

e^+e^- 对撞中夸克喷注强子化的多重数结构

卢 遂 现*

(中国科学院高能物理研究所)

张 肇 西

(中国科学院理论物理研究所)

摘 要

本文半唯象地基于无规独立产生子夸克和相空间考虑的简单图象, 计算了 $\sqrt{s} \sim 4-7\text{GeV}$ 能区的夸克喷注强子化的强子纵动量和能量分布 $\frac{S}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_p}$ 和 $\frac{S}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ 行为. 它们与实验符合得相当好. 本文还给出喷注中两个粒子关联截面 $\frac{d\sigma}{dx_{1E}dx_{2E}}$, 有待实验检验.

近年来, e^+e^- 对撞实验中, 最有兴趣的发现之一是关于喷注结构的发现^[1,2]. 而且已有一些理论解释^[3-5], 特别是微扰 QCD 理论, 取得许多成功^[5]. 但是对于夸克 (或胶子) 强子化是所谓的非微扰过程, 微扰 QCD 理论不能计算, 是 QCD 理论尚未解决的问题.

从微扰 QCD 观点, e^+e^- 碰撞中的两喷注现象的图象是分如下两步: 第一步 e^+e^- 湮灭为远离质壳的虚光子, 虚光子产生一对正反夸克. 最初产生出的这一对夸克的虚性 (四动量平方) 很大, 然后通过辐射胶子, 虚性变小到某个 Q_0^2 (\sim 几个 GeV^2). 第二步虚性为 Q_0^2 的夸克强子化为普通强子. 对于第一步是“硬”的, 根据 QCD 渐近自由行为, 可以进行微扰计算. 第二步是“软”的, 是非微扰过程, 是非常复杂的, 不能进行微扰计算. 现在还没有很好的理论, 在与实验进行比较时, 多采用 Feynman 和 Field 的半唯象方法来处理. 虽然目前实验表明, 这样做基本符合实验, 但是应该问这样做是否与 Q_0^2 的选择无关? Feynman 和 Field 公式中的参数怎样与 Q_0^2 的选择改变? 是否还有别的半唯象处理喷注强子化方法? 可以与 Feynman 和 Field 方法互为补充, 从而对最终建立理论有所帮助. 本文是试图研究上述第三个问题. 并指出半唯象地基于无规独立产生子夸克和相空间考虑的图象计算出的结果也与目前实验符合. 特别是喷注中强子的动量分布与实验符合得相当好.

基于相空间考虑的唯一象处理强子碰撞过程中末态强子分布的工作已有一些, 并得到实验的支持^[6]. 但是在强子碰撞过程中夸克的初态作用和末态强子化难于分开, 绞缠在

本文 1981 年 1 月 9 日收到.

* 永久地址: School of Physics, University of Melbourne Parkville, Vic. Australia 3052.

一起,只有 e^+e^- 产生喷注过程,初态没有强子,末态夸克的强子化过程单纯,唯象研究夸克强子化比较理想。本文的做法是将上述微扰 QCD 的第一步中的,把虚性很大的夸克,通过辐射胶子变成虚性只有 $O(\alpha_s)$ 的夸克的过程归并到第二步,即半唯象处理虚光子产生出的两个夸克的强子化问题。

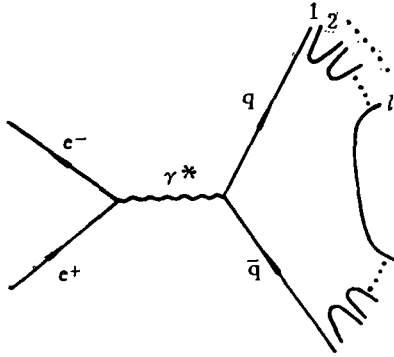


图 1

对于 e^+e^- 两喷注事例,类似 [6] 中的考虑由一个夸克 (q 或 \bar{q}) 碎裂为 l 个夸克的过程(图 1)的截面一般有如下形式:

$$d\sigma^l = |M|^2 \delta\left(1 - \sum_i x_i\right) dx_1 dx_2 \cdots dx_l, \quad (1)$$

