

400 GeV/c pp 碰撞中的多粒子关联、 阶乘累积矩和关联积分*

王韶舜 张 杰 肖臣国 叶云秀 钟 宇

(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230027)

1994-03-21 收稿

摘 要

利用 CERN NA27 合作组提供的 LEBC 泡室照片,测量了 400GeV/c pp 碰撞产生的带电粒子横速度分布. 计算了标度阶乘累积矩 K_q , 与具有同样单粒子谱但是没有关联的蒙特卡罗事例得到的结果相比较, 表明对于宽的混合多重数分布, K_2 的一个显著部分是由于多重数涨落引起单粒子密度涨落造成的. 利用星形关联积分法计算得到的阶乘累积矩, 显著地降低了高阶阶乘累积矩的统计误差, 但基本结论保持不变.

关键词 阶乘矩, 阶乘累积矩, 多粒子关联, 星形关联积分, 累积关联函数.

1 引 言

近年来在 高能粒子碰撞多重产生机制问题的研究中, 一个令人瞩目的课题是研究快度空间粒子数密度具有反常大的涨落问题. 这种涨落有统计的因素, 也有动力学的因素. 为此, Bialas 和 Peschanski^[1] 利用标度阶乘矩的分析方法来抑制统计涨落的影响, 突出内在的动力学起伏现象, 得出如果存在动力学起伏, 则标度阶乘矩随快度间隔的减小呈反常指数增加的规律. 这称为间歇. 此后人们在轻子、强子和核-核碰撞中均观察到了间歇现象. 理论上提出了许多模型来解释实验上观察到的间歇现象.

P. Carruthers 和 I. Sarcevic^[2] 指出, 在强子碰撞中观察到的标度阶乘矩随快度区间的减小而增加的行为可以用粒子间的短程关联来解释. 因此通过阶乘矩的分析有可能得到粒子间关联函数的信息. 但是每一级标度阶乘矩 F_q 都包含有较低级别的关联函数(特别是两粒子关联函数)的贡献. 为了得到某一级别的关联函数强度, 必须从该级别的阶乘矩中移去所有较低级别的关联函数的贡献. 阶乘累积矩的方法能够实现这一目的^[3, 8].

最近, 有关阶乘累积矩的一些实验结果已经发表^[4-7]. 发现对于重离子碰撞, 第二级阶乘累积矩 K_2 (在一些情况下 K_3) 大于零, 而其它高级累积矩则在统计误差范围内为零.

* 国家自然科学基金资助.

然而对于强子-强子碰撞情况, 则 K_2, K_3 和 K_4 均大于零, 因此更多的实验数据是需要的。

2 阶乘累积矩

按定义, q 级阶乘累积矩是 q 粒子累积关联函数的积分:

$$K_q(\delta\eta) = \frac{1}{M(\delta\eta)^q} \sum_{m=1}^M \int_{Q_m} \prod_i d\eta_i \frac{C_q(\eta_1, \dots, \eta_q)}{(\bar{\rho}_m)^q} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{f_q^{(m)}}{\langle k_m \rangle^q}, \quad (1)$$

其中

$$\langle k_m \rangle = \frac{1}{N_{cv}} \sum_{i=1}^{N_{cv}} (k_m)_i = \bar{\rho}_m \delta\eta, \quad (2)$$

这里赝快度窗口 $\Delta\eta$ 被划分成 M 个等宽度的区间, 即 $\delta\eta = \frac{\Delta\eta}{M}$. $(k_m)_i$ 是第 i 个事例在区间 m 中的粒子数. 符号 $\langle \rangle$ 表示对样品中所有事例求平均. N_{cv} 是样品的事例数, 积分遍及超立方体 $Q_m(\eta_m \leq \eta_i \leq \eta_m + \delta\eta)$.

$$\begin{aligned} C_2(\eta_1, \eta_2) &= \rho_2(\eta_1, \eta_2) - \rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2), \\ C_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3) &= \rho_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3) - \rho_1(\eta_1)\rho_2(\eta_2, \eta_3) \\ &\quad - \rho_1(\eta_2)\rho_2(\eta_3, \eta_1) - \rho_1(\eta_3)\rho_2(\eta_1, \eta_2) \\ &\quad + 2\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)\rho_1(\eta_3), \\ &\vdots \end{aligned} \quad (3)$$

