 \sin \theta_i}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + \sin \theta_3}, \quad (6)$$

由以上各式, 求出 $q\bar{q}'$ 与 $\bar{q}q'$ 系统的质心能量 W_1 与 W_2 是

$$W_i = \sqrt{S} \frac{(2 \sin \theta_3 \sin \theta_i)^{1/2} \sin(\theta_i/2)}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + \sin \theta_3}, \quad (i = 1, 2). \quad (7)$$

由此计算出每个系统碎裂的结果, 再经二次反罗伦兹变换到 e^+e^- 质心系, 就是可以直接与实验比较的 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ 最终碎裂结果. 但平均粒子多重数(是罗伦兹标量), 可以直接相加得到, 即

$$\langle n_{3j} \rangle = \langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle, \quad (8)$$

我们在[15]中给出的 $e^+e^- \rightarrow 2 \text{ jet}$ 事例的夸克产生律, 可以计算每个系统的多重数 $\langle n_1 \rangle$ 与 $\langle n_2 \rangle$. 如能量 $\sqrt{S} = 29 \text{ GeV}$ 时对称 3 jet 事例, 我们计算的平均带电粒子多重

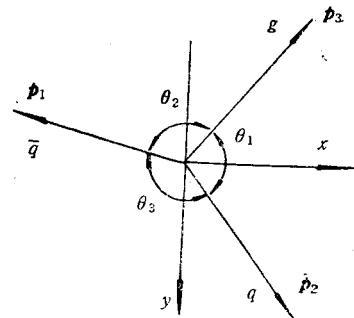


图 1

数 $\langle n_{ch} \rangle = 16.86$, LUND 弦模型给出的结果是 $\langle n_{ch} \rangle = 16.7$, 文献[2]从计算夸克、胶子碎裂的部分子的多重数出发, 给出的结果是 $\langle n_{ch} \rangle = 15.85$, 都与 HRS 实验组^[3]测量结果 $\langle n_{ch} \rangle = 16.3 \pm 0.3 \pm 0.7$ 基本一致. 按照上面的图象, 我们也可以计算非对称 3 jet 事例的末态粒子多重数.

按本文的简单图象, 容易由 $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jet}$ 事例的粒子多重数求出胶子、夸克 jet 中带电粒子多重数比率 $\langle n_g \rangle / \langle n_q \rangle$. 每个系统质心系中碎裂产生的 n_{ij} 个带电粒子, 按其动量方向分成两个方向相反的夸克 jet, 变换到实验室系时, 动量的大小会发生改变. 如 $q\bar{q}'$ 系统, 在其质心系原属于 \bar{q}' jet 的粒子中, 其中纵动量 $p_y < p_y^{\text{cut}}$ 的一部分, 变换后 p_y 的方向会改变符号. p_y^{cut} 由罗伦兹变换公式求出

$$p_y^{\text{cut}} = \left(\frac{m^2 + p_x^2}{1 - \beta_y^2} \right)^{1/2} \beta_y, \quad (9)$$

式中 m , p_x^2 分别是粒子的质量、横动量平方, β_y 由(3)式给出. 这部分粒子与原属于 q jet 中的全部粒子, 共同构成实验室系中的夸克 jet. 利用 2 jet 事例中末态粒子的纵动量分布, 可求出这部分粒子占 n_{ij} 的比例 R_1 . 同理可求出 $q\bar{q}'$ 系统中相应的比例 R_2 . 而原来属于 \bar{q}' jet 与 q' jet 中纵动量 $p_y > p_y^{\text{cut}}$ 的粒子, 变换到实验室系共同构成胶子 jet. 为了直接与实验比较, 计算 $\sqrt{S} = 29\text{GeV}$ 对称 3 jet 事例的比率, 此时 $R_1 = R_2$, 带电粒子多重数比率则是

$$\frac{\langle n_g \rangle}{\langle n_q \rangle} = \frac{2\langle n_{ij} \rangle (1 - R_1)}{\langle n_{ij} \rangle (1 + R_1)} = 1.27, \quad (10)$$

