

强子-强子碰撞中平均横动量随多重数变化的能量关联与三火球模型^{*}

蓝其开¹⁾ 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430070)

摘 要

利用三火球模型,对强子-强子碰撞中平均横动量和多重数的关系进行了计算,根据两个侧边火球贡献的变化,成功地解释了在ISR 顶峰能量以下平均横动量与多重数关系曲线的斜率为负、并随能量的升高而增加、以及多重数低时平均横动量近似地与能量无关的现象.

一、引 言

NA22 组在文献[1]中,把各种能量下,不同强子-强子碰撞的平均横动量随多重数(带电多重数,下同)变化的实验数据汇总起来,质心系能量 \sqrt{s} 从5.6GeV到1.8TeV的结果表现出两个显著的特征:

1. 平均横动量与多重数的关系曲线的斜率随能量而增加. 在低能区斜率是负的,在ISR 顶峰能量($\sqrt{s} = 63\text{GeV}$)它转变为正值(参见图3);
2. 在低多重数处,平均横动量基本上与能量无关(约在0.35到0.4GeV/c之间)^[2]. 这是两个很重要的物理现象. 怎样从理论上给出合理解释,值得深入探讨.

平均横动量与多重数的关系曲线的斜率,在能区(\sqrt{s} 大于ISR 能区)为正并随能量的升高而增加,可以用喷注的贡献来解释^[3]. 但是,在ISR 顶峰能量以下,以及在低多重数处,喷注都不会有显著贡献. 因此,以上列举的两个特征现象必定有另外的物理原因. 对它们的深入研究,将会有助于对强子-强子碰撞过程的物理机制的了解.

本文利用三火球模型来研究这一重要的物理现象. 这一模型^[4-6]假设,在非单衍射强子-强子碰撞过程中,两个强子相互穿过,在不同快度区间形成三个产生粒子的源,称为三个火球. 即射弹火球P、中心火球C和靶火球T. 中心火球的中心快度 $y_C = 0$,两个侧边火球的中心快度 y_P 和 y_T 则与多重数有关. 多重数低时,火球小,飞得快, y_P 和 $|y_T|$ 大;多重

• 国家自然科学基金资助.

1) 自贡教育学院,四川自贡市 643000.

本文1992年3月9日收到.

数高时, 火球大, 飞得慢, y_0 和 $|y_T|$ 小^[7]. 因此, 当多重数升高时, 侧边火球在所考虑的快度区间 $|y| < y_0$ 内的贡献会增加 (参看图 1). 由于有一部分侧边火球是由双衍射分解产生^[8], 平均横动量比中心火球的平均横动量低, 所以当多重数升高时侧边火球在所考虑的快度区间内的贡献增加, 就导致在这一快度区间内的平均横动量减小. 这样就自然地解释了为什么在低于 ISR 顶峰能量时, 平均横动量与多重数关系曲线的斜率为负.

当碰撞能量逐渐升高时, 两碰撞强子间相互作用增强, 中心火球随之增大. 而侧边火球的大小与能量的关系不大 (参见文献[8]). 因此, 中心火球对取定快度区间的贡献随能量的升高逐渐增大, 而侧边火球的相对贡献减小, 从而使得平均横动量与多重数的关系曲线斜率随能量的升高而增加. 当碰撞能量增大到 ISR 顶峰能量时, 关系曲线斜率转变为正值.

应当指出, 在 ISR 顶峰能量以上, 会产生喷注或其它硬过程, 使平均横动量与多重数关系曲线的斜率更增大 (参见文献[3]). 在本文里, 我们不讨论这类现象, 而集中考虑 ISR 顶峰能量以下 p-p 碰撞的软过程.

以下, 在第二节里, 我们首先计算三个火球对取定的快度区间内平均横动量贡献的相对权重随能量的变化. 第三节给出中心火球和侧边火球平均横动量的参数化公式. 第四节计算不同能量下给定快度区间中的平均横动量随多重数的变化, 并与实验比较. 最后, 作简短的小结.