等分别是两粒子、三粒子、... 粒子关联函数. $\rho_1(\eta_1), \rho_2(\eta_1, \eta_2), \dots$ 是赝快度空间单粒子, 两粒子, ... 粒子密度函数.

$$\begin{aligned} f_2^{(m)} &= \langle k_m(k_m - 1) \rangle - \langle k_m \rangle^2, \\ f_3^{(m)} &= \langle k_m(k_m - 1)(k_m - 2) \rangle - 3\langle k_m(k_m - 1) \rangle \langle k_m \rangle + 2\langle k_m \rangle^3, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (4)$$

是相应的累积关联函数 $C_q(\eta_1, \dots, \eta_q)$ 的积分. 由于 q 级阶乘累积矩中已经减去了所有低级关联函数以及无关联部分的贡献, 因此 K_q 是真正 q 粒子关联函数的测量, 如果不存在真正的 q 粒子关联, 则 K_q 应等于零.

3 实验结果

利用 CERN NA27 合作组提供的 LEBC 泡室照片对 400 GeV/c pp 碰撞产生的带电粒子赝快度分布进行了测量. 测量方法详见参考文献[9]. 共测量了 3556 个带电粒子多重数 $N_{ch} \geq 4$ 的事例, 其中 $N_{ch} \geq 10$ 的事例为 2092 个, 它们在质心系中的赝快度分布如图 1 所示. 赝快度的测量精度在感兴趣的范围内 ($-2 \leq \eta \leq 2$) 是 0.1 赝快度单位.

分别对 $N_{ch} \geq 4$ 的事例和 $N_{ch} \geq 10$ 的事例进行了阶乘累积矩的计算, 其结果分别示于图 2 和图 3 中. 由图 2 和图 3 可见, 在两种不同的平均多重数情况下, K_2 都明显地

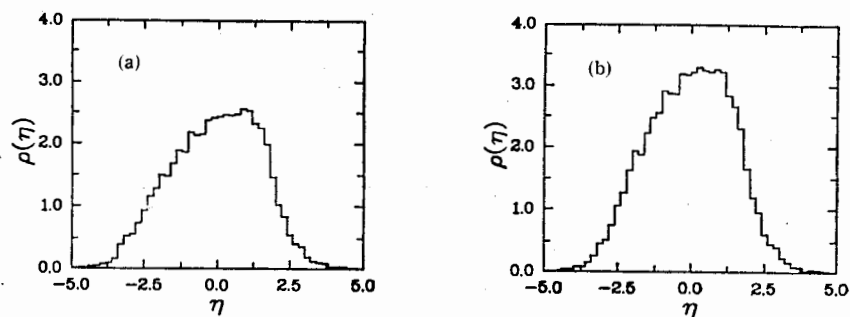
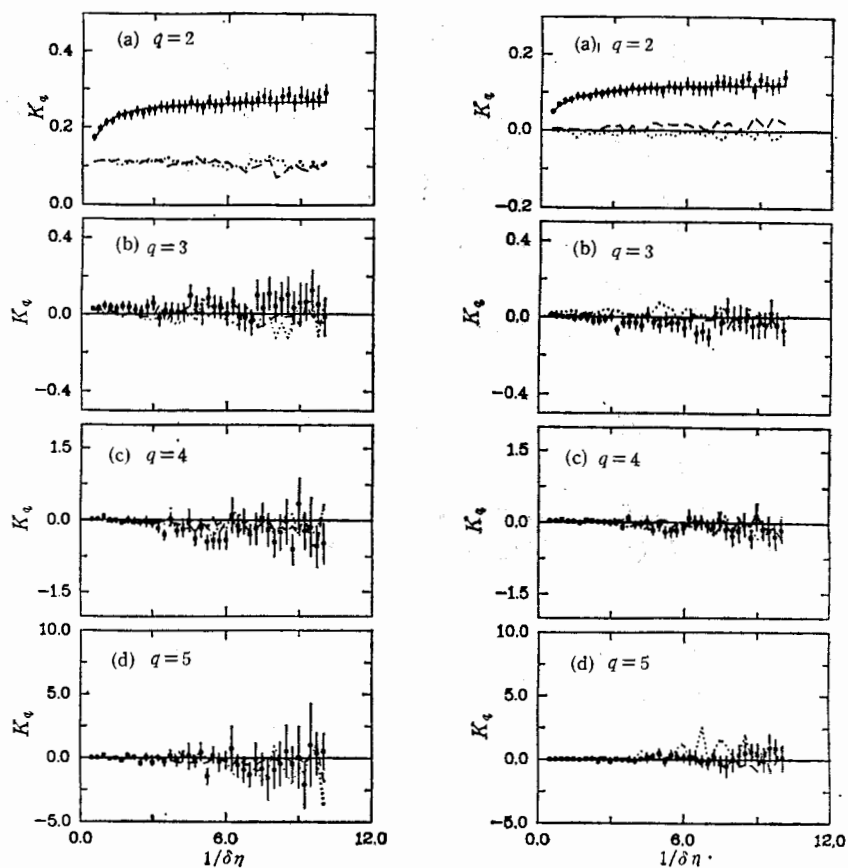


