

e^+e^- 湮没成两喷注中的半单举分布 及多重数分布的快度依赖性

赖晓平

谢去病

(山东大学威海分校控制工程系, 山东威海) (山东大学物理系, 济南)

方海平

(燕山大学基础部, 秦皇岛)

摘 要

本文假设夸克的快度分布是四动量守恒限制下的均匀分布, 通过 Monte-Carlo 计算, 得到了轻夸克喷注中末态强子的半单举分布以及不同快度区间内的多重数分布, 讨论了它们的基本特征, 并与现有的平均喷注实验数据作了比较。

一、引 言

近年来高能 $e^+e^- \rightarrow$ 强子的实验研究有很大进展。1986年, M. Derrick 等人不仅测量了多重数一定的事例中末态强子的快度分布^[1], 即所谓半单举分布, 而且给出了不同快度间隔内的多重数分布, 即多重数分布的快度依赖性^[2]的结果。这些将给多重产生机制提供更丰富的信息, 可为各种唯象模型提供更精细的检验。目前虽有不少模型对多重数分布的快度依赖性进行了描述和讨论^[3,4,5], 但对半单举分布的讨论却很少见。本文将在谢去病等提出的 $e^+e^- \rightarrow$ 两喷注的模型^[6]中, 从夸克层次出发去得到 e^+e^- 湮没中末态强子的半单举分布及多重数分布的快度依赖性, 并和实验进行比较。

V. Černý 等人^[7]曾经从夸克层次出发, 计算强子-强子反应中的快度分布。他们假定强子-强子反应中产生的所有夸克反夸克服从纵动量相空间分布, 并要求相空间中所有夸克反夸克系统的能量、动量等于入射强子系统的能量和动量。但在夸克组合成直生强子时, 他们简单地把直生强子的纵动量取成为构成这一强子的夸克纵动量之和, 其结果, 末态强子系统的能量就不等于入射强子系统的能量, 这是他们计算中一个较严重的问题。本文在解决这一四动量不守恒的问题之后, 用 Monte-Carlo 方法对 e^+e^- 湮没成轻夸克喷注中的半单举分布及多重数分布的快度依赖性进行研究。

二、物理图象

在文献[6]的模型中, e^+e^- 湮没为强子的过程可表示为:

$$e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow \text{许多部分子} \rightarrow N \text{对结构夸克 } q\bar{q} \xrightarrow{\text{组合}} \text{直生强子} \xrightarrow{\text{衰变}} \text{末态强子} \quad (1)$$

组合前结构夸克对数的平均值为:

$$\langle N \rangle = (\alpha^2 + \beta \sqrt{S})^{1/2} - \alpha \quad (2)$$

自由参数 β 由实验确定为 $\beta = 4.7(\text{GeV})^{-1}$, $\alpha = \beta m - \frac{1}{4}$, m 是结构夸克的平均质量. 结构夸克对数的分布简单地取成四动量守恒限制下的泊松分布:

$$P_0(N) = \frac{e^{-\langle N \rangle}}{N!} N^{-\langle N \rangle} \quad (2 \leq N \leq N_0) \quad (3)$$

式中 N_0 是 N 的上限. 结构夸克的组合是根据快度近关联原则随机进行的.

在此图象中, 末态粒子的快度分布将主要来源于夸克的快度分布. 部分子产生出来之后, 彼此间杂乱的相互作用破坏了它们之间原有的关联, 再注意到 e^+e^- 湮没中末态强子的快度分布接近平台分布^[6], 我们假定结构夸克的快度分布是四动量守恒限制下的均匀分布, 即:

$$d\rho(y_1, y_2, \dots, y_{2N}) \propto \left(\prod_{i=1}^{2N} dy_i \right) \delta \left(\sum_{i=1}^{2N} E_i - E \right) \delta \left(\sum_{i=1}^{2N} p_i \right) \quad (4)$$

这里 E 是 $2N$ 个夸克反夸克的总能量, $d\rho(y_1, y_2, \dots, y_{2N})$ 是它们的快度分别取 y_1, y_2, \dots, y_{2N} 的几率.

直接影响 y 分布的是纵动量及能量, 注意到 $dy_i = \frac{1}{E_i} dp_i$ (p_i 表示纵动量), (4) 式可化为:

$$d\rho(p_1, p_2, \dots, p_{2N}) \propto \left(\prod_{i=1}^{2N} \frac{dp_i}{E_i} \right) \delta \left(\sum_{i=1}^{2N} E_i - E \right) \delta \left(\sum_{i=1}^{2N} p_i \right) \quad (5)$$

实际上这就是 N 对结构夸克的均匀纵动量相空间分布. 可见我们的夸克快度分布不包含任何动力学假设.

