

高能强子—强子碰撞中硬软过程的比较分析*

柳峰 刘峰

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1996-02-05 收稿

摘要

根据 QCD 中“圆锥定义”来确定喷注,对高能强子—强子碰撞中的硬、软过程作细致的分析.用 Pythia 产生蒙特卡罗模拟样本,得到的喷注横快度分布在中心区有平台,喷注内部的粒子密度和横能密度,随离喷注轴的距离指数地下降,比较发现对整个事件样本,单事件平均横动量或最大横动量与多重数是正关联的,而对喷注事件它们是负关联的.引入两个物理量来描述喷注事件的硬、软程度.发现,它们与单事件平均横动量是正关联的,而与多重数是负关联的.表明用单事件平均横动量比用多重数能更好地描述喷注事件的硬软程度.

关键词 高能强子—强子碰撞, 喷注, 圆锥判定法, 多重数, 单事件平均横动量.

1 引言

在高能强子—强子碰撞过程中,绝大部分事件是多粒子产生.进入八十年代以后,这一领域的研究,已从单一的软过程,发展到超软过程和硬过程;发现了一些难以用一般统计起伏解释的局域大起伏现象,使这一领域的研究发展到一个新阶段.

几十年来,描述多重产生事件只有一个特征量—多重数.随着碰撞能量的升高,喷注(和微喷注)的产生截面越来越大.为了将实验结果与理论进行比较,需要判定事件是否包含有硬过程,即事件中是否存在喷注.在此情况下,单用多重数已不足以全面刻画事件的物理性质,需要新的、能更有效地描述多重产生过程的物理特征的量.

通常人们认为喷注事件与硬过程相关.但是,即使在产生了喷注的事件中,仍有一些粒子不在喷注内.对不属于喷注的其它粒子,其产生过程仍然是软过程.因此,仅用是否有喷注来判定事件是否为硬过程是不全面的.需要寻找一些新的参量来更恰当地判定事件的硬软程度.

*国家自然科学基金、国家教委优秀青年教师基金、湖北省自然科学基金和武汉市青年科技晨光计划资助.

本文的目的就是要较为仔细地研究与此有关的问题. 根据 QCD 中广泛接受的喷注的“圆锥定义”^[1] 来确定喷注, 讨论多粒子末态中的各种物理量与事件硬软程度的关系. 利用事件中喷注内的粒子数(或横能)和整个事件的粒子数(或横能)的比来描述喷注事件的硬、软程度, 发现用单事件平均横动量比用多重数能更好地描述喷注事件.

在第二节, 将简单介绍喷注的“圆锥定义”, 并利用基于这一定义的喷注判定法得到一个质心能量为 630 GeV 的非单衍强子-强子碰撞事件样本; 第三节讨论这一事件样本中喷注的空间分布及喷注内部粒子和横能的分布; 第四节给出了与喷注有关的一些物理量的分布; 第五节讨论描述事件的两个参量—单事件平均横动量和多重数之间的关系; 第六节分析这两个参量对于量度事件硬软程度的作用. 最后, 在第七节进行简短的总结和讨论.

2 喷注的“圆锥定义”

自从七十年代人们发现喷注现象以来^[2], 对高能碰撞强子末态中喷注的研究一直是人们广泛关注的课题. 它可以用来检验夸克和胶子间强相互作用的基本理论—QCD. 为了方便理论和实验的比较, 提出了一个广泛接受的喷注的标准定义——“圆锥定义”. 它将喷注定义为 (η, ϕ) 平面内的一个半径为 R_0 的圆锥. 通过比较锥体内粒子的总横能是否超过某个阈值来判断它是否喷注.