图1 质心系中的赝快度分布

(a) 对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例; (b) 对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例.图2 对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例 $K_q (q = 2, 3, 4, 5)$ 随 $1/\delta\eta$ 的变化

—代表由公式(5)拟合得到的 K_2 值。----对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内等几率随机分布;对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内的分布几率取决于实验数据。

图3 对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例 $K_q (q = 2, 3, 4, 5)$ 随 $1/\delta\eta$ 的变化

—代表由公式(5)拟合得到的 K_2 值。----对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内等几率随机分布;对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内的分布几率取决于实验数据。

大于零,且随 $\delta\eta$ 的减小都是先增加而后逐渐趋向于一饱和值。但由 $N_{ch} \geq 4$ 事例计算得到的 K_2 值要大于由 $N_{ch} \geq 10$ 事例得到的 K_2 值。文献[4]指出, K_2 的变化可用

以下公式来拟合:

$$K_2 = 2\gamma\zeta^2[(\delta\eta/\zeta) - 1 + e^{-\delta\eta/\zeta}]/\delta\eta^2. \quad (5)$$

根据我们的实验数据,得到的最佳拟合参数以及每自由度的 χ^2 值 (χ^2/dof) 如下:

对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例: $\gamma = 0.277 \pm 0.005$, $\zeta = 1.14 \pm 0.10$, $\chi^2/\text{dof} = 0.27$,

对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例: $\gamma = 0.126 \pm 0.005$, $\zeta = 0.53 \pm 0.07$, $\chi^2/\text{dof} = 0.20$.

在根据 Feynman-Wilson 气体相类比的多粒子产生统计模型中, ζ 称为关联长度的强度, 它表示物理系统偏离临界点的大小^[10]. 如果物理系统远离临界点, 则两粒子关联消失了. 本实验获得的 ζ 值与文献[10]中的结果是一致的, 但明显地小于由重离子相互作用实验所获得的结果^[5].

对于高阶矩情况, 由图 2 和图 3 可见, 对 $N_{ch} \geq 4$ 事例, K_3 具有较小的正值, 其他高阶累积矩在统计误差范围内均为零. 对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例, 则除了二阶矩以外, 其它高阶累积矩在统计误差范围内为零. 这些结果与具有同样质心系每核子能量的强子-核和核-核碰撞的实验结果是一致的.

P. Carruthers 指出^[11], 实验决定的关联函数包括不同多重数事例的混合. 由于多重数涨落引起的单粒子密度涨落可能引起非零的阶乘累积矩. 为了弄清楚非零的阶乘累积矩是否来自于多重数分布涨落, 我们产生一蒙特卡罗事例样品. 它具有同样的单粒子谱, 但是没有关联. 与实验数据相比, 蒙特卡罗事例在赝快度窗口 $\Delta\eta$ 内具有同样的多重数分布, 但粒子在 $\Delta\eta$ 内随机地分布, 其分布几率为: (1) 在 $\Delta\eta$ 内等几率分布; (2) 根据图 1 所示的实验分布几率. 由蒙特卡罗事例计算的结果也示于图 2 和图 3 中. 由图可见, 对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例, K_2 近似为正的常数, 但明显地小于实验值, 对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例, 则 K_2 在统计误差范围内为零. 这表明由多重数涨落引起的单粒子密度涨落对累积矩的贡献随多重数分布宽度的变窄而变小.