在 V. Černý 等人^[7]的作法中, (5) 式中的 E 就是 e^+e^- 质心系总能量 \sqrt{S} . 在夸克的组合过程中, 他们令强子 h 的纵动量 p^h 为:

$$p^h = \sum_k p_k \quad (6)$$

求和是对构成强子 h 的所有结构夸克进行. 强子 h 的能量 E^h 则为:

$$E^h = \sqrt{(p^h)^2 + (p_i^h)^2 + (m^h)^2} \quad (7)$$

上式中 p_i^h, m^h 为强子 h 的横动量及质量, 显然 E^h 并不等于构成这一强子的结构夸克的能量之和 $\sum_k E_k$. 这样, 组合前后能量不守恒, 因而导致末态强子系统能量不等于 \sqrt{S} .

事实上,只有末态粒子是物理上可观测的,四动量必须严格守恒.而夸克的组合过程则是虚过程.根据测不准关系,并不要求夸克系统的能量等于 \sqrt{S} .因此,我们把四动量守恒的限制加在强子系统上,允许 E 与 \sqrt{S} 有 ΔE 的偏离,

$$E = \sqrt{S} + \Delta E \quad (8)$$

这时我们仍用(6)式和(7)式计算强子 h 的纵动量及能量,然后选择适当的 ΔE 使得组合出来的强子系统的能量等于 \sqrt{S} .

$$\sum_h E^h = \sqrt{S} \quad (9)$$

这样就能够保证强子系统的四动量守恒.

三、计算结果及其分析

根据上节介绍的图象,可对 e^+e^- 湮没成轻夸克喷注的过程进行 Monte-Carlo (MC) 模拟,其框图如图1所示.

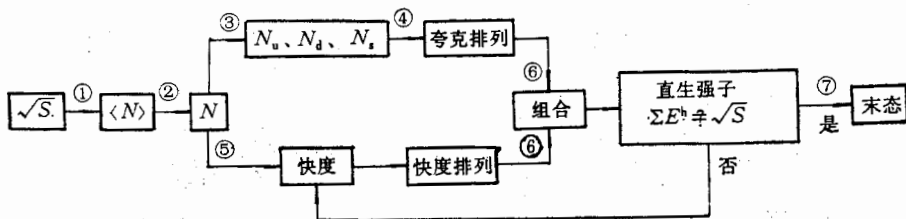


图1 Monte-Carlo 框图

(一) 半单举分布

半单举分布即一定多重数事例的快度分布,定义为

$$\rho_n(y) = \frac{1}{N_{ev}^n} \frac{dN^h}{dy},$$

其中 N_{ev}^n 表示多重数为 n 的事例数, dN^h 表示这些事例中快度落在 $y - y + dy$ 内的带电强子数.在我们的图象中,末态强子的快度分布主要由夸克的快度分布决定,下面先来看夸克的半单举快度分布的特征.

夸克的半单举分布即

$$\rho_N^0(y) = \frac{1}{N_{ev}^N} \frac{dN^q}{dy}$$

(N_{ev}^N 表示夸克对数为 N 的事例数, N^q 表示这些事例中的夸克加反夸克数)可直接从 Monte-Carlo 的第五步⑤(见图1)取出.图2给出了 $\sqrt{S} = 29\text{GeV}$,对应的夸克对数从2到20时的计算结果.从图2可看到 $\rho_N^0(y)$ 的特点如下:

- i) N 很小时, $\rho_N^0(y)$ 在快度大的一端出现很尖的峰,但不在动力学边界上;
- ii) 随着 N 增加, $\rho_N^0(y)$ 向快度小的方向压缩,分布平台变得高而窄.