其中

$$x_i = \frac{2p_{\parallel}^i}{\sqrt{S}}$$

p_{\parallel}^i 是第 i 个夸克平行喷注轴的动量分量(以后简称纵动量), \sqrt{S} 是入射电子和正电子的总能量。式

(1) 中的 δ 函数是最初产生的夸克(以后简称原夸克)

碎裂为 l 个末态夸克的纵动量守恒的要求。我们假定由原夸克碎裂到 l 个夸克是无规独立的 (in a random way), 然后这些末态夸克结合成强子。做为第一级近似,我们把矩阵元 $|M|^2$ 取作常数,不依赖变量 x_i 。这样在一个夸克喷注中产生 n 个强子的微分截面:

$$d\sigma_n = \text{常数} \cdot \delta\left(1 - \sum_i x_i\right) \prod \delta(x_j - x_k) dx_1 dx_2 \cdots dx_l. \quad (2)$$

其中

$$\prod \delta(x_j - x_k) = \begin{cases} \delta(x_1 - x_2), & \text{对于一个介子,} \\ \delta(x_1 - x_2)\delta(x_2 - x_3), & \text{对于一个重子.} \end{cases}$$

$\prod \delta(x_j - x_k)$ 是保证两个(三个)夸克结合为介子(重子)。由 l 个末态夸克态对单个强子内含截面的贡献可由(1)式积分得到

$$\frac{d\sigma_n}{dx} = \frac{a_l}{q(l-q-1)!} (1-x)^{l-q-1}, \quad (3)$$

其中 q 是所测量的内含强子中的价夸克数, a_l 是一常数,内含截面的归一为

$$\int_0^1 \frac{d\sigma_n}{dx} dx = n\sigma_n. \quad (4)$$

由于

$$n \simeq (l-1)/2^2,$$

由一个夸克喷注中产生 n 个强子的截面 σ_n 可以定出唯一未知常数 a_l 。 σ_n 可以由理论或实验估计出它的值。理论上任何一个无规独立发射的机制将给出泊松分布行为。经验上 e^+e^- 湮灭和 $p\bar{p}$ 湮灭是类似的,且后者表现出泊松分布^[2],因此我们在此唯象地利用泊松分布给出 σ_n

1) 这实际上是把 $|M|^2$ 对变量 x_i 做级数展开,仅取零级项,因此称为第一级近似。

2) 我们在此只考虑碎裂到介子的情况。重子在实验中只占 1% 左右,在本文的近似下暂不计碎裂到重子成分。

$$\sigma_n = a \frac{\bar{n}^n}{n!}, \tag{5}$$

其中

$$a = \sigma_T / (e^{\bar{n}} - 1), \tag{5a}$$

$$\sigma_T = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} R, \tag{5b}$$

\bar{n} 是一个夸克喷注中的平均多重数, σ_T 是 e^+e^- 产生强子的总截面。

需要在此指出,在(1)和(2)中暗含要求对于末态夸克,只计所有中间态平均后给出常数矩阵元的那些末态夸克。因此在末态中不应包括不稳定粒子,不稳定粒子只出现在中间态。第二点,我们在数夸克时是按老方式即所数的夸克是“物理的”,“穿衣服的”夸克。第三,我们仅计稳定强子中的夸克,这样我们略去了粲粒子的轻子产物,从粲粒子的半轻子衰变分支比不难估出由此引起的误差不超过 5%, 粲粒子主要衰变为稳定强子,所以它衰