这与 HRS 实验组^[3]的测量结果 $1.29 \pm 0.21 \pm 0.20$ 符合很好(具体计算过程将另文讨论). 随能量 \sqrt{S} 的升高, e^+e^- 2 jet 事例末态粒子纵动量分布会明显变宽^[18], 即末态粒子中纵动量大的粒子的几率随能量升高而变大. 由此计算的比例 R_1 (和 R_2) 则随能量的升高而降低, 导致胶子、夸克 jet 中带电粒子多重数比率(10)式的值随能量升高而变大, 最终趋近 2. 这与 QCD 理论预言的结果基本一致.

三、 $e^+e^- \gamma$ 事例中的胶子碎裂

在能量 $\sqrt{S} = 9.46\text{GeV}$ 与 10.35GeV 之间, e^+e^- 湮没后形成三个 $b\bar{b}$ 束缚态: $\gamma(1s)$, $\gamma(2s)$, $\gamma(3s)$, 最低级 QCD 预言^[19], 它们的衰变将通过三胶子中间态, 胶子的碎裂产生末态强子. 因此可以把上面分析的胶子碎裂图象用来处理 γ 的衰变. 即设每一个胶子都劈裂成一对等效的夸克、反夸克对, 如 $g_i \rightarrow q_i\bar{q}_i$, 共三对 $q_i\bar{q}_i$. 而 q_i 与 \bar{q}_i , q_i 与 \bar{q}_k , q_k 与 \bar{q}_i 分别构成三个等效的 $q\bar{q}$ 2 jet 碎裂系统. 这样三胶子态的碎裂, 变成三个 $q\bar{q}$ 系统的碎裂. 按照上面 $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jet}$ 事例的罗伦兹变换方法, 容易求出每一个系统的质心系能量. 并按[17]的方法计算出平均产生的夸克对数及末态强子多重数, 与实验比较.

最近, ARGUS 实验组^[9]测量了 $\sqrt{S} = 10\text{GeV}$ 附近 e^+e^- 湮没后产生的各种重子产额, 发现共振区 (γ 事例)是连续区 (2 jet 事例)的 2.5—3 倍. 按照我们上面图象计算的不同重子之间的比例是 2.81 与 2.88 (详细结果在[20]的表 2), 这与实验结果基本一致.

四、讨 论

本文在胶子劈裂成一对等效的夸克对的假定下,把 3 jet 事例与 3 胶子事例的碎裂转化成二个与三个 2 jet 事例的碎裂来处理。由此计算的平均带电粒子多重数、多重数比率、以及重子产额比等都与实验结果符合很好,这是对本文简单图象的基本检验。按照这个图象,也能够对 3 jet 事例中的多重数分布、角分布(即弦效应)等给出定量计算,并对高能时的特性做出预言。实验将对图象的合理性给出进一步检验。正如引言中已经提到的,各实验组对 jet 中带电粒子平均横动量测量值很不一致,而难以对理论预言给出检验。但在本文的碎裂图象里,因胶子 jet 是由两个碎裂系统产生的粒子经罗伦兹变换到实验室系构成的,变换后的粒子横动量变大,这必然使胶子 jet 中带电粒子的平均横动量大。

诚然,上述胶子碎裂图象与 LUND 的胶子模型看起来相似,但存在重要差别。两者都是把 3 jet 事例转化成两个独立的夸克、反夸克碎裂系统来处理,都能解释 3 jet 事例的末态粒子分布的弦效应等。在 LUND 模型中,用 Monte-Carlo 方法计算 $q\bar{q}$ 系统的碎裂,用双夸克对的真空激发假定来解释重子产生时,引入的可调参数是双夸克对与夸克的比率。这个比率对于 γ 事例及连续区 2 jet 事例是相同的,因此无法解释 γ 事例重子产额是连续区 2.5 倍以上的实验结果。本文则利用我们提出的 $e^+e^- \rightarrow 2$ jet 事例时的夸克产生律及夸克组合律来计算 $q\bar{q}$ 系统的碎裂,这也是对夸克产生、组合律的进一步检验。我们计算的平均介子数,平均重子数都是平均夸克对数的线性增函数,因此能够解释 γ 事例中重子产额的增高。至于末态介子产额,包括了各种共振粒子的衰变贡献后,我们计算的 γ 事例与连续区的比例近似为 1,这也与实验测量的结果基本一致。另外,在 LUND 模型中,把 $q\bar{q}g$ 事例中的胶子看成 q 与 \bar{q} 之间色弦上的节,色弦在此处的断裂产生一个领头介子,余下的系统则形成两个 1+1 维弦。本文则从胶子、夸克之间构成色场的等效出发,设胶子劈裂成一对等效的夸克对,与最初产生的一对夸克构成两个碎裂系统。这一细节上的差别对所做预言的影响有待进一步分析与实验检验。