二、侧边火球对 $|y| \leq y_0$ 区间内平均横动量贡献的相对权重

为了简化计算, 对于每个火球的快度几率分布采用高斯型^[9]

$$P_i(y, y_i, \sigma_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y - y_i}{\sigma_i}\right)^2\right], \quad (i = C, P, T) \quad (1)$$

式中 σ_i 表示对应各个火球所取的快度分布宽度. 其值可以根据(1)式和实验结果比较来确定. 不同能量对应的各 σ_i 值如表 1 所示. 其中 σ_C 的值根据文献[10]中提供的实验数据或文献[11]提供的计算关系 $\rho_0 = 0.01 + 0.22 \ln s$ 获得. $\sigma_P = \sigma_T$ 根据文献[12]提供的实验数据获得.

表 1 各种能量下火球快度分布的宽度

σ_i \ \sqrt{s} (GeV)	19	22	63	546
σ_C	0.886	1.073	1.489	3.131
σ_P, σ_T	0.379 ± 0.1	0.391 ± 0.1	0.477 ± 0.1	1.491 ± 0.1

(1)式中的 $y_i (i=C, P, T)$ 分别表示中心火球和侧边火球的中心快度位置. 它们由能量-动量守恒确定 (参见文献[7]):

$$\left. \begin{aligned} y_C &= 0 \\ y_P &= \ln(A + \sqrt{A^2 - 1}) \\ y_T &= \ln(B - \sqrt{B^2 - 1}) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\text{其中 } A = \frac{\epsilon^2 + N_P^2 - N_T^2}{2\epsilon N_P}, \quad B = \frac{\epsilon^2 + N_T^2 - N_P^2}{2\epsilon N_T}.$$

$$\epsilon = [(1-h)\sqrt{s} - \frac{3}{2}\lambda_C N_C] / (\frac{3}{2}\lambda_P).$$

h 为领头粒子带走的能量份额, 它满足一定的分布. 当 n 不大时, h 的平均值在峰值 0.5 处, 当 n 很大时, h 的平均值小于它的峰值. $\lambda_i (i=C, P, T)$ 为单粒子的平均能量.

利用快度几率的高斯型分布(1)式, 可以得到三个火球的粒子数密度快度分布

$$\rho_i(y) = N_i P_i(y, y_i, \sigma_i). \quad (i = C, P, T) \quad (3)$$

其中 N_i 分别表示 C、P、T 火球的多重数.

如果用 n_C, n_P, n_T 分别表示三个火球进入 $|y| \leq y_0$ 区间的多重数(如图 1), 则有

$$n_i = \int_{-y_0}^{y_0} \rho_i(y) dy. \quad (i = C, P, T) \quad (4)$$

由(2)和(3)式可知(4)式的一般形式为

$$n_i = n_i(N_C, N_P, N_T). \quad (i = C, P, T) \quad (5)$$

考虑到 N_C, N_P, N_T 取值的随机独立性, 则可得到它们满足的联合分布

$$f(N_C, N_P, N_T) = P_C(N_C)P_P(N_P)P_T(N_T). \quad (6)$$

其中 $p_i(N_i) (i=C, P, T)$ 分别表示 C、P、T 火球所满足的多重数分布. 由此得 n_C, n_P, n_T 的联合分布

$$P(n_C, n_P, n_T) = P_C(N_C)P_P(N_P)P_T(N_T) \left| \frac{D(n_C, n_P, n_T)}{D(N_C, N_P, N_T)} \right|^{-1} \quad (7)$$

其中 $D(n_C, n_P, n_T)/D(N_C, N_P, N_T)$ 为雅可比. 因此, 在满足粒子数守恒的条件下, 可以得到 n_C, n 的联合分布

$$F(n_C, n) = \int P(n_C, n_P, n_T) \delta(n - n_C - n_P - n_T) dn_P dn_T. \quad (8)$$

和 n 的分布

$$P(n) = \int P(n_C, n_P, n_T) \delta(n - n_C - n_P - n_T) dn_C dn_P dn_T. \quad (9)$$

