

# 高能碰撞中电荷起伏的测量

冯傲奇 吴元芳

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

**摘要** 利用强子-强子碰撞的模型 PYTHIA 以及核-核碰撞的模型 RQMD 比较了各种电荷起伏测量量的快度依赖性, 结果发现, 这些测量量对快度的依赖性依赖于模型. 但是, 电荷关联能很好地测量整体电荷守恒以及短程快度关联性质. 因此, 被认为是一个好的反应电荷起伏的测量量.

**关键词** 关联 起伏 电荷 快度 测量量

## 1 引言

在众多的探测夸克胶子等离子体(QGP)形成的信号中, 守恒荷的起伏被认为是有希望的探测信号之一. 因为碰撞后的演化过程对守恒荷的影响很小, 守恒荷的改变只可能通过局域的对产生和对湮没来实现, 所以, 守恒荷的测量将提供碰撞的早期信息, 理论上人们已经论证, 像电荷, 重子数, 奇异数<sup>[1-3]</sup>这些守恒荷的起伏, 在 QGP 相和强子相会有非常不同的性质, 可以作为探测夸克胶子等离子体形成的有效信号.

实验上最容易测量的守恒荷是电荷. S. Jeon 和 V. Koch<sup>[1]</sup>首先提出了测量正、负电荷之比的起伏, 结果发现最简单的净电荷起伏比它更好, 净电荷起伏几乎不依赖于多重数<sup>[4]</sup>, 而且, 可以较容易地扣除电荷守恒和重子阻止效应<sup>[5]</sup>. 随后, 在理论上, 人们一直在寻找既能真实反映守恒荷动力学起伏, 又不依赖于观测窗口大小的测量量<sup>[6-8]</sup>. 但是, 由于目前相对论重离子碰撞实验的测量范围有限<sup>[4,9]</sup>, 很难从实验上去检验这些测量量. 显然, 一个好的测量量是非常必要的, 它是正确理解守恒荷起伏所代表的动力学的基础.

在这篇文章中, 将利用强子-强子碰撞的事件产生器 PYTHIA 和核-核碰撞的事件产生器 RQMD, 研究已有测量量的快度依赖性, 并寻找能更好地测量守恒荷起伏的测量量.

## 2 关于电荷起伏的测量量

最先提出的测量净电荷起伏的测量量是

$$D(Q) = 4 \frac{\langle \delta Q^2 \rangle}{\langle n_{\text{ch}} \rangle}, \quad (1)$$

其中  $\langle \delta Q^2 \rangle = \langle Q^2 \rangle - \langle Q \rangle^2$ ,  $Q = n^+ - n^-$ ,  $n_{\text{ch}} = n^+ + n^-$ ,  $n^+$  和  $n^-$  分别表示在某一相空间窗口中观测到的正、负带电粒子数.  $\langle \dots \rangle$  表示对样本中的所有事件求平均. 如果, 电荷是随机地赋于每个粒子, 则有  $\langle \delta Q^2 \rangle = \langle n_{\text{ch}} \rangle$ , 其起伏  $D(Q) = 4$ .

对此测量量, 考虑到在大快度范围内的电荷守恒, 以及由于重子阻止所导致的净电荷不为零的影响, 又引入了两个修正因子<sup>[6]</sup>

$$C_y = 1 - \frac{\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\Delta y}}{\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{total}}}, \quad C_\mu = \frac{\langle n^+ \rangle_{\Delta y}^2}{\langle n^- \rangle_{\Delta y}^2}. \quad (2)$$

经过修正后, 测量量  $D(Q)$  变为

$$\tilde{D}(Q) = \frac{D(Q)}{C_y C_\mu}. \quad (3)$$

接下来, S. Mrówczyński<sup>[7]</sup>类比逐事件横动量起伏的  $\Phi_{p_t}$  测量量, 又引入了类似的逐事件净电荷起伏的测量量  $\Phi_Q$ <sup>[7]</sup>:

$$\Phi_Q = \sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N \rangle}} - \sqrt{z^2}, \quad (4)$$