定义末态粒子(或量能器元胞, 下略) i 的赝快度和方位角 η_i, ϕ_i 到轴 (η_J, ϕ_J) 的距离为:

$$R = \sqrt{(\eta_i - \eta_J)^2 + (\phi_i - \phi_J)^2} . \quad (1)$$

考虑这个轴周围 $R \leq R_0$ 的锥体. 锥体的横能定义为锥体内粒子的横能之和:

$$E_{tJ} = \sum_{i \in R \leq R_0} E_{ti} . \quad (2)$$

其中 i 是第 i 个粒子的下标. 横能的定义是

$$E_t = E \sin \theta . \quad (3)$$

其中 E 是末态粒子的能量, θ 是它的极角. 要求轴的赝快度 η_J 和方位角 ϕ_J 为锥体内各粒子的赝快度 η_i 和方位角 ϕ_i 以横能 E_{ti} 为权重的平均值:

$$\eta_J = \frac{1}{E_{tJ}} \sum_{i \in R \leq R_0} E_{ti} \eta_i . \quad (4)$$

$$\phi_J = \frac{1}{E_{tJ}} \sum_{i \in R \leq R_0} E_{ti} \phi_i . \quad (5)$$

当锥体内的横能 E_{tJ} 大于阈值 E_{t0} 时, 这一锥体就是一个喷注. 这些定义显然具有 Lorentz 不变性.

喷注还可以用其它方法定义^[3]. 以上的圆锥定义是 QCD 中广泛接受的一种喷注定义. 文献[4]对如何根据这一定义寻找喷注做了详细的描述, 给出了一种判定喷注的有

效方法. 根据这种方法, 选择锥体的半径为 1.0, 横能阈值为 4.0 GeV. 只考虑中心快度区, 取赙快度范围为 $|\eta| \leq 1.5$. 用 LUND 强子-强子碰撞的蒙特卡洛产生器 PYTHIA 5.5^[1], 产生了 40 万个质心能量为 630 GeV 的非单衍强子-强子碰撞事件. 其中有 377071 个事件有粒子落在赙快度 $\eta \in [-1.5, 1.5]$ 的区间内. 在这一区间内用圆锥法寻找喷注, 得到含有喷注的事件的比例为 9.19%.

3 喷注的空间分布及喷注内部粒子和横能的分布

图 1 中给出了喷注赙快度 η_j 的单举分布. 从图中可以看出, 这一分布在中心区有一平台, 但有所下降. 喷注的方位角分布(图略去)是均匀的, 和轴对称的要求一致.

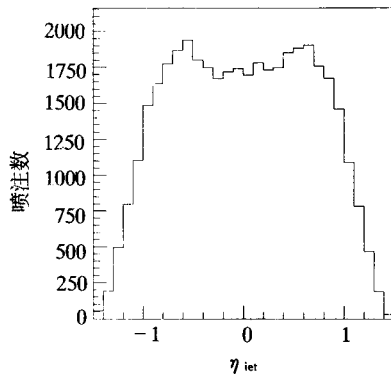


图 1 喷注的赙快度分布

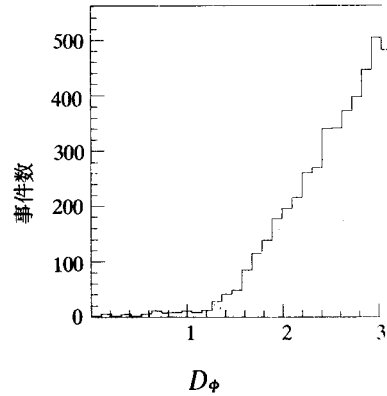


图 2 两喷注事件中两个喷注的方位角间距的分布

为了研究多喷注分布之间的关联, 将两喷注事件的两个喷注的方位角 ϕ 的间距 $D\phi = |\phi_1 - \phi_2|$ 的分布作为典型例子给出在图 2 中, 其中, 1 和 2 分别代表两个喷注. 由图可见, 两喷注的方位角间距在 $D\phi$ 接近于 π 处有峰, 和动量守恒的要求一致. 对多喷注事件, 一个喷注与同一事件中其它喷注的方位角间距也有类似的性质.

粒子在喷注锥体内部的分布可以用 (η, ϕ) 平面上的相对粒子密度

$$\rho_n(r) = \frac{1}{n_j} \frac{dn(r)}{2\pi r dr} \quad (6)$$

随粒子到喷注轴的距离 r 的变化来描述, 见图 3 中的空心三角. (6) 式中 $dn(r)$ 是 r 到 $r+dr$ 的圆环中的粒子数; n_j 是喷注锥体中的总粒子数.