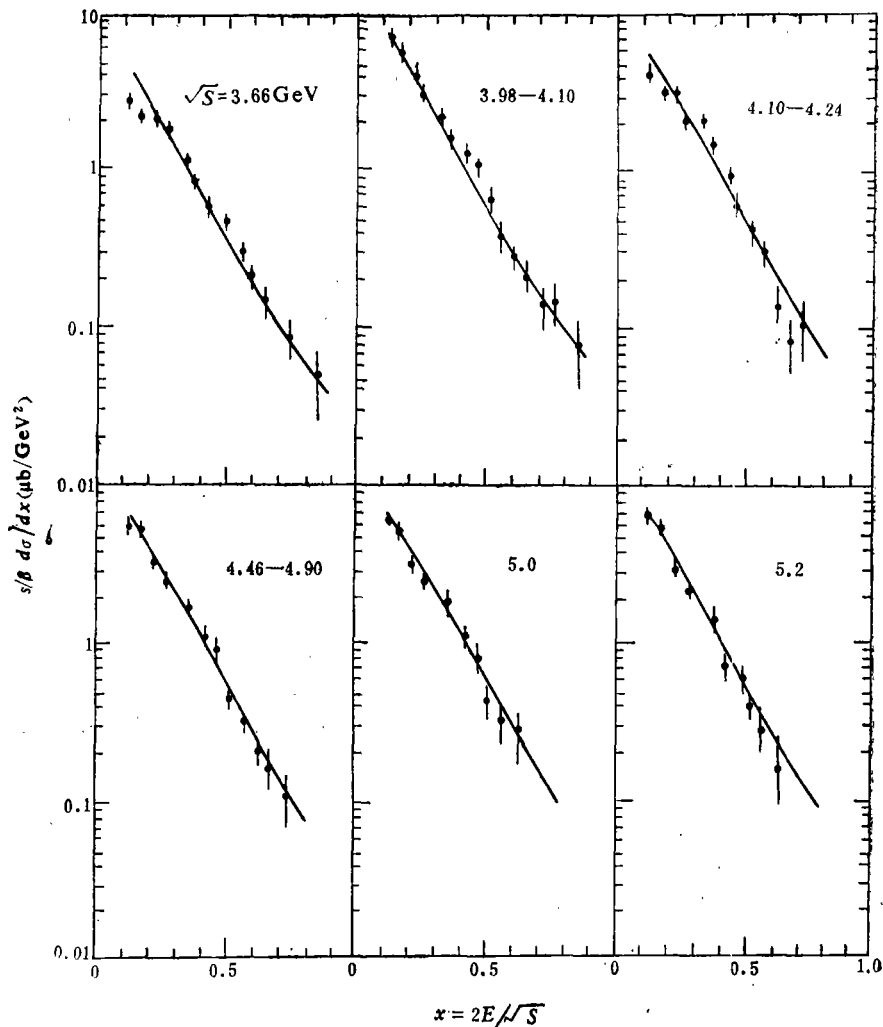


图 2 曲线由(8)式取 $4(m_\pi^2 + \langle P_T \rangle^2) \sim 0.1 \text{ GeV}^2$ 给出,与实验符合得相当好

变的大部贡献已经包括在我们的计算中了。做为以上三点的一个结果是三种轻夸克 u, d, s 和它们的反夸克 $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ 的简单的组合给出五种中性态 ($u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, d\bar{s}, s\bar{d}$) 和四种带电态 ($u\bar{d}, u\bar{s}, s\bar{u}, d\bar{u}$)，所以我们得到在 e^+e^- 湮灭中带电强子带走能量与中性强子带走能量之比大致为 4:5，基本与实验相符^[2]。

在此平均多重数 \bar{n} 是带电粒子的平均多重数 \bar{n}_{ch} 和中性粒子的平均多重数 \bar{n}_n 的和

$$\bar{n} = \bar{n}_{ch} + \bar{n}_n \simeq \frac{9}{4} \bar{n}_{ch} = \frac{9}{8} \bar{N}_{ch},$$

其中 \bar{N}_{ch} 是 e^+e^- 湮灭过程总的带电粒子多重数。由实验^[6]

$$\begin{aligned} \bar{N}_{ch} &= (2.67 \pm 0.04) + (0.48 \pm 0.02) \ln S, \text{ 当 } 1.4 < \sqrt{S} < 7.0 \text{ GeV} \\ &= (6.1 \pm 0.4) + (2.79 \pm 0.06) \ln S, \text{ 当 } 7.0 < \sqrt{S} < 31.6 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (6)$$

为了把(3)式变到目前实验所测量的量, 需要把 x 变为 x_p 或 x_E ^[9], 近似地有

$$x_p = \frac{2p}{\sqrt{S}} = \sqrt{x^2 + \frac{4\langle p_T \rangle^2}{S}}, \quad x_E = \frac{2E}{\sqrt{S}} = \sqrt{x^2 + \frac{4(\langle p_T \rangle^2 + m_\pi^2)}{S}}. \quad (7)$$