其中  $Z = \sum_{i=1}^{n_{\text{ch}}} (x_i - \bar{x})$ ,  $z_i = x_i - \bar{x}$ ,  $x_i$  是第  $i$  个粒子所带的电荷, 它等于 +1, 或者 -1.  $z$  上的横线是对单举分布的平均.  $\langle \dots \rangle$  是对样本中的所有事件求

平均. 通过简单的推导,  $Z$  和  $\bar{z}^2$  可以被进一步写成  $Z = Q - \frac{\langle Q \rangle}{\langle n_{ch} \rangle} n_{ch}$  和  $\bar{z}^2 = \frac{4\langle n^+ \rangle \langle n^- \rangle}{\langle n_{ch} \rangle^2}$ . 并指出: 在他们的“背景”模型下, 该测量量不受电荷守恒以及有限测量范围的影响.

C. Pruneau, S. Gavin and S. Voloshin<sup>[8]</sup> 从两粒子关联密度出发, 将两个同号和异号带电粒子的关联分别定义为

$$R_{++} = \frac{\langle n^{+2} \rangle - \langle n^+ \rangle^2 - \langle n^+ \rangle}{\langle n^+ \rangle^2}, \quad (5)$$

$$R_{--} = \frac{\langle n^{-2} \rangle - \langle n^- \rangle^2 - \langle n^- \rangle}{\langle n^- \rangle^2}, \quad (6)$$

以及

$$R_{+-} = \frac{\langle n^+ n^- \rangle - \langle n^+ \rangle \langle n^- \rangle}{\langle n^+ \rangle \langle n^- \rangle}, \quad (7)$$

他们认为真实的动力学起伏应该是

$$\nu_{dyn} = R_{++} + R_{--} - 2R_{+-}, \quad (8)$$

此式也可进一步写成,

$$\nu_{dyn} = \nu - \nu_{stat}, \quad (9)$$

其中  $\nu = \nu_{+-} = \left\langle \left( \frac{n^+}{\langle n^+ \rangle} - \frac{n^-}{\langle n^- \rangle} \right)^2 \right\rangle$  和  $\nu_{stat} = \frac{1}{\langle n^+ \rangle} + \frac{1}{\langle n^- \rangle}$ . 他们还认为测量量  $\nu_{dyn}$  比  $\Phi_Q$  更少地受有限测量范围的影响<sup>[8]</sup>.

下面, 将分别用 PYTHIA 和 RQMD 模型来检验上面提到的测量量对快度窗口大小的依赖性. 这里, 用 PYTHIA 5.720<sup>[10]</sup> 模拟 250GeV/c 能量下的  $\pi^+ p$  碰撞, 该模型很好地描述了 NA22 的实验数据<sup>[5]</sup>. 用 RQMD 2.4<sup>[11]</sup> 模拟 200GeV/A 能量下的 Au-Au 碰撞.

### 3 各种测量量的模型研究

在图 1(a)和(b)中, 分别画出了测量量  $D$  和  $\tilde{D}$  在不同中心快度窗口中的结果. 其中, 空心点是 PYTHIA 的结果, 实心点是 RQMD 的结果(在下面的图中也将采用同样的标记方法)(尽管 250GeV/c 能量下的  $\pi^+ p$  碰撞的全快度区间要比 200GeV/A 能量下 Au-Au 碰撞的全快度区间小很多, 为了比较, 只要它们的数量级相同, 就将它们画在同一张图上). 从图中可以看出, PYTHIA 和 RQMD 给出相同量级的  $D$  值, 并且在  $|y| < 2$  的中心快度区, 都随着快度窗口的增大而减小. 但是, 当快度窗口再变大时, 它们就明显地分离开来, 前者继续减小, 后者则随着窗口的增大而增大.

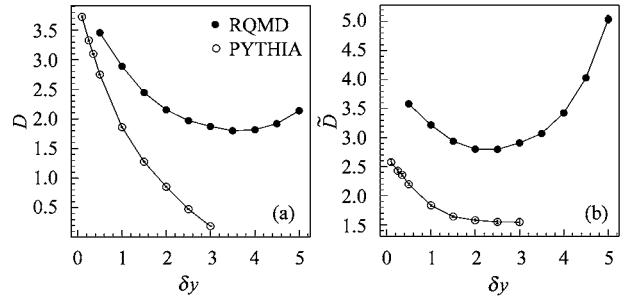


图 1 测量量  $D$ (a)和  $\tilde{D}$ (b)对中心快度窗口大小的依赖性 实心点是 RQMD 的结果, 空心点是 PYTHIA 的结果.

