

# 高能强子 - 强子碰撞中 喷注内部动力学起伏的蒙特卡洛研究\*

郭媛媛<sup>1)</sup> 曾 杰<sup>1)</sup>

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

尹建武

(黄冈师范学院物理系 湖北 438000)

**摘要** 用蒙特卡洛方法对 CERN-SppS 对撞机质子 - 反质子对撞中由圆锥法判定的(微)喷注内部的动力学起伏进行了研究. 结果表明, 喷注内部的动力学起伏近似地和 SpS 静止靶强子 - 强子碰撞中的动力学起伏一样, 呈现为纵 - 横各向异性, 而在横向平面内各向同性的特征.

**关键词** 高能强子 - 强子碰撞 蒙特卡洛方法 (微)喷注 动力学起伏 自仿射分形

## 1 引言

自从 80 年代末以来, 对高能碰撞中的动力学起伏进行了广泛的实验研究<sup>[1]</sup>, 结果发现: 当相空间的分割数较小时, 阶乘矩有较好的反常标度性(即双对数图  $\ln F_2 \sim \ln M$  有较好的线性). 但当相空间分割数增大时, 一维阶乘矩并不继续变大, 而是趋于饱和. Ochs 指出<sup>[2]</sup>, 这是因为间歇存在于高维相空间中, 由高维向一维投影时出现饱和现象. 他用二维随机级联  $\alpha$  模型推出了二阶概率矩(即实验中的二阶阶乘矩)由二维向一维的投影公式为

$$C_2 = A - BM^{-\gamma} \quad (1)$$

上式当  $M \rightarrow \infty$  时,  $C_2 \rightarrow A$  饱和.

在强子 - 强子碰撞中大量发生的是微扰量子色动力学(pQCD)不适用的软过程. 但是, 在达到 CERN 对撞机能量( $\sqrt{s} \geq 100\text{GeV}$ )以后, 出现了少量的横动量大于  $10\text{GeV}/c$  的“大横动量喷注”<sup>[3,4]</sup>和相当数量的横能约在  $4\text{GeV}$  以上的“微喷注”<sup>[5]</sup>, 这种微喷注事件所

2000 - 12 - 11 收稿

\* 国家自然科学基金(19975021)资助

1) 华中师范大学理科(物理学)科学研究和教学人才培养基地学生

E-mail: liuls@iopp.ccnu.edu.cn

占比例在 CERN 对撞机能量下( $\sqrt{s} = 200-900\text{GeV}$ )达到 10%,表明在这样的能量下,入射强子中有相当数量的部分子发生了能用 pQCD 描述的硬和“半硬”碰撞。

目前,随着新一代相对论重离子对撞机 RHIC 的建成运行<sup>[6]</sup>,核-核碰撞的单核子质心能量已达到 200GeV,预期将会有大量微喷注产生<sup>[7]</sup>,由 pQCD 描述的硬和“半硬”过程开始起显著作用<sup>[8]</sup>。(微)喷注作为研究相对论重离子碰撞中产生夸克-胶子等离子体(QGP)的硬探针受到广泛注意<sup>[9-11]</sup>。

喷注中的粒子是否存在动力学起伏?若存在,则其动力学起伏具有怎样的性质?成为人们十分关注的课题。本文用蒙特卡洛方法对这一问题进行了初步探讨。

## 2 模拟数据及累积变量

首先,采用 LUND 强子-强子碰撞的事件产生器 PYTHIA5.5(JETSET7.3)<sup>[12]</sup>,产生 500 万个质心能量 $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ 的质子-反质子碰撞事件。利用喷注的“圆锥判定法”<sup>[13]</sup>判别喷注。取圆锥半径  $R_0 = 1$ ,横能截断  $E_t = 4\text{GeV}$ ,快度区间  $|y| \leq 1.5$ ,得到 538298 个喷注,约占总事件数的 11%。

接着将喷注中粒子的动量由实验室系变换到喷注系:

用  $K(x, y, z)$  表示实验室坐标系,新的坐标系  $K''$  可以在原坐标系  $K$  的基础上经过两次旋转获得<sup>[14]</sup>:

第一步,将每个喷注内所有粒子的动量作矢量和,得到这一喷注的动量  $p_j$ ,它与  $z$  轴的夹角为  $\theta$ ,方位角为  $\varphi$ 。

第二步,如图 1(a),保持  $z$  轴固定,将  $x, y$  轴绕它旋转  $\varphi$  角,形成坐标系  $K'$ 。喷注的动量  $p_j$  位于  $K'$  系中的  $x'oz'$  平面上。

第三步,如图 1(b),保持  $y'$  轴固定,将  $x', z'$  绕它旋转  $\theta$  角,就得到以  $p_j$  为  $z''$  轴的喷注坐标系  $K''$ 。相应的动量分量的转换式如下:

$$\begin{aligned} x'' &= x \cos \theta \cos \varphi + y \cos \theta \sin \varphi - z \sin \theta \\ y'' &= -x \sin \varphi + y \cos \varphi \\ z'' &= x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta. \end{aligned} \tag{2}$$

下面用上述数据,对喷注中粒子的快度  $y$ ,横动量  $p_t$ ,方位角  $\varphi$  的一维二阶乘矩进行研究。

由于动力学或运动学的原因,快度(或横动量或方位角)的平均分布不均匀。这种不均匀性会影响我们要研究的非线性动力学起伏。为了消除平均分布不均匀造成的影响,采用累积变量<sup>[15]</sup>。

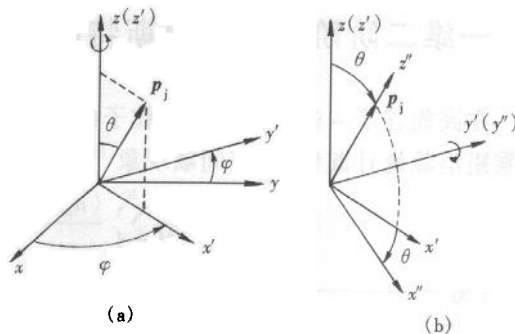


图 1 由实验室坐标系向喷注坐标系的坐标变换  
(a) 第一步绕  $z$  轴转  $\varphi$ ; (b) 第二步绕  $y'$  轴转  $\theta$ 。

$$x(y) = \frac{\int_{y_a}^y \rho(y) dy}{\int_{y_a}^{y_b} \rho(y) dy}, \quad x(p_i) = \frac{\int_{p_{ia}}^{p_i} \rho(p_i) dp_i}{\int_{p_{ia}}^{p_{ib}} \rho(p_i) dp_i}, \quad x(\varphi) = \frac{\int_{\varphi_a}^{\varphi} \rho(\varphi) d\varphi}{\int_{\varphi_a}^{\varphi_b} \rho(\varphi) d\varphi} \quad (3)$$

我们选  $[y_a, y_b] = [0, 6], [p_{ia}, p_{ib}] = [0, 2], [\varphi_a, \varphi_b] = [0, 2\pi]$ . 所得结果如图 2 所示. 可见, 采用累积变量以后, 概率的平均分布变平, 或者说粒子在相空间中的分布变均匀了, 也就是说统计起伏的影响已被成功消除.

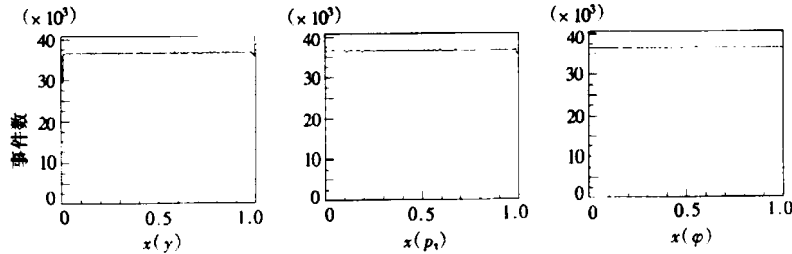


图 2  $y, p_i, \varphi$  的累积变量图

### 3 一维二阶阶乘矩及赫斯特(Hurst)指数

在 高能强子-强子碰撞末态粒子的相空间存在着非统计起伏, 或动力学起伏, 通常用阶乘矩消除统计起伏, 研究间歇现象<sup>[16]</sup>. 考虑相空间中的一维二阶阶乘矩

$$F_q(M) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{\langle n_m(n_m - 1) \cdots (n_m - q + 1) \rangle}{\langle n_m \rangle^q} \quad (4)$$