其中 P, E 是所测量介子的动量和能量, $\langle p_T \rangle$ 是平均横动量。因此单个介子内含截面由对所有可能的 l 求和, 利用(4)、(5)和(7)式, 得到

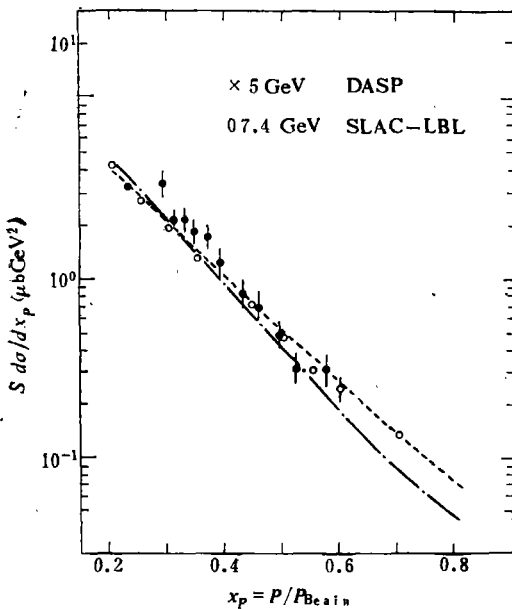


图3 曲线由(9)式给出(取 $4\langle p_T \rangle^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$)

虚线: $\sqrt{S} = 5.0 \text{ GeV}$; 点横线: $\sqrt{S} = 7.4 \text{ GeV}$

标度不变性 (Scaling) 只是近似成立, 在 $\sqrt{S} = 5 \text{ GeV}$, DESY 和 SLAC 数据有一小的差别, 增加实验精度是探测标度不变性破坏所必须的。

从(2)式, 还能给出两个粒子的内含截面

$$\frac{d\sigma}{dx_{1E} dx_{2E}} = \frac{4\sigma_T}{e^n - 1} \left\{ \sum_{i=0}^4 C_i (1 - x_{1E} - x_{2E})^{2i} \right\} e^{\bar{n}(1-x_{1E}-x_{2E})^2}, \quad (10)$$

其中 $x_{1E} = \frac{2E_1}{\sqrt{S}}$, $x_{2E} = \frac{2E_2}{\sqrt{S}}$, C_i 是些常数^[10]。希望不久即有实验测量上述两个粒子

$$\begin{aligned} \frac{S}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E} &= \frac{8\pi\alpha^2 R}{3} \frac{x_E}{e^n - 1} \{ 2\bar{n}^3(1-x)^4 \\ &\quad + 5\bar{n}^2(1-x)^2 \\ &\quad + \bar{n} \} e^{\bar{n}(1-x)^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{S}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_P} &= \frac{8\pi\alpha^2 R}{3} \frac{x_p^2}{x_E} \frac{1}{e^n - 1} \\ &\quad \cdot \{ 2\bar{n}^3(1-x)^4 + 5\bar{n}^2(1-x)^2 \\ &\quad + \bar{n} \} e^{\bar{n}(1-x)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

其中 β 是速度 v/c 。此式不再有自由待定参数, $\langle p_T \rangle$ 是仅有的略微可调参数。把(6)式的数值代入, 从图2和图3可以看到与实验符合得非常好。在图2中我们给出六个不同能量的曲线, 由于多重数和 R 随能量 \sqrt{S} 增加而增加所以 $\sqrt{S} = 5.2 \text{ GeV}$ 的曲线比 $\sqrt{S} = 3.66 \text{ GeV}$ 曲线高出30%。

在图3中, 从 $\sqrt{S} = 5 \text{ GeV}$ 到 $\sqrt{S} = 7.4 \text{ GeV}$, 关于 x 的分布也有小小的变化, 标