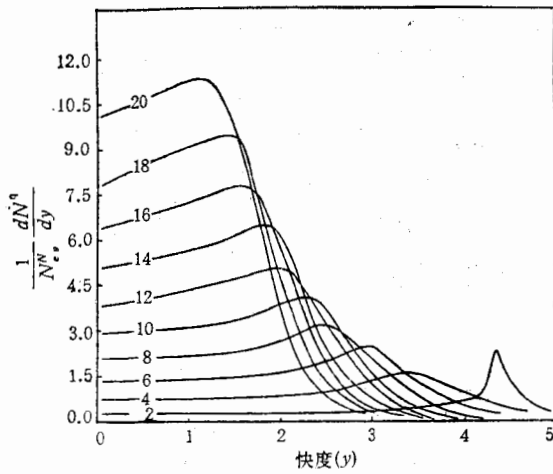


图 2 夸克的半单举分布

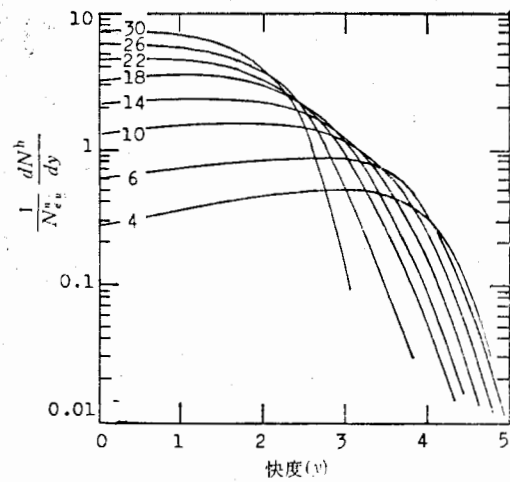


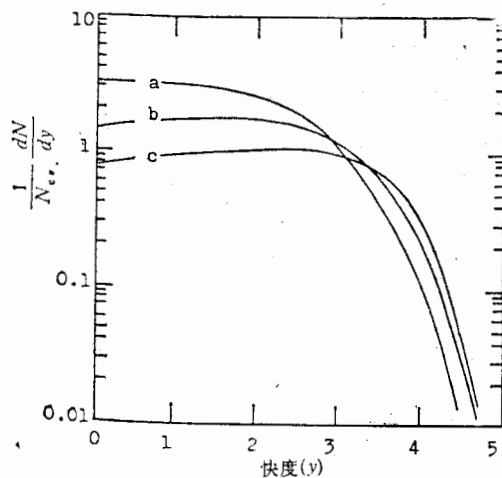
图 3 轻夸克喷注中末态强子的半单举分布

$\rho_N^0(y)$ 的这两个特点是加在强子系统上的四动量守恒限制的必然结果。

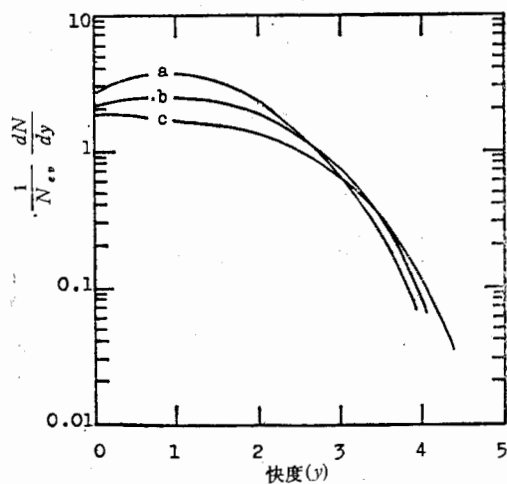
对末态强子,大多重数事例主要来自大 N , 小多重数事例主要来自小 N . 因此,末态强子的半单举分布将与 $\rho_N^0(y)$ 有类似的特征. 由于组合及衰变过程的影响, $\rho_n(y)$ 与 $\rho_N^0(y)$ 会有差别. 图 3 是我们得到的轻夸克喷注中末态强子的半单举分布. 与 $\rho_N^0(y)$ 相似,随着 n 的增加 $\rho_n(y)$ 变得越高、越窄,但在大快度区, $\rho_n(y)$ 没有明显的峰.

从 $\rho_n(y)$ 我们可以计算多重数为 $n_1 \leq n \leq n_2$ 的事例的快度分布 $\rho'(y)$:

$$\rho'(y) = \frac{\sum_{n=n_1}^{n_2} P_{(n)} \rho_n(y)}{\sum_{n=n_1}^{n_2} P_{(n)}} \quad (10)$$