4 用星形关联积分法计算阶乘累积矩

由上述方法得到的 K_q 值, 当 $q \geq 3$ 时误差较大. 这是因为在计算 K_q 时采用与阶乘矩一样的方法, 即将赝快度窗口 $\Delta\eta$ 划分成 M 个等宽度的区间, 若一个由 q 粒子组成的结团完全落在同一区间内, 则阶乘矩 F_q 增加一数值. 如果这个结团粒子间最大的赝快度差小于 $\delta\eta$, 但落在相邻两子区间内则被遗漏了. 因此随区间划分的变化, 一个结团有时落在同一区间内, 有时落在两子区间内, 结果导致 F_q (以及 K_q) 随 $\delta\eta$ 的变化有较大的起伏. 为了消除由于区间的偶然划分导致阶乘矩有较大的涨落, P. Lipa 等人^[12]提出关联积分测量方法, 它能显著地降低高级阶乘累积矩的统计误差. H. C. Eggers 等人共引进三种形式的并联积分^[13], 分别称为蛇形积分, GHP (Grassberger-Hentschel-Procaccia) 积分和星形积分, 并指出星形积分具有蛇形积分和 GHP 积分的所有优点, 因此采用星形积分来计算阶乘累积矩. 归一化积分阶乘累积矩的定义如下:

$$K_q(\delta\eta) = \frac{\int_{\Omega_s} \prod_i d\eta_i C_q(\eta_1, \dots, \eta_q)}{\int_{\Omega_s} \prod_i d\eta_i \rho_1(\eta_1) \dots \rho_1(\eta_q)} = \frac{f_q(\delta\eta)}{f_q^{\text{norm}}(\delta\eta)}. \quad (6)$$

对于 $K_q(\delta\eta)$ 的分子,其 q 粒子密度函数的星形积分为

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_s} \prod_i d\eta_i \rho_q(\eta_1, \dots, \eta_q) &= \left\langle \sum_{i_1 \neq \dots \neq i_q} \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_2}|) \cdots \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_q}|) \right\rangle \\ &= \left\langle \sum_{i_1} \left(\sum_{i_2 \neq i_1} \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_2}|) \right)^{[q-1]} \right\rangle = \left\langle \sum_{i=1}^n a^{[q-1]} \right\rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

这里 n 是一个事例在 $\Delta\eta$ 内的粒子数, Θ 是海维塞 (Heaviside) 单位阶跃函数. 指数中的阶乘因子 $[q-1]$ 来源于累加号中对所有 $\alpha \neq \beta$ 要求 $i_\alpha \neq i_\beta \neq i_1$. 符号 $\langle \rangle$ 表示对样品中所有事例求平均. 关联积分的归一化是利用事例混合技术来完成的, 具体求法如下:

$$f_q^{\text{norm}}(\delta\eta) = \left\langle \sum_{i_1}^{n_{e1}} \left\langle \sum_{i_2}^{n_{e2}} \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1}^{e1} - \eta_{i_2}^{e2}|) \right\rangle^{q-1} \right\rangle = \left\langle \sum_{i_1}^{n_{e1}} \langle b \rangle^{q-1} \right\rangle, \quad (8)$$

其中 $e1$ 和 $e2$ 代表不同的事例, n_{e1} 和 n_{e2} 分别是事例 $e1$ 和 $e2$ 在 $\Delta\eta$ 中的粒子数, $\langle b \rangle$ 的计算包括除 $e1$ 外对所有事例求平均. 指数中的字母 $q-1$ 是一个普通指数. 式中的 a 和 b 定义为

$$a = \sum_{i_2 \neq i_1}^{n_{e1}} \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1}^{e1} - \eta_{i_2}^{e1}|), \quad (9)$$

$$b = \sum_{i_2}^{n_{e2}} \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1}^{e1} - \eta_{i_2}^{e2}|). \quad (10)$$