它们的修正值  $\tilde{D}$  则表现出非常不同的行为. PYTHIA 的  $\tilde{D}$  先随着中心快度区的加宽而减小, 然后, 随中心快度区的进一步加宽趋于饱和. 这表明方程(2)中的修正因子很好地考虑了整体电荷守恒的影响和领头粒子的阻止效应. 然而, RQMD 模型的  $\tilde{D}$  放大了所有窗口中的  $D$  值. 因此, 由整体电荷守恒所导致的标度行为被破坏. 这表明: 在 RQMD 模型中, 由方程(2)给出的修正项低估了电荷守恒和(或)重子阻止效应的影响. 因此, 进一步用实验数据检验该模型中修正项的快度依赖性是非常必要的.

图 2(a)中给出了测量量  $\Phi_Q$  随中心快度窗口大小的变化关系. 从图中可以看出, 用 RQMD 和用 PYTHIA 模型计算出的  $\Phi_Q$  值均线性地依赖于中心快度窗口的大小, 这表明该测量量并不像文献[7]所预期的那样不受电荷守恒以及有限测量范围的影响. 和  $D$  测量一样, PYTHIA 得到的  $\Phi_Q$  要比 RQMD 的结果减小得快.

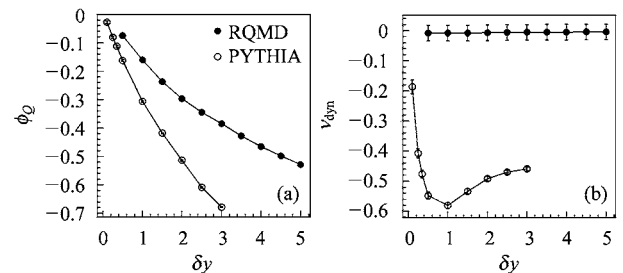


图 2 测量量  $\phi_Q$ (a)和  $\nu_{dyn}$ (b)对中心快度窗口大小的依赖性 实心点和空心点分别表示 RQMD 和 PYTHIA 模型的结果.

图 2(b)则给出了测量量  $\nu_{dyn}$  随中心快度窗口大小变化的情况. 用 PYTHIA 模型计算出的  $\nu_{dyn}$  先迅速减小, 然后又随着中心快度窗口的增大缓慢增加. 而由 RQMD 得到的  $\nu_{dyn}$  则与快度窗口的大小无关, 在误差范围内近似为零.  $\nu_{dyn}$  值在两种模型中均为负.

从以上 3 种测量量对中心快度窗口大小的不同

依赖性,我们可以看出,这些测量量的行为都是依赖于模型或者是动力学,它们之间没有简单的联系,不像文献[12]所说地可以简单的联系起来.差别主要来源于这些测量量采用了不同的归一化方案,如  $\langle n_{ch} \rangle$ ,  $\langle n^+ \rangle$  和  $\langle n^- \rangle$  都是依赖于快度的量.事实上,这 3 种测量量中共同的部分是与电荷相关的 3 种关联,即,正-正、负-负以及正-负粒子间的关联.因此,在图 3 中,我们给出了由方程(5),(6)和(7)所定义的这 3 种关联.

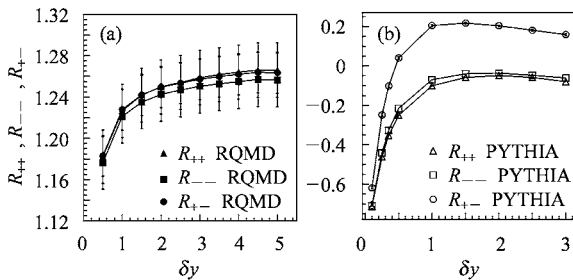


图 3 3 种关联  $R_{++}$  (三角形),  $R_{--}$  (正方形) 和  $R_{+-}$  (圆形) 对中心快度窗口的依赖性  
(a) RQMD 的结果; (b) PYTHIA 的结果.