的内含截面。多粒子的内含截面和遍举截面将会给各种模型更多的限制, 可用来区别模型。

上述结果是对粒子不加以区别全加起来的结果, 如同在强子散射中所做的^[6], 标出夸克的味道, 不难得到不同强子的内含截面, 例如

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \pi + \dots\dots\dots \\ &\Lambda + \dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots \end{aligned}$$

只是目前的实验数据还不足以做这方面理论与实验的比较。

我们在此做为第一步只是研究了夸克喷注的多重数结构, 所以我们只做

$$\sqrt{S} \leq 7\text{GeV}$$

时与实验的比较。因为当能量增加, 三喷注开始发生^[2], 胶子喷注在三喷注事例中重要。因此与实验比较时, 必须考虑胶子喷注。虽然胶子喷注原则上也能类似处理, 我们在此暂不讨论, 留待以后研究。

参 考 文 献

- [1] R. Schwitters, 1975 Stanford Conference, P5; R. Schwitters et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 1320; G. Hanson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 1609; PLUTO-Collaf., Ch. Berger et al., *Phys. Lett.*, **78B**(1978), 176.
- [2] MARK-J. Collaf., D. P. Barfer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1113; *Phys. Lett.*, **89B**(1979), 139; JADE Collaf. W. Bartel et al., *Phys. Lett.*, **88B**(1979), 171; *ibid.*, **89B**(1979), 136; PLUTO Collaf. Ch. Berger et al., *Phys. Lett.*, **86B**(1979), 413; 418; *ibid.*, **89B**(1979), 120; TASSO Collaf. R. Brandelik et al., *Phys. Lett.*, **86B**(1979), 243; *ibid.*, **88B**(1979), 199.
- [3] R. F. Feynman and R. D. Field, *Nucl. Phys.*, **136B**(1978), 1.
- [4] V. Chang and R. C. Hwa, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 439; L. Van Hove, *Acta Phys. Austr. Suppl.*, **21**(1979), 621.
- [5] G. Stweman and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1436; A. de Elnjla et al., *Nucl. Phys.*, **138B**(1978), 387; K. Konishi et al., *Nucl. Phys.*, **157B**(1979), 45; *Phys. Lett.*, **78B**(1978), 243; Yu. L. Dokshiezer et al., *Phys. Reporfs.*, **58C**(1980), 269.
- [6] M. M. Malone and S. Y. Lo, *Nuovo Cim.*, **46A**(1978), 455; S. Y. Lo, *Lett Nuovo Cim.*, **10**(1974), 41.
- [7] C. P. Wang, *Phys. Lett.*, **30B**(1969), 115; H. Muihead et al., *Phys. Lett.*, **47B**(1973), 541.
- [8] TASSO Collaf. R. Brandelik et al., *Phys. Lett.*, **89B**(1980), 418.
- [9] 归一化的相空间可以是 $dx d^2x_{\perp}$ 或 $x_p dx_G d\Omega$. 相应的一维形式可以是 dx 或 $x_p dx_G$, 二者中是由对 x_{\perp} 还是对立体角平均来决定。所以在进行变量代换时, 也伴随着相应相空间表达式的改变。
- [10] 由于存在[9]中提到的相空间表达不唯一, 所以这里的常数 C_i 可有几种选取, 其中之一是 $C_0 = 24\pi^2$, $C_1 = 336\pi^3$, $C_2 = 492\pi^4$, $C_3 = 176\pi^5$ 和 $C_4 = 16\pi^6$. 但是我们认为最好是由实验来决定它们。

ON STRUCTURE OF MULTIPARTICLES IN QUARK JETS FOR e^+e^- COLLIDING

SHUI-YIN LO*

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

CHANG CHAO-XI

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Inclusive distributions of longitudinal momentum and energy ($s/\beta d\sigma/dx_p$ and $s/\beta d\sigma/dx_E$) in a quark jet for e^+e^- colliding is calculated ($\sqrt{s} \sim 4-7\text{GeV}$), based on randomly producing wee quarks and phase-space consideration. Excellent fits are obtained. In addition, a two-particle correlation $d\sigma^2/dx_{1E}dx_{2E}$ is also given, which expects experimental tests.

*Permanent Address: School of Physics, University of Melbourne, Parkville, Vic. Australia 3052.