作者感谢去病、陈鄂生、梁作堂等各位老师的支持与讨论。

参 考 文 献

- [1] J. B. Gaffneg and A. H. Muller, *Nucl. Phys.*, B250(1985), 109.
- [2] G. Sh. Dzhaparidze, *Z. Phys.*, C32(1986), 59;
S. J. Brodsky, J. Gunion, *Phys. Rev. Lett.*, 37(1976), 402.
- [3] HRS collab., M. Derrick et al., *Phys. Lett.*, 165B(1985), 449;
K. Sugano, *Int. Mod. Phys.*, A3(1988), 2249.
- [4] MARK II Collab., A. Petersen et al., *Phys. Rev. Lett.*, 55(1985), 1954.
- [5] TASSO Collab. W. Braunschweig et al., *Z. Phys.*, C45(1989), 1.
- [6] JADE Collab., W. Bartel et al., *Phys. Lett.*, 123B(1983), 460.
- [7] TPC Collab., R. J. Madaras, Rencontre de Moriond on Strong Interaction and Gauge Theories, Les Arcs (1986).
- [8] CELLO Collab., Contributed Paper to the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1987).
- [9] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., *Z. Phys.*, C39(1988), 177;

- Phys. Lett.*, **183B**(1987), 419.
- [10] R. d. Field and P. R. Feynman, *Nucl. Phys.*, **B136**(1978), 1;
P. Hoyer et al., *Nucl. Phys.*, **B161**(1979), 349;
A. Ali and F. Barreiro, *Nucl. Phys.*, **B236**(1984), 269.
- [11] B. Andersson et al., *Phys. Rep.*, **97**(1983), 33.
- [12] B. R. Webber, *Nucl. Phys.*, **B238**(1984), 492.
- [13] T. D. Gottschalk and D. Morris, *Nucl. Phys.*, **B288**(1987), 729.
- [14] TPC Collab., H. Aiharara et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 270.
- [15] Liu Ximing, *Chin. J. High Ener. and Nucl. Phys.*, **14**(1990), 31.
- [16] MARK II Collab., A. Petersen et al., *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 1;
Tobriorn Stostrand, *Int. J. Mod. Phys.*, **A3**(1988), 751.
- [17] Xie Qubing and Liu Ximing, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 2169;
Chin. J. High Ener. and Nucl. Phys., **11**(1987), 834.
- [18] TASSO Collab., M. Ajthoff et al., *Z. Phys.*, **C22**(1984), 307.
- [19] T. Appelquist and H. Plolizer, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1980), 34;
Phys. Rev., **D12**(1975), 1404.
- [20] Liu Ximing, *Chinese Phys. Lett.*, **6**(1989), 484.

THE FRAGMENTATION OF GLUON IN e^+e^- ANNIHILATION

LIU XIMING WU HUAYOU

(Department of Physics, Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

In this paper, we suggest that the gluon is hadronized by first splitting into a quark-anti-quark pair. The final hadrons are produced by the color interactions among the quarks and antiquarks. By this assumption, the calculated average charged particle multiplicities in $e^+e^- \rightarrow 3$ jet events, and the ratio of multiplicities between gluon and quark jet, and the rates of baryons in e^+e^- three gluons events all agree well with experiments. The angle distribution of final particles can be explained.