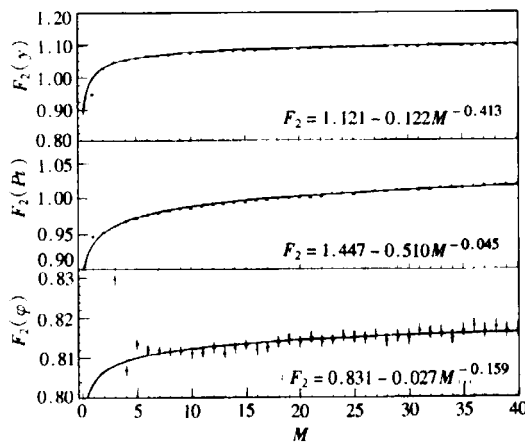


图 3 一维二阶阶乘矩图

其中  $M$  为相空间的一个区域的分割数,  $n_m$  是第  $m$  个相格中的多重数. 如果统计起伏是泊松型, 则阶乘矩  $F_q(M)$  等于几率矩  $C_q(M)$ .

文献[17]给出了用实验测定赫斯特(Hurst)指数的方法, 即

$$H_{ij} = \frac{\ln \lambda_i}{\ln \lambda_j} = \frac{1 + \gamma_j}{1 + \gamma_i} \quad (5)$$

这里  $\lambda_i$  和  $\lambda_j$  是  $i, j$  方向的收缩率, 它们的对数比——赫斯特指数  $H_{ij}$ ——是标志自仿射分形的特征量. 它可以按(5)式从高维向低维的投影公式(1)的参数  $\gamma$  求出.

在现在考虑的三维情况下, 这一投影公式推广为

$$F_2^{(i)}(M_i) = A_i - B_i M_i^{-\gamma_i} \quad (i = y, p_i, \varphi) \quad (6)$$

为了求  $\gamma_i$ , 取  $M = 1, 2, \dots, 40$ , 作出  $y, p_i, \varphi$  的一维阶乘矩. 结果如图 3 所示. 可以明显看出, 随着  $M$  的增大,  $F_2$  趋于饱和, 与 Ochs 的结论一致. 图 3 中的实线是用(6)式拟合

的结果. 拟合参数见表 1, 为了消除动量守恒的影响<sup>[18]</sup>, 拟合  $y, p_t$  时丢掉了前面 1 个点, 拟合  $\varphi$  时丢掉了前面 3 个点. 从图 2 的拟合曲线及表 1 中的  $\chi^2/DF$  的值可以看出, 拟合实验数据相当吻合.

表 1 拟合参数

	A	B	$\gamma$	$\chi^2/DF$
$y$	1.121	0.122	0.413	16.195/39 $\approx$ 0.415
$p_t$	1.447	0.510	0.045	18.510/39 $\approx$ 0.474
$\varphi$	0.831	0.027	0.159	38.149/37 $\approx$ 1.031

由表 1 中的拟合数据可求得赫斯特(Hurst)指数为

$$H_{p_t} = \frac{1 + 0.045}{1 + 0.413} \approx 0.74, \quad (7)$$

$$H_{\varphi} = \frac{1 + 0.159}{1 + 0.413} \approx 0.82, \quad (8)$$

$$H_{p_t, \varphi} = \frac{1 + 0.159}{1 + 0.045} \approx 1.11 \quad (9)$$

## 4 结论

用蒙特卡洛方法对 CERN-SppS 对撞机质子-反质子对撞中由圆锥法判定的(微)喷注内部的动力学起伏进行了研究. 这表明,(微)喷注内部的粒子产生动力学机制和 SpS 静止靶强子-强子碰撞的粒子产生机制相似, 其中软过程有主导作用. 同时, 这也表明所用的喷注圆锥判定法的有效性, 有可能推广应用于 RHIC-LHC 能量下相对论重离子碰撞中的喷注研究.

作者感谢刘连寿, 陈刚, 刘明的指导和吕葵的帮助.