累积关联函数 C_q 包含若干混合项, 它们需要分别求出. 例如 $q=3$ 时, 混合项为 $\rho_1(\eta_1)\rho_2(\eta_2, \eta_3)$, $\rho_1(\eta_2)\rho_2(\eta_3, \eta_1)$ 和 $\rho_1(\eta_3)\rho_2(\eta_1, \eta_2)$. 这些项的星形积分如下:

(a) ρ_2 不包含 η_1 ,

$$\begin{aligned} &\int_{\Omega_s} d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 \rho_1(\eta_1) \rho_2(\eta_2, \eta_3) \\ &= N_{ev}^{-2} \sum_{e1, e2} \sum_i \sum_{i \neq k} \Theta(\delta\eta - |\eta_i^{e1} - \eta_j^{e2}|) \Theta(\delta\eta - |\eta_i^{e1} - \eta_k^{e2}|) = \left\langle \sum_i \langle b^{[2]} \rangle \right\rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

(b) ρ_2 包含 η_1 ,

$$\int_{\Omega_s} d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 \rho_1(\eta_2) \rho_2(\eta_1, \eta_3) = \left\langle \sum_i a \langle b \rangle \right\rangle. \quad (12)$$

最后有

$$\begin{aligned} f_2(\delta\eta) &= \left\langle \sum_i (a - \langle b \rangle) \right\rangle, \\ f_3(\delta\eta) &= \left\langle \sum_i (a^{[2]} - \langle b^{[2]} \rangle - 2a \langle b \rangle + 2 \langle b \rangle^2) \right\rangle, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (13)$$

因此可根据上述公式计算阶乘累积矩. 计算结果示于图4和图5中, 由图可见高阶矩的误差明显减小, 从而可得较明确的结论.

对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例样品, 由蒙特卡罗事例得到的 K_3 值在统计误差范围内是零, 而

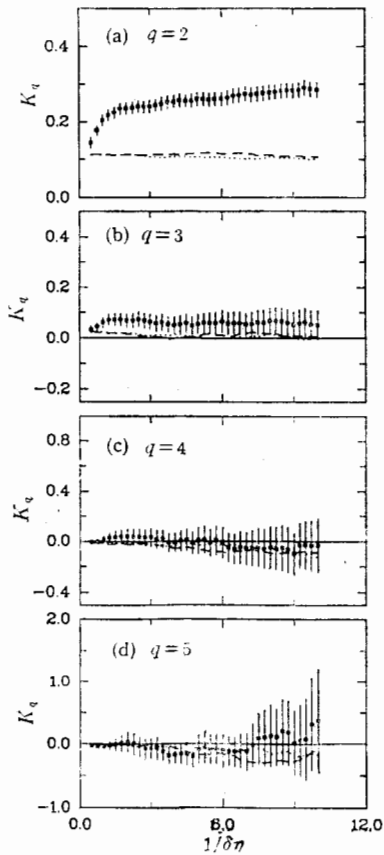


图 4 对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例由关联积分计算得到的 K_q 随 $1/\delta\eta$ 的变化

-----对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内等几率分布;
对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内的分布几率取决于实验数据.

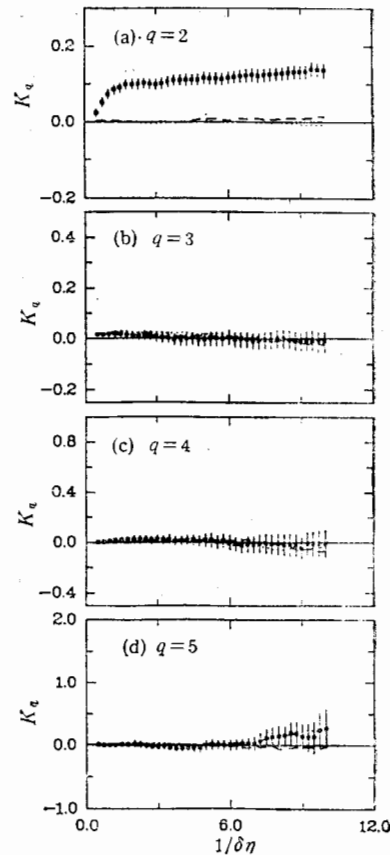


图 5 对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例由关联积分计算得到的 K_q 随 $1/\delta\eta$ 的变化

-----对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内等几率分布;
对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内的分布几率取决于实验数据.