从而得到在 n 固定时 n_C 的条件分布

$$P(n_C | n) = \frac{F(n_C, n)}{P(n)}.$$

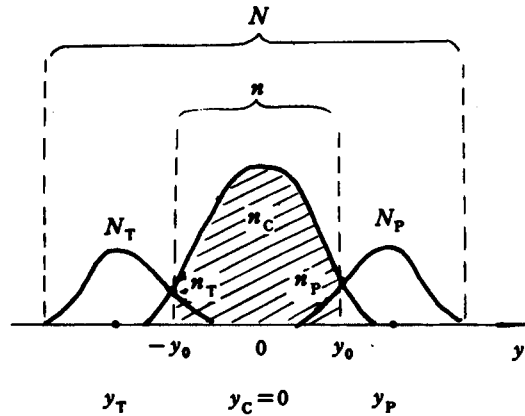


图1 各个火球的带电多重数 N_i 和进入窗口 $|y| \leq y_0$ 内的多重数 n_i 的关系

类似可得在 n 固定时 n_P, n_T 的条件分布. 三式可合写为

$$P(n_i | n) = \frac{F(n_i, n)}{P(n)}. \quad (i = C, P, T) \quad (10)$$

由此可得在 n 固定时各火球进入取定的快度区间 $|y| \leq y_0$ 内多重数的平均值

$$\bar{n}_i = \int n_i P(n_i | n) dn_i. \quad (i = C, P, T) \quad (11)$$

因此, 在 $|y| \leq y_0$ 快度区间内, 当 n 固定时, 侧边火球多重数所占份额为

$$R(n) = \frac{\bar{n}_P + \bar{n}_T}{n}. \quad (12)$$

这就是侧边火球对所考虑快度区间内平均横动量的贡献的相对权重.

三、火球平均横动量的参数化公式

平均横动量的大小及其与多重数和能量的关系是一个和反应动力学紧密相关的没有解决的问题, 有待深入研究. 本文不涉及上述问题, 而只是讨论平均横动量随多重数的变化及其与能量的关系. 对于每个火球的平均横动量, 我们将选用适当的、与实验相符的参数化.

对于中心火球的平均横动量, 我们采用文献[3]所提供的参数化方程

$$\langle p_t \rangle_{in} = \langle p_t \rangle_s + \langle p_t \rangle_{jet} \quad (13)$$

这个参数化方程能够给出 $\sqrt{s} \geq 63 \text{ GeV}$ 能区与实验相符合的结果. 式中 $\langle p_t \rangle_s$ 表示软成分的贡献, $\langle p_t \rangle_{jet}$ 表示与喷注有关的项, 它仅在 ISR 顶峰能量 63 GeV 以上才有显著贡献.

由于本文的主要目的在于研究低能区 ($\sqrt{s} < 63 \text{ GeV}$), 平均横动量与多重数的关系曲线斜率为负、以及低多重数处平均横动量与能量近似无关的原因. 所以, 我们的计算不考虑喷注的贡献. 因此, 对于中心火球取平均横动量的参数化方程为

$$\langle p_t \rangle_c = \langle p_t \rangle_s = A \int dR^2 (1 - e^{-a_0(R)}) F_n^{K(R)} \bar{P}_i(R). \quad (14)$$

式中 A 为归一化常数; $\Omega_0(R)$ 满足关系 (参见文献[3])

$$1 - e^{-a_0(R)} = 0.712e^{-1.17R^2}; \quad (15)$$

F_n^K 取 Furry 分布

$$F_{N_c}^K(\omega) = \frac{\Gamma(N_c)}{\Gamma(K)\Gamma(N_c - K + 1)} \left[\frac{1}{\omega} \right]^K \left[1 - \frac{1}{\omega} \right]^{N_c - K} \quad (16)$$

其中

$$K(s, R) = \langle K \rangle(s) h(R),$$

$$h(R) = \frac{\Omega_0(R)}{(1 - e^{-2a_0(R)}) \int dR^2 \Omega_0(R)},$$

$$\omega = \langle N_c \rangle / \langle K \rangle = 1 + 0.114 \langle N_c \rangle$$