考虑到用 E_i 为权重定义喷注轴, 在同一图上也画出了相对横能密度

$$\rho_{E_i}(r) = \frac{1}{E_{iJ}} \frac{dE_i(r)}{2\pi r dr} \quad (7)$$

随粒子到喷注轴的距离 r 的变化, 见图 3 中的实心三角. (7) 式中 $dE_i(r)$ 是 r 到 $r+dr$ 的圆环中所有粒子的横能之和; E_{iJ} 是喷注锥体中的总横能.

由图 3 可见, 粒子密度和横能密度随离喷注轴的距离指数地下降, 表明粒子和横能都是密集在喷注轴周围. 这和喷注内的粒子(以及喷注内的横能)是由一个部分子碎裂产

生的物理图象一致, 说明我们所用的喷注判定法^[4] 的确能有效地找到喷注.

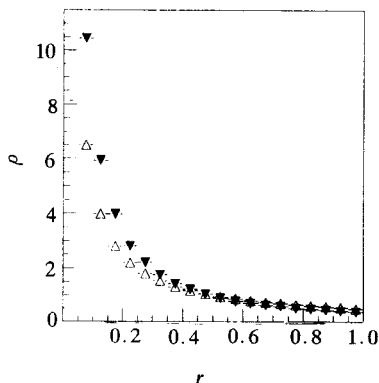


图 3 喷注锥体内部的相对粒子密度
(空心三角)和相对横能密度(实心三角)
随粒子到喷注轴的距离的变化

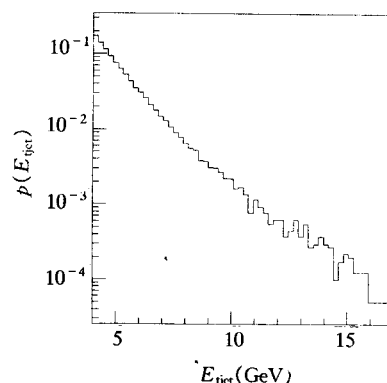


图 4 喷注横能的单举分布

4 与喷注有关的一些物理量的分布

图 4 中给出了喷注横能 E_J 的单举分布. 和预期的一样, 它是指数下降的分布.

在图 5(a) 中画出了整个事件样本(点划线)和喷注事件子样本(实线)的多重数分布. 从整体上看, 整个事件样本的多重数分布主要决定于非喷注事件, 因为非喷注事件的总数(342423)远大于喷注事件的总数(34648). 但是, 喷注事件的平均多重数明显地比非喷注事件的大, 在 $n > 30$ 以后, 非喷注事件的数目急剧下降, 喷注事件和整个样本的多重数分布重合. 这两个分布之比, 即: 对于固定的多重数 n 喷注事件所占的百分比, 画在图 5(b) 上. 由图可见, 当多重数增加时, 喷注事件所占的百分比很快地增大. 大约在 $n > 30$ 以后, 喷注事件占优势. 但是应注意, 这并不表示喷注事件主要是高多重数事件. 恰恰相反, 由图 5(a) 的实线可见, 绝大多数喷注事件的多重数都低于 30 (注意图中

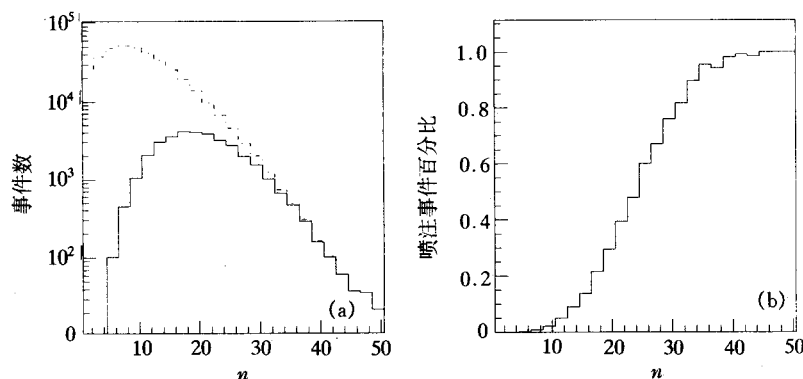


图 5 (a) 整个事件样本(点划线)和喷注事件子样本(实线)的多重数分布
(b) 固定多重数下喷注事件所占比例

的纵坐标是对数坐标). 当 $n > 30$ 时喷注事件之所以占优势, 是由于此时非喷注事件的数目很快地趋于零.