实验值明显地大于零。似乎表明 $N_{ch} \geq 4$ 时存在真正的三粒子关联。然而当事例总数不大时,上面采用的关联积分的归一化方法应改进如下^[13]:

$$f_q^{norm}(\delta\eta) = N_{ev}^{-1} \sum_{e1} \sum_{i_1, \dots, i_q} \left[N_{ev}^{1-q} \times \sum_{e2, \dots, eq} \sum_{i_2, \dots, i_q} \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1}^{e1} - \eta_{i_2}^{e2}|) \cdots \Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1}^{e1} - \eta_{i_q}^{eq}|) \right], \quad (14)$$

其中事例指数 $e1, \dots, eq$ 是相互不同的。可是计算机运算时间太长。此外,当 $q \geq 3$ 时还需对式(6)中的分子进行校正。为此采用 R 函数的星形积分法。由式(3)可得累积关联函数的归一化形式如下:

$$R_2(\eta_1, \eta_2) = \frac{C_2(\eta_1, \eta_2)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)} = \frac{\rho_2(\eta_1, \eta_2)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)} - 1, \quad (15)$$

$$R_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3) = \frac{C_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)\rho_1(\eta_3)} = \frac{\rho_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)\rho_1(\eta_3)} - \frac{\rho_2(\eta_1, \eta_2)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)}$$

$$-\frac{\rho_2(\eta_2, \eta_3)}{\rho_1(\eta_2)\rho_1(\eta_3)} - \frac{\rho_2(\eta_1, \eta_3)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_3)} + 2. \quad (16)$$

对同一事例积分(15)和(16)式的两边得到

$$\begin{aligned} k_{2i} &= \frac{1}{Q_2} \int_{Q_2} R_2(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2 = \frac{1}{Q_2} \int_{Q_2} \frac{\rho_2(\eta_1, \eta_2)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)} d\eta_1 d\eta_2 - 1 \\ &= \frac{1}{Q_2} \sum_{i_1 \neq i_2} \frac{\Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_2}|)}{\rho_1(\eta_{i_1})\rho_1(\eta_{i_2})} - 1, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} k_{3i} &= \frac{1}{Q_3} \int_{Q_3} R_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3) d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 \\ &= \frac{1}{Q_3} \int_{Q_3} \frac{\rho_3(\eta_1, \eta_2, \eta_3)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)\rho_1(\eta_3)} d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 - \frac{1}{Q_3} \int_{Q_3} \frac{\rho_2(\eta_1, \eta_2)}{\rho_1(\eta_1)\rho_1(\eta_2)} d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 \\ &\quad - \frac{1}{Q_3} \int_{Q_3} \frac{\rho_2(\eta_2, \eta_3)}{\rho_1(\eta_2)\rho_1(\eta_3)} d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 - \frac{1}{Q_3} \int_{Q_3} \frac{\rho_2(\eta_3, \eta_1)}{\rho_1(\eta_3)\rho_1(\eta_1)} d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 + 2 \\ &= \frac{1}{Q_3} \sum_{i_1 \neq i_2 \neq i_3} \frac{\Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_2}|)\Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_3}|)}{\rho_1(\eta_{i_1})\rho_1(\eta_{i_2})\rho_1(\eta_{i_3})} \\ &\quad - \frac{2}{Q_3} \sum_{i_1 \neq i_2} \frac{\Theta(\delta\eta - |\eta_{i_1} - \eta_{i_2}|)}{\rho_1(\eta_{i_1})\rho_1(\eta_{i_2})} L_{i_3} - \frac{1}{Q_3} \sum_{i_2 \neq i_3} \frac{\Theta(2\delta\eta - |\eta_{i_2} - \eta_{i_3}|)}{\rho_1(\eta_{i_2})\rho_1(\eta_{i_3})} L_{i_1} + 2, \end{aligned} \quad (18)$$