和

$$\bar{P}_i(R) = 0.38 + 0.015e^{-0.8R^2} \quad (\text{GeV}/c) \quad (17)$$

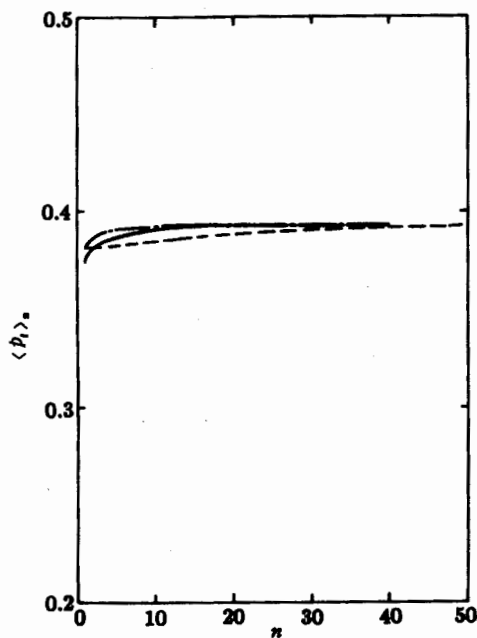


图2 中心火球(软分量)平均横动量与多重数的关系

-----540GeV - · - · - 63GeV
 ————19GeV

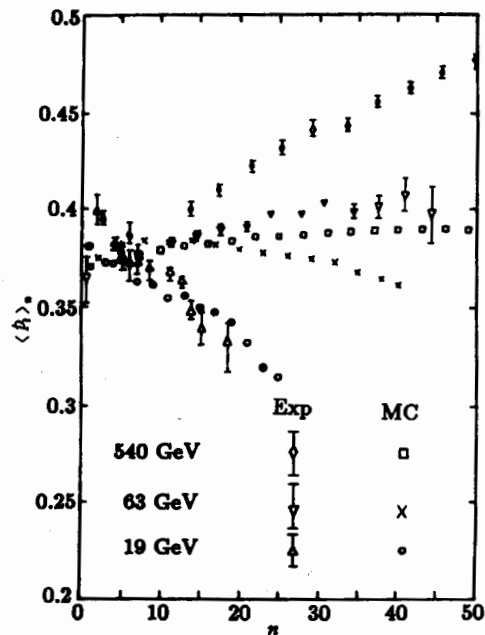


图3 在给定快度区内,平均横动量对多重数的依赖关系

实验数据取自文献[1],点线是我们的计算结果.

按照(14)–(17)式计算得到的中心火球(软分量)平均横动量 $\langle P_t \rangle_c$ 与多重数的关系如图2.由图可见, $\langle P_t \rangle_c$ 随 N_c 变化缓慢,而且对能量的依赖性也不大.对各种 \sqrt{s} 和不同的 N_c , $\langle P_t \rangle_c$ 的值都在0.38GeV/c到0.4GeV/c之间.

按照我们的图象,碰撞能量的升高主要对中心火球产生影响,而对侧边火球影响不大.因此,侧边火球的平均横动量对能量和多重数的依赖性更小.我们将忽略这一依赖性,取 $\langle p_t \rangle_p = \langle p_t \rangle_r$ 为常数.考虑到非单衍过程中包含有双玻米子交换(DPE)过程^[13].这类过程中,两个侧边火球由衍射分解产生,平均横动量 ≈ 0.23 – 0.25 GeV/c(参见文献[12]).因此,侧边火球的平均横动量值应介于0.25到0.38GeV/c之间.在计算中,我们取

$$\langle p_t \rangle_p = \langle p_t \rangle_r = 0.31 - 0.33 \text{ GeV}/c. \quad (18)$$

四、结果和讨论

我们利用蒙特卡洛方法计算侧边火球对快度区间 $|y| \leq y_0$ 内平均横动量贡献的相对权重 $R(n)$ [参见(12)式].三火球模型的多重数的蒙特卡洛产生器由文献[14]给出,快度则按高斯分布(1)式取样.平均横动量随多重数分布的计算关系为

$$\langle p_t \rangle_n = (1 - R(n)) \langle p_t \rangle_c + R(n) \langle p_t \rangle_{p,r}. \quad (19)$$

利用(19)式我们计算了 $\sqrt{s} = 19, 63$ 和546GeV等各种能量对应的平均横动量对多重数

的依赖关系. 理论计算与实验数据的比较如图 3 所示.