## 参考文献 (References)

- 1 De Wolf E A, Dremin I M, Kittel W. Phys. Rep., 1996, **270**: 1; LIU Lian-Shou, WU Yuan-Fang. Multiparticle Production in High Energy Collision. Shanghai: Science and Technique Publisher of Shanghai, 1998. 100—128 (in Chinese)  
(刘连寿, 吴元芳. 高能碰撞多粒子产生. 上海: 上海科学技术出版社, 1998. 100—128)
- 2 Ochs W. Phys. Lett., 1990, **B247**: 101
- 3 Arnison G et al (UA1 Collab.). Phys. Lett., 1982, **B118**: 167
- 4 Arnison G et al (UA1 Collab.). Phys. Lett., 1983, **123**: 115
- 5 Ciapetti (UA1 Collab.). Proc. 5th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, eds. Greco M, 1985
- 6 Harris J W. Nucl Phys., 1994, **A566**: 277
- 7 Kajantie K, Landshoff P V, Lindfors J. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**: 2527
- 8 WANG X N. Phys. Rep., 1997, **280**: 287
- 9 Gyulassy M, Plümer M. Phys. Lett., 1990, **B243**: 432
- 10 Gyulassy M et al. Nucl. Phys., 1992, **A538**: 37
- 11 WANG X N, HUANG Z, Sarcevic I. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**: 231

- 12 Sjöstrand T. *Comp. Phys. Commun.*, 1994, **82**:74
- 13 LIU Ming, LIU Feng(young), LIU Feng et al. *HEP & NP*, 1997, **21**:138(in Chinese)  
(刘明, 柳峰, 刘峰等. 高能物理与核物理, 1997, **21**:138)
- 14 LÜ Yan, YANG Li-Jian, YANG Li-Ping et al. *HEP & NP*, 2001, **25**(11):1077—1083(in Chinese)  
(吕荣, 杨利建, 杨丽平等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(11):1077—1083)
- 15 Ochs W. *Phys. Lett.*, 1990, **B347**:101
- 16 Bialas A, Peschanski R. *Nucl. Phys.*, 1986, **B273**:703; 1988, **B308**:857
- 17 WU Yuan-Fang, LIU Lian-Shou. *Science in China*, 1995, **A38**:435
- 18 LIU Lian-Shou, ZHANG Yang, DENG Yue. *Zeit. Phys.*, 1997, **C73**:535

## Monte Carlo Study of the Dynamical Fluctuation Properties inside Jets in High Energy Hadron-Hadron Collisions\*

GUO Yuan-Yuan<sup>1)</sup> ZENG Jie<sup>1)</sup>

(*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China*)

YIN Jian-Wu

(*Department of Physics, Huanggang Teacher's College, Hubei 438000, China*)

**Abstract** The dynamical fluctuations inside jets in the  $p\bar{p}$  collisions at CERN-SppS collider are studied using Monte Carlo method. The event sample is produced using the LUND Monte Carlo generator PYTHIA5.5(JETSET7.3). The jets are identified by “cone” jet-algorithm. The vector sum of the momenta of all the particles inside a jet is defined as the axis of this jet. Rapidity  $y$ , transverse momentum  $p_t$  and azimuthal angle  $\varphi$  are defined with respect to this axis. Second order factorial moments are calculated for these variables and the Hurst exponents  $H_{ij} = \ln\lambda_i/\ln\lambda_j = (1 + \gamma_j)/(1 + \gamma_i)$  are obtained. The results show that  $H_{p_t} \approx 0.74$ ,  $H_{y\varphi} \approx 0.82$  both are less than unity, while  $H_{p_t\varphi} \approx 1.11$  is near to unity. This means that the dynamical fluctuations inside jets have approximately the similar property as those in fixed-target hadron-hadron collisions at SPS, i. e. anisotropic in the longitudinal-transverse directions while isotropic in the transverse plan.

**Key words** high-energy hadron-hadron collision, Monte Carlo method, (mini)jet, dynamical fluctuation, self-affine fractal

---

Received 11 December 2000

\* Supported by NSFC(19975021)

1) Students of the State-Level Personnel Training Base for Research and Teaching in Fundamental Sciences(Physics).

E-mail: liuls@iopp.ccnu.edu.cn