文献[5]提出了一个新的描述事件的特征量——单事件平均横动量 \bar{p}_t , 它的定义是

$$\bar{p}_t = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_{ti}, \quad (8)$$

其中 n 是事件的多重数. 文献[6]中证明了它能更好地描述事件的硬软程度. 在图6中画出了整个事件样本(点划线)和喷注事件子样本(实线)的单事件平均横动量分布. 由图可见, 喷注事件的单事件平均横动量分布在 $\bar{p}_t \sim 0.3 - 0.4 \text{ GeV}$ 处有尖锐的截断, 当 $\bar{p}_t < 0.3 \text{ GeV}$ 时基本上没有喷注事件. 由图6还可以看到, 喷注事件所占的百分比从 $\bar{p}_t \sim 0.3 \text{ GeV}$ 开始随 \bar{p}_t 的增加而增大. 大约在单事件平均横动量大于 $0.6 - 0.8 \text{ GeV}$ 以后, 喷注事件占重要地位.

由于事件的最大横动量与喷注有直接联系, 在图7中画出了整个事件样本(点划线)和喷注事件子样本(实线)的最大横动量分布. 由图可见, 喷注事件所占的百分比随最大横动量的增加而增大, 大约在 $p_{t \max} > 4 \text{ GeV}$ 时达到 100%. 这表明, 非喷注事件的最大横动量有一阈值 ($\sim 4 \text{ GeV}$). 当事件的最大横动量大于这个阈值时, 它一定是喷注事件. 因此事件的最大横动量也是描述喷注事件的一个好的特征量.

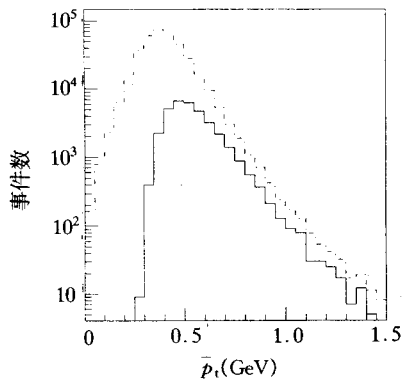


图6 整个事件样本(点划线)和喷注事件子样本(实线)的单事件平均横动量分布

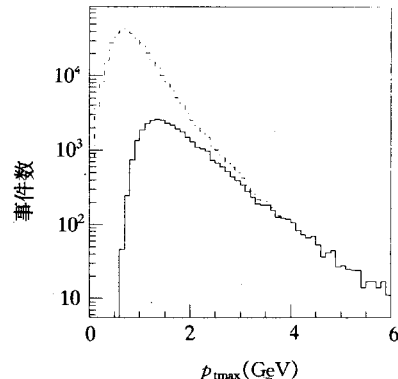


图7 整个事件样本(点划线)和喷注事件子样本(实线)的最大横动量分布

5 单事件平均横动量和多重数的关系

在文献[7]中, 利用 UA1 的实验数据研究了描述事件的两个特征量——多重数和单事件平均横动量之间的关系, 画出了它们的散点图. 在图8(a)中用蒙特卡罗样本画出了这一散点图. 在图8(b)和(c)上分别对喷注事件和非喷注事件画出了同样的散点图. 比较图8(a), (b)可见, 对整个事件样本, 单平均横动量与多重数是正关联的, 而对喷注事件它们则是负关联的.

由图8(c)可见, 非喷注事件的散点图呈现为一个水平放置的, 顶点指向右方的三角

形, 而喷注事件的散点图则是分布在图的右上部的粒子团. 这使得整个样本的散点图呈现为: 以水平三角形为主体加上一些散在这一主体右上方的事件点. 文献[8]正是利用 UA1 实验中 $\bar{p}_t - n$ 的散点图的这一特征形状, 来作为在对撞机能量下的多重产生事件中, 出现了硬、软两个分量的信号. 图 8(a) — (c) 以更直接的方式证实了这一论断的正确性.