由图 3 可以清楚地看到, $\sqrt{s} = 19\text{GeV}$ 的理论值与实验数据符合很好; $\sqrt{s} = 63\text{GeV}$ 的理论值基本上为一常量, 只在大 n 处显示出有微小的下降趋势; $\sqrt{s} = 546\text{GeV}$ 的理论值是随 n 增加而上升的曲线. $\sqrt{s} = 63$ 和 546GeV 两种情况, 我们的计算值除了在小 n 区以外比实验数据低, 是因为我们的计算中没有考虑喷注的贡献.

另外, 由图 3 还可以看出, 理论结果完全证实了在小 n 区平均横动量近似地与能量无关的规律(理论值, 当 $n \leq 10$ 时, $\langle p_t \rangle_n = 0.35$ 到 $0.39\text{GeV}/c$). 这一现象产生的原因有两个:

1. 喷注的多重数一般较高, 在小 n 区喷注的贡献可以忽略. 因此, 各种能量下的小 n 区, 中心火球的平均横动量值相近(约为 $0.38\text{GeV}/c$).

2. 在各种能量下的小 n 区, 中心火球和侧边火球对取定的快度区间 $|y| \leq y_0$ 的贡献份额变化不大, 只有在大 n 区变化才逐渐增大.

正因为这两个原因, 使得在小 n 区内, 平均横动量表现为与能量无关.

由此可见, 计算结果再现了实验呈现的在强子-强子碰撞中平均横动量与多重数的关系曲线斜率, 即在低能处为负、在 ISR 能区转变为正的规律、以及在低多重数区平均横动量与能量近似无关的现象. 这表明这些实验现象可以用三火球模型给出统一解释. 对于低能和低多重数, 喷注的贡献可以忽略. 上述这些现象产生的主要原因, 在于两个侧边火球对所取定的快度区间的贡献大小随多重数和能量变化.

作者对吴元芳同志的有益讨论表示感谢.

参 考 文 献

- [1] V. V. Aivazyan et al. (NA22), *Phys. Lett.*, **B209**(1988), 103.
- [2] N. Schmitz, *Multiparticle Dynamics*, MPI-PAE/Exp. E1, **203**(1989).
- [3] Wang, Xin-nian R. C. Hwa, *Phys. Rev.*, **D39**(1989), 187.
- [4] Liu Lianshou, Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 2640.
- [5] Cai Xu, Liu Lianshou, *Lett, Nuovo Cim.*, **37**(1983), 495.
- [6] Cai xu, Liu Lianshou, Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 869.
- [7] Liu Lianshou, Qin Lihong, Zhuang Pengfei *Scientia Sinica*, **A29**(1986), 1063.
- [8] 蔡勋、吴元芳、刘连寿, *高能物理与核物理*, **11**(1987), 554.
- [9] M. I. Adamovich et al. (EMU01), *Parametrization of pseudorapidity and multiplicity distributions in central ultrarelativistic heavy ion interactions*, Proc. of the 10th EMU01 Collaboration Meeting, Wuhan(1991).
- [10] J. G. Rushbrooke, CERN-EP/85-124(1985).
- [11] G. J. Alner et al., *Z. Phys.*, **C33** (1986), 1.
- [12] J. Whitmore, *Phys. Rep.*, **C10**(1974), 273.
- [13] D. Joyce et al., *Double pomeron exchange in pp interactions at 630 GeV*, Proc. of XXI International Symposium on Multiparticle Dynamics, Wuhan(1991).
- [14] Wu Yuanfang, Liu Lianshou, *Intern. J. of Modern Phys.*, **A4**(1989), 4505.

**Energy Correlation of the Variation of Average Transverse
Momentum with Respect to Multiplicity in Hadron-Hadron
Collisions and the Three Fire Ball Model**

LAN QIKAI LIU LIANSHOU

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

ABSTRACT

The relation between average transverse momentum and multiplicity in hadron-hadron Collisions is calculated using the Three Fire Ball Model. Starting from the change of contribution from the two side-fireballs, the raising of slope of average transverse momentum versus multiplicity as the energy increases is successfully explained.