其中积分范围 Q_q 计算如下:

$$\begin{aligned} Q_q &= (\Delta\eta - 2\delta\eta)(2\delta\eta)^{q-1} + 2(\delta\eta)^q \int_0^1 (1+x)^{q-1} dx \\ &= (\Delta\eta - 2\delta\eta)(2\delta\eta)^{q-1} + \frac{2}{q} (2^q - 1)(\delta\eta)^q. \end{aligned} \quad (19)$$

单粒子密度 $\rho_1(\eta_{i_1})$, $\rho_1(\eta_{i_2})$ 和 $\rho_1(\eta_{i_3})$ 取自实验数据如图1所示。 L_{i_3} 是 η_{i_3} 的积分范围, 它依赖于 η_{i_1} 的位置, 亦即:

$$\begin{aligned} -2 + \delta\eta \leq \eta_{i_1} \leq 2 - \delta\eta, & \quad L_{i_3} = 2\delta\eta, \\ \eta_{i_1} \leq -2 + \delta\eta, & \quad L_{i_3} = \delta\eta + \eta_{i_1} + 2, \\ \eta_{i_1} \geq 2 - \delta\eta, & \quad L_{i_3} = \delta\eta - \eta_{i_1} + 2. \end{aligned} \quad (20)$$

类似地, L_{i_1} 是 η_{i_1} 的积分范围, 按以下方法计算: 令 η_l 是 η_{i_1} 积分范围的左边界, η_r 是右边界以及 $\eta_{i_2} \leq \eta_{i_3}$, 于是有

$$L_{i_1} = \eta_r - \eta_l, \quad (21)$$

$$\eta_r = \begin{cases} \eta_{i_2} + \delta\eta, & \text{当 } \eta_{i_2} \leq 2 - \delta\eta, \\ 2, & \text{当 } \eta_{i_2} > 2 - \delta\eta, \end{cases} \quad (22)$$

$$\eta_l = \begin{cases} \eta_{i_3} - \delta\eta, & \text{当 } \eta_{i_3} \geq -2 + \delta\eta \\ -2, & \text{当 } \eta_{i_3} < -2 + \delta\eta. \end{cases} \quad (23)$$

对样品所有事例求平均得到

$$K_2 = \frac{1}{N_{cv}} \sum_{i=1}^{N_{cv}} k_{2i}, \quad (24)$$

$$K_q = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{ev}} k_{3i}. \quad (25)$$

图 6 和图 7 画出由 R 函数积分所获得的结果. 与由 C_q 函数积分所获得的结果比较, K_2 的数值符合得很好, 但 K_3 的数值有差别. 对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例, 由 R 函数积分所获得的 K_3 较小, 其原因是由于采用了不同的归一化方法. 对于 C 函数积分, 没有利用式 (14) 来计算归一化因子和没有对式 (6) 的分子进行校正可能导致较大的 K_3 值. 与蒙特卡罗事例的结果比较, K_3 仍具有小的正值, 表明真正的三粒子关联是可能存在的, 但它的贡献比两粒子关联要小得多.

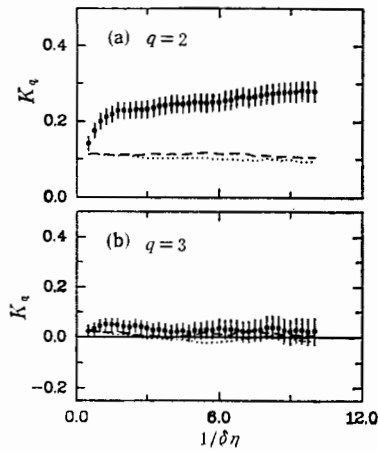


图 6 对于 $N_{ch} \geq 4$ 事例用 R 函数星形积分法得到的累积矩 K_q 随 $1/\delta\eta$ 的变化
 ----对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内等几率随机分布;
对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内的分布几率取决于实验数据.