图 8(d) 上画出了固定多重数的平均横动量

$$\langle p_t \rangle^{(n)} = \frac{1}{N_{ev}^{(n)} \cdot n} \sum_{j=1}^{N_{ev}^{(n)} \cdot n} p_{tj} = \frac{1}{N_{ev}^{(n)}} \sum_{k=1}^{N_{ev}^{(n)}} \bar{p}_t^{(k)}, \quad (9)$$

随多重数 n 的变化. (9) 式中 $N_{ev}^{(n)}$ 是多重数为 n 的事件数, $\bar{p}_t^{(k)}$ 是多重数为 n 的第 k 个事件的单事件平均横动量. 由图可见, 非喷注事件的 $\langle p_t \rangle^{(n)}$ 和碰撞能量低于 ISR 顶峰能量时的情况一样, 在多重数大于 10 以后随多重数的增加而下降^[9]. 这可以用三火球模型解释^[10]. 整个事件样本的 $\langle p_t \rangle^{(n)}$ 随多重数的增加而上升是由于在对撞机能量下出现了喷注^[11].

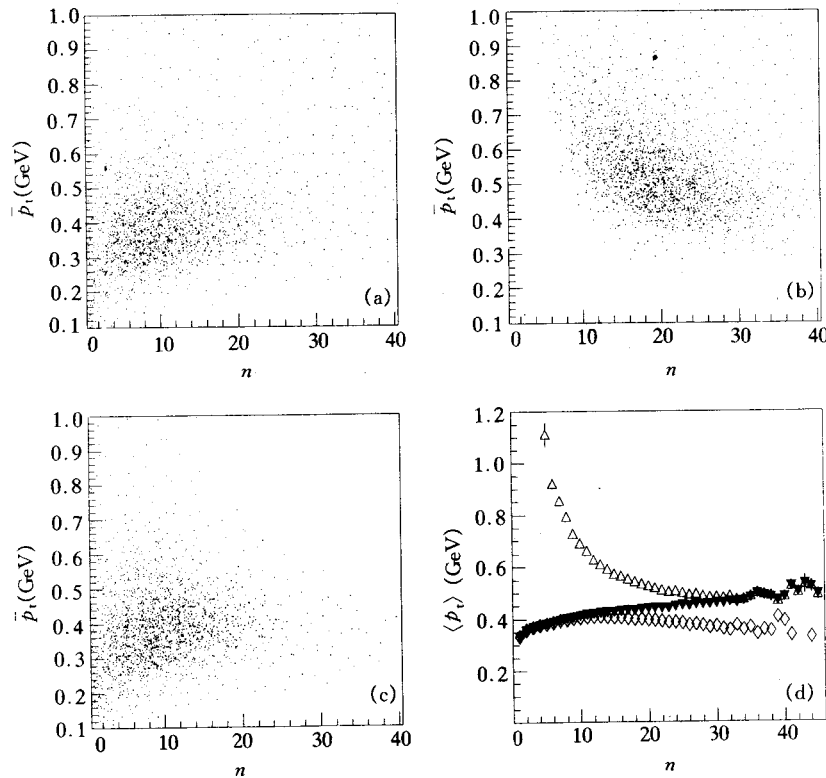


图 8 多重数和单事件平均横动量的散点图

(a) 整个事件样本; (b) 喷注事件子样本; (c) 非喷注事件子样本; (d) 对固定多重数的平均横动量.

(实心三角: 事件样本; 空心三角: 喷注事件样本; 菱形: 非喷注事件子样本).

6 事件硬软程度的量度

为了描述喷注事件的硬软程度, 定义了一些比例变量^[1]. 它们是喷注事件中喷注内的横能与多重数和整个事件样本中相应的物理量之比:

$$H_{E_i} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{jet}} E_{il}}{\sum_{m=1}^n E_{tm}}, \quad (10)$$

$$H_n = \frac{1}{n} \sum_{l=1}^{N_{jet}} n_l, \quad (11)$$

其中, N_{jet} 是这一事件中的喷注数, E_{il} 是第 l 个喷注的横能, E_{tm} 是第 m 个粒子的横能, n_l 是第 l 个喷注中的粒子数, n 是事件中的总粒子数. 这些比例变量的值越大, 事件就越硬. 自然, 对于非喷注事件, 这些比例变量为零.