比较图 3(a)和(b)可以发现,RQMD 中的电荷关联比 PYTHIA 中的电荷关联大一个数量级.这是由于 RQMD 中所测的电荷关联主要来源于大量核子-核子间再散射所致的短程快度关联,而且,这种关联掩盖了在简单强子-强子碰撞中正-负带电粒子间的关联优势(例如,图 3(b)中由 PYTHIA 所给出的  $R_{+-}$  明显大于  $R_{++}$  和  $R_{--}$ ).所以,同号或异号带电粒子间的关联在 RQMD 中近似相等.这正是 RQMD 在图 2(b)中给出的  $\nu_{dyn}$  测量不同于 PYTHIA,

而且近似为趋于零的常数的原因.也正是由于 RQMD 中的这种强关联使它在图 1 和图 2(a)中所给出的  $D$  和  $\phi_Q$  测量均大于 PYTHIA 的对应测量结果的原因.

另一方面,虽然由 RQMD 给出的 3 种关联在量级上比由 PYTHIA 给出的值要大,但是这 3 种关联在两种模型中都有相似的行为,由于短程快度关联,他们都在小快度区域增加,而在大的快度区域达到了饱和.这些结果表明逐事件电荷关联的测量能很好地反映带电粒子的短程快度关联.而  $D$  和  $\phi_Q$  测量作为这些关联的复杂组合则无法直接看到这些关联性质.方程(8)中定义的  $\nu_{dyn}$  是同号电荷粒子间的关联减去两倍的异号电荷粒子间的关联,因此,它反映了全同粒子间的关联和非全同粒子间关联的差别.

综上所述,带电粒子间的逐事件关联本身就是一个好的测量量.这种关联在强子气体中是近距离的短程关联,而在 QGP 相中它可以在相对长的范围内存在,具有不同的行业,可以作为判别 QGP 的信号.

## 4 结论

已有关于电荷起伏的测量量都受到电荷守恒和有限测量范围的影响.好的测量量应是带电粒子间的逐事件关联.它能很好地反映整体电荷守恒,也能很好地测量带电粒子间的快度关联性质.

第一位作者感谢李治明、吕 ■ 等人的有益讨论和热心帮助.

**参考文献 (References)**

- 1 Jeon S, Koch V. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:2076; Koch V, Bleicher M, Jeon S. Nucl. Phys., 2002, **A698**:261
- 2 Asakawa M, Heinz U, Müller B. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:2072
- 3 Hatta Y, Stephanov M A. Phys. Rev. Lett., 2003, **91**:102003
- 4 Adams J et al (STAR Coll.). Phys. Rev., 2003, **C68**:044905; Claude A. Pruneau, nucl-ex/0304021
- 5 EHS/NA22 Collaboration. hep-ex/0411074
- 6 Bleicher M, Jeon S, Koch V. Phys. Rev., 2000, **C62**:061902
- 7 Mrówczyński S. Phys. Rev., 2002, **C66**:024902; nucl-th/0112007; nucl-th/9905021
- 8 Pruneau C, Gavin S, Voloshin S. Phys. Rev., 2002, **C66**:044904
- 9 Adcox K et al (PHENIX Coll.). Phys. Rev. Lett., 2002, **89**:082301; Nystrand J. nucl-ex/0209019
- 10 Sjöstrand T. Comp. Phys. Commun., 1994, **82**:74
- 11 Sorge H, Stöcker H, Greiner W. Ann. Phys. (N.Y.), 1989, **192**:266; Sorge H. Phys. Rev., 1995, **C52**:3291
- 12 Mitchell J T. nucl-ex/0404005

**Measures of Charge Fluctuation in High Energy Collisions**

FENG Ao-Qi WU Yuan-Fang

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

**Abstract** The dependencies of all suggested measures for charge fluctuation on the size of rapidity window are compared by using the hadronic and nuclear collision models—PYTHIA and RQMD. It is found that such dependency is model dependent. However, the charge correlations have the best measure for the effects of global charge conservation and short-range rapidity correlation and is therefore recommended.

**Key words** correlation, fluctuation, charge, rapidity, measure