 图 4 对应各种多重数 n 的事例的快度分布

(a) $n \geq 14$ (b) $10 \leq n \leq 12$ (c) $6 \leq n \leq 8$


 图 5 HRS 实验组测量的各种多重数 n 的事例的快度分布

(a) ≥ 14 (b) $10 \leq n \leq 12$ (c) $n \leq 8$

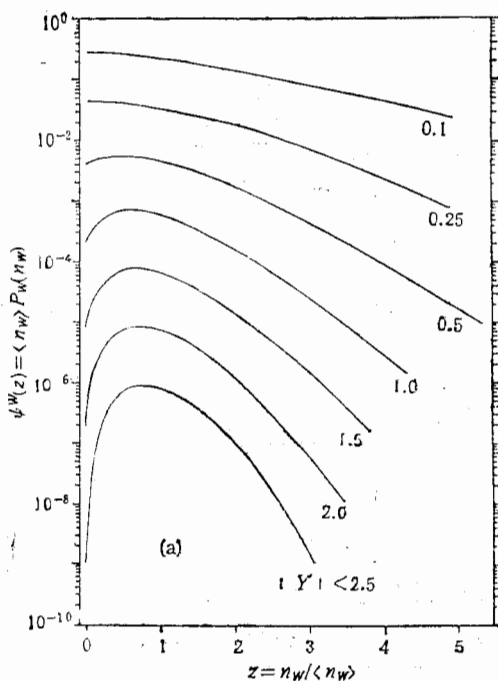


图 6(a) 对 $n \geq 6$ 轻夸克喷注事例的不同快度区间的多重数分布

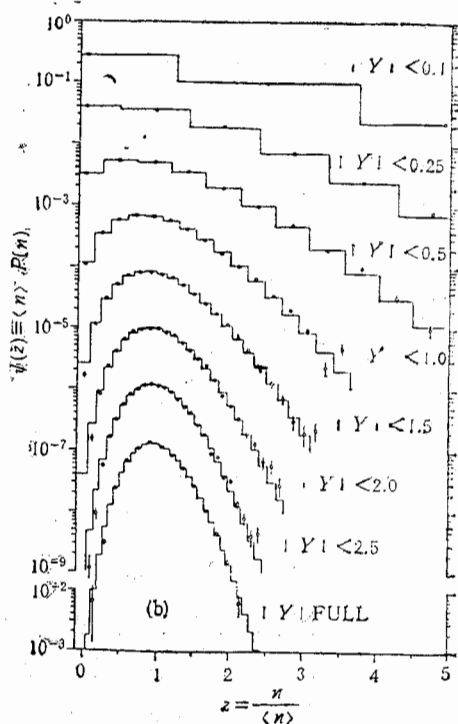


图 6(b) 平均两喷注事例在不同快度间隔中的多重数分布(取自文献[2])

式中 $P_w(n)$ 是全快度区内的多重数分布, 图 4 给出了 $6 \leq n \leq 8$ 、 $10 \leq n \leq 12$ 及 $n \geq 14$ 时的事例的快度分布 $\rho'(y)$, 图 5 所示的是 HRS 实验组测量的平均喷注数据^[1]的拟合曲线, 将图 4、5 作比较, 可见两者有类似的趋势, 随着 n 增加, $\rho'(y)$ 变得越来越窄. 不过我们的结果比实验宽、快度为零处下凹不如实验明显. 主要原因是, 在我们的 MC 计算中, 没有考虑具有较大多重数的 c-jet、b-jet 及 3-jet, 而实验上测量到的快度分布上的峰主要来自硬胶子发射及 c-jet 和 b-jet 中 charm 粒子及 bottom 粒子的衰变^[1].

(二) 多重数分布的快度依赖性

图 6(a) 是我们对 $n \geq 6$ 轻夸克喷注事例得到的不同快度区间内的多重数分布 $P_w(n_w)$, 图 6(b) 是 M. Derrick 等^[2]得到的平均两喷注的实验数据. 随着快度区间 $|y| < y_w$ 的变小, 分布曲线明显拉宽、理论与实验一致. 表 1 中列出了不同快度区间中的平均多重数 $\langle n_w \rangle^{\text{MC}}$ 、多重数分布离散 D_w^{MC} 的上述轻夸克喷注的 MC 结果及与平均两喷注事例实验数据的比较. 可以看到, 随着 y_w 的增大, 分布离散 D_w 也增大, 理论与实验的趋势一致. 但 MC 计算得到的 $\langle n_w \rangle^{\text{MC}}$ 比实验值低, 随着 y_w 的增大, MC 计算的分布比实验宽, 离散 D_w^{MC} 比实验值大. 主要因为我们的理论结果是轻夸克喷注的, 而 [2] 中的实验值是对包括 c-jet 及 b-jet 的贡献的平均结果. 在 c-jet 及 b-jet 中, charm 粒子及 bottom 粒子的衰变多重数很大, 而且衰变多重数分布又很窄^[9,10]; 另外, charm