但是, 按定义式 (10)、(11) 直接计算 H_{E_i} 和 H_n 需要进行复杂的喷注判定. 人们往往希望用更简单的事件参量, 例如多重数 n 或单事件平均横动量 \bar{p}_t , 来近似地描述事件的硬软程度. 下面通过研究这些变量和 H_{E_i} 和 H_n 的关系, 来判断这些量在多大程度能描述事件的硬软程度.

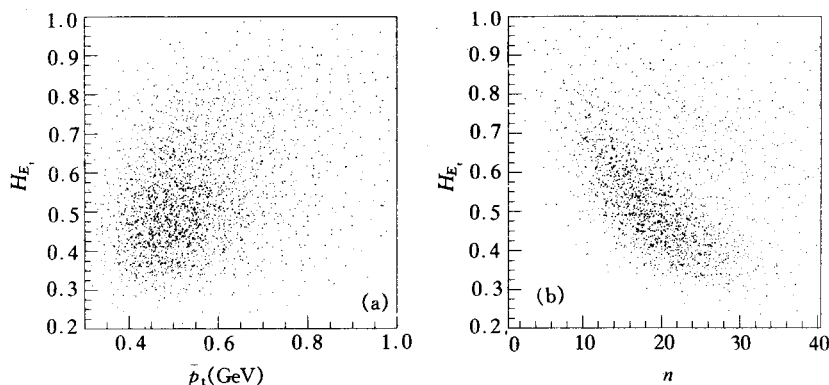


图9 喷注事件中喷注内的横能与整个事件样本的横能之比对单事件平均横动量 (a) 和多重数 (b) 的散点图

在图 9(a)、(b) 中画出了 H_{E_i} 和单事件平均横动量 \bar{p}_t 及事件多重数 n 关系的散点图. H_{E_i} 和 \bar{p}_t 及 n 关系的散点图和这有类似的形状. 比较这些图可以看到, 单事件平均横动量 \bar{p}_t 和 H_{E_i} (H_n) 之间有正关联, 而多重数 n 和 H_{E_i} (H_n) 之间有负关联. 这意味着, 一般情况下, 喷注事件的多重数越大, 它就越软; 而它的单事件平均横动量越大, 它就越硬.

在图 10(a)、(b) 中画出了喷注事件中, 对于固定的单事件平均横动量或固定的多重数, H_{E_i} 和 H_n 的平均值随单事件平均横动量和多重数的变化. 由图 10(a) 可见, 当喷注事件的单事件平均横动量增大时, H_{E_i} 和 H_n 的平均值变大, 事件变硬. 这表明, 单事

件平均横动量是表征喷注事件硬软程度的一个很好参量.

由图 10(b) 可以看到, 随着多重数的增大, 当多重数小于 30 时, H_{E_i} 和 H_n 的平均值随多重数的增加而减小, 事件变软; 而当多重数大于 30 时, 这些平均值随多重数的增加而增大, 事件变硬. 这是因为, 当多重数小于 30 时, 多重数的增加主要引起喷注外软过程粒子的数目增多; 而当多重数大于 30 时, 多重数的增加引起喷注数目和喷注内的粒子数目的增加比引起喷注外软过程的粒子数目的增加更快.

比较图 10(a)、(b) 可见, 单事件平均横动量比多重数能更好地描述喷注事件的硬软程度.

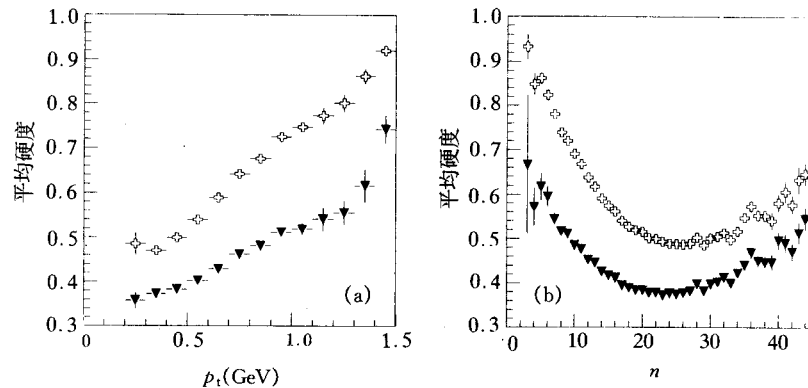


图 10 喷注事件中喷注内的横能和多重数与整个事件样本的横能和多重数之比随单事件平均横动量(a)和多重数(b)的变化
空心十字和实心三角分别为 H_{E_i} 和 H_n 的平均值

7 总结和讨论

本文根据 QCD 中广泛接受的喷注的“圆锥定义”来确定喷注, 讨论了多粒子末态中的各种物理量与事件硬软程度的关系.