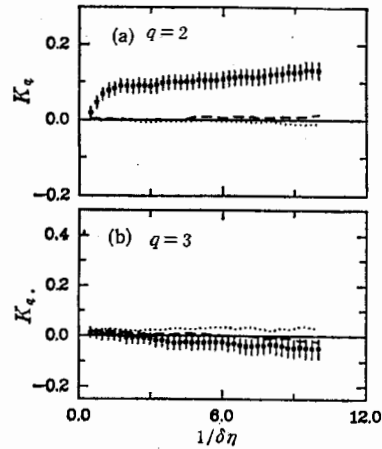


图 7 对于 $N_{ch} \geq 10$ 事例用 R 函数星形积分法得到的累积矩 K_q 随 $1/\delta\eta$ 的变化
 ----对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内等几率随机分布;
对蒙特卡罗事例, η_i 在 $\Delta\eta$ 内的分布几率取决于实验数据.

5 结 论

标度阶乘累积矩能用来研究高能粒子碰撞中的多粒子关联, 因为已从给定级别的关联函数中减去了所有低级关联和无关联部分的贡献. 关联积分方法是一种有前途的方法, 它能显著地降低统计误差以及从实验数据中获取更多的关联信息. 由 400GeV/c pp 碰撞质快度分布的实验数据得到二阶累积矩明显地大于零, 同时高阶累积矩在统计误差范围内为零. 但对于 $N_{ch} \geq 4$ 的事例, K_3 具有小的正值. 这表明在 400GeV/c pp 碰撞中存在明显的两粒子关联, 叁粒子关联也不能完全排除. 对于宽的混合多重数分布, K_2 的一个显著部分是由于多重数涨落引起单粒子密度涨落造成的.

作者对 CERN NA27 合作组提供 LEBC 照片深表感谢.

参 考 文 献

- [1] A. Bialas, R. Peschanski, *Nucl. Phys.*, **B273** (1986)703; **B308** (1988) 857.
- [2] P. Carruthers, I. Sarcevic, *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 1562.
- [3] A. H. Mueller, *Phys. Rev.*, **D4** (1971) 150.
- [4] P. Carruthers, H. C. Eggers, I. Sarcevic, *Phys. Rev.*, **C44** (1991) 1629.
- [5] P. L. Jain, A. Mukhopadhyay, G. Singh, *Z. Phys.* **C58** (1993) 1.
- [6] M. I. Adamovich et al., *Phys. Rev.*, **D47** (1993) 3726.
- [7] N. Agababyan et al., *Z. Phys. C*, **59** (1993) 405.
- [8] P. Carruthers, H. C. Eggers and I. Sarcevic, *Phys. Lett.*, **B254** (1991) 258.
- [9] 王韶舜等, 高能物理与核物理, **15**(1991)1057.
- [10] P. Carruthers, I. Sarcevic, *Phys. Lett.*, **B189** (1987) 442.
- [11] P. Carruthers, *Phys. Rev.*, **A43** (1991)2632.
- [12] P. Lipa et al., *Phys. Lett.*, **B285** (1992) 300.
- [13] H. C. Eggers et al., *Phys. Rev.*, **D48** (1993)2040.

Multiparticle Correlations, Factorial Cumulant Moments and Correlation Integrals in pp Collisions at 400 GeV/c

Wang Shaoshun Zhang Jie Xiao Chenguo Ye Yunxiu Zhong Yu
(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

Received 21 March 1994

Abstract

The pseudorapidity distribution of charged particles produced in pp collisions at 400GeV/c was measured by using LEBC films offered by CERN NA27 collaboration. The scaled factorial cumulant moments have been calculated. Comparing with the results obtained from Monte Carlo events with the same single particle spectrum and no correlations, it is shown that for broad mixed multiplicity distributions, a significant part of K_2 is coming from the single particle fluctuation due to the fluctuating multiplicity. The factorial cumulant moments obtained by using the star correlation integrals reduce significantly the statistical errors of the higher order cumulant moments, but the essential conclusions remain unchanged.

Key words factorial moment, factorial cumulant moment, multiparticle correlations, star correlation integral, cumulant correlation function.