表 1 MC 计算结果及与实验数据的比较

y_W	0.1	0.25	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5
$\langle n_W \rangle^{MC}$	0.38	0.94	1.91	3.83	5.90	7.83	9.54
$\langle n_W \rangle^{实验}$	0.403 ± 0.005	1.06 ± 0.01	2.12 ± 0.01	4.27 ± 0.01	6.65 ± 0.02	8.97 ± 0.02	10.33 ± 0.02
D_W^{MC}	0.65	1.10	1.71	2.78	3.73	4.41	4.79
$D_W^{实验}$	0.66 ± 0.10	1.11 ± 0.15	1.65 ± 0.15	2.45 ± 0.15	3.07 ± 0.15	3.47 ± 0.15	3.49 ± 0.18

粒子的衰变对快度分布的贡献主要在 $|y| = 2.0$ 附近, 而 bottom 粒子则主要在 $|y| = 1$ 到 $|y| = 2$ 之间^[10,11]. 如果计入 c-jet 及 b-jet 的贡献, 预期包含上述区域的快度间隔中的平均多重数将变大, 多重数分布将变窄.

四、结论及讨论

由以上的结果可知, 在我们的 $e^+e^- \rightarrow$ 两喷注的模型中, 只要假定夸克的快度分布为四动量守恒下的均匀分布, 就能对末态强子的半单举分布及多重数分布的快度依赖性作出较好的解释.

但由于我们没有考虑 b-jet 及 \bar{b} -jet, 只能和实验定性比较. 另外在计算中, 夸克及直生强子的横动量都只取了平均, 这对结果是会有一定影响的.

作者感谢高能所的赵维勤、丁林境, 南开大学的陈之江等同志在抽样方法上的有益讨论; 并感谢与山东组的有些同志的讨论.

参 考 文 献

- [1] M. Derrick et al. (HRS), *Phys. Rev.*, D34(1986), 3304.
- [2] M. Derrick et al. (HRS), *Phys. Lett.*, B168(1986), 299; ANL-HEP-CP-86-26.
- [3] W. Kittel, "Soft and Semi-hard Hadronic Compared to e^+e^- and 1h Collisions", Invited Review Talk at the XVIIIth Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Tashkent, Sept. 1987.
- [4] L. Van Hove and A. Giovanini, "Multiparticle Distribution in Land Shower Model of e^+e^- Annihilation", CERN-TH. 4885/87.
- [5] Wei-qin CHAO, Ta-chung MENG and Ji-cai PAN, *Phys. Lett.*, B176(1986), 211.
- [6] Xie Qu-bing and Liang Zuo-tang, "A Hadronization Model and Its Application to e^+e^- Annihilation", Proc. Shandong Workshop on Multiparticle Production, July 1987, ed. R. Hwa and Q. B. Xie (World Scientific);
谢去病、刘希明, 高能物理与核物理, 11(1987), 834
谢去病、墨文川、李裕发, 高能物理与核物理, 8(1984), 642;
梁作堂、谢去病, 高能物理与核物理, 11(1987), 840.
- [7] V. Černý et al., *Phys. Rev.*, D16(1977), 2822.
- [8] M. Althoff et al. (TASSO), *Z. Phys.*, C22(1984), 307.
- [9] M. S. Alam et al., *Phys. Rev. Lett.*, 49(1982), 357;
P. C. Rowson et al. (MARKII), *Phys. Rev. Lett.*, 54(1985), 2580;
R. H. Schinder et al., *Phys. Rev.*, D24(1981), 78.
- [10] P. Kesten et al. (HRS), *Phys. Lett.*, B161(1985), 412.
- [11] M. Sakuda et al. (DELCO), *Phys. Lett.*, B152(1985), 309.

SEMI-INCLUSIVE DISTRIBUTIONS AND RAPIDITY DEPENDENCE OF MULTIPLICITY DISTRIBUTIONS IN e^+e^- ANNIHILATION INTO TWO JETS

LAI XIAOPING

(Control Engineering Department, Shandong University at Weihai, Weihai)

XIE QUBING

(Physics Department, Shandong University, Jinan)

FANG HAIPING

(Department of Basic Courses, Yanshan University, Qin Huang Dao)

ABSTRACT

In this paper, the rapidity distribution of quarks is further assumed to be a uniform distribution with the constraint of four momentum conservation. We apply Monte Carlo approaches to light quark jets. The semi-inclusive distributions and the multiplicity distributions in rapidity intervals are calculated. The characteristics of these distributions are discussed and the results are compared with the experimental data of average jets.