用 Pythia 产生器产生蒙特卡罗模拟样本, 给出了喷注的赝快度分布及喷注内部的粒子分布和横能分布. 得到的喷注赝快度分布在中心区有一平台, 但有下陷. 所得到的喷注内部的粒子密度和横能密度随着离开喷注轴的距离指数地下降, 表明粒子和横能都是密集在喷注轴周围, 和喷注内的粒子(以及喷注内的横能)是由一个部分子碎裂产生的物理图象一致.

研究整个事件样本和喷注事件子样本的多重数、单事件平均横动量、事件最大横动量的分布, 以及它们之间的相互关系. 发现, 对整个事件样本, 单平均横动量或最大横动量与多重数是正关联的, 而对喷注事件它们则是负关联的. 建议用喷注事件中喷注内的横能或多重数与整个事件样本中相应的物理量之比来描述喷注事件的硬软程度. 发现, 这些比例变量的平均值和单事件平均横动量之间是单调增长的关系, 而它们和多重数之间则没有这样的关系. 这表明, 用单事件平均横动量比用多重数能更好地描述喷注事件的硬软程度.

参 考 文 献

- [1] S. D. Ellis, Z. Kunszt, D. E. Soper, *Phys. Rev.*, **D40**(1989)2188.
- [2] G. Hanson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975)1609.
- [3] W. Bartel *et al.* (JADE), *Z. Phys.*, **C33**(1986)23; S. Catani *et al.*, *Phys. Lett.*, **B269**(1991)432.
- [4] 刘明、柳峰、刘峰等, 高能物理与核物理, **21**(1997)138.
- [5] H.-U. Bengtsson, T. Sjostrand, *Comput. Phys. Commun.*, **46**(1987)43.
- [6] Wu Yuanfang, Liu Lianshou, *Phys. Lett.*, **B269**(1991)28.
- [7] Liu Feng, Wu Yuanfang, Liu Lianshou, *Chinese J. Nucl. Phys.*, **15**(1993)7.
- [8] Y. F. Wu *et al.* (UA1), *Acta Physica Slovaca*, **44**(1994)141.
- [9] Liu Hongping, Liu Feng, Wu Yuanfang *et al.*, On the Experimental Evidence for the Appearance of Semihard Processes in Hadron-Hadron Collisions at Collider Energies, 预印本 HZPP9604.
- [10] V. V. Aivazan *et al.* (NA22), *Phys. Lett.*, **B209**(1988)103.
- [11] 兰其开、刘连寿, 高能物理与核物理, **17**(1993)934.
- [12] X. N. Wang, R. C. Hwa, *Phys. Rev.*, **D39**(1989)187.
- [13] 刘明、刘峰、刘连寿, 高能碰撞多粒子末态硬软程度的量度, 华中师范大学学报(自然科学版), 待发表.

Comparison of the Hard and Soft Processes in High Energy Hadron-Hadron Collisions

Liu Feng (Y) Liu Feng

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Received February 5 1996

Abstract

Using the “cone algorithm” in QCD to identify jet, the hard and soft processes in high energy hadronic collisions are analysed in detail. A Monte Carlo simulation event sample is produced by PYTHIA. The resultant pseudorapidity distribution of jets has a plateau in the central region. The particle and transverse energy density in jets decreases exponentially with the increase of the distance from particles to jet axis. Through comparisons, we find the event average transverse momentum or maximum transverse momentum is positively correlated with multiplicity for the whole event sample, and negatively correlated with multiplicity for jet event subsample. Two ratio variables well describe the hardness of jet events, and they are positively correlated with the event average transverse momentum and negatively correlated with multiplicity, which confirms the event average transverse momentum is a better characteristic quantity to describe the hardness of jet events than multiplicity.

Key words high energy hadron-hadron collisions, jet, cone algorithm, multiplicity, event average transverse momentum.