

同位旋守恒对奇异性产生的约束*

杨纯斌 蔡 勳

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

周 卓 微

(华中理工大学物理系 武汉 430074)

1995-11-15 收稿

摘 要

考虑同位旋守恒约束和奇异夸克的产生压低,研究了高能 pp 碰撞中的 K/π 比值,给出了 K^+/π^+ 和 K^-/π^- 与末态产生粒子多重数之间的关系,并提出采用一个近似与参数无关的 $(K^+/\pi^+) / (K^-/\pi^-)$ 比值来反映这一过程中同位旋守恒的约束.

关键词 奇异性产生, 同位旋守恒, pp 碰撞.

奇异性产生一直是高能碰撞中的一个重要课题. 实验上观察到, 在核-核碰撞中 K/π 比值随碰撞能量和末态产生粒子多重数的增加而上升, 且上升的幅度不能由相应的核子-核子过程的简单外推给出. 这种奇异性增强的效应被一些作者建议为夸克-胶子等离子体形成的一种可能的信号. 还有许多理论模型^[1], 在强子层次上讨论了奇异性产生的问题. 这些模型一般都假定存在某种复杂的反应机制, 但不同的模型对这个问题给出的结论也不相同. 因此, 在已有的一个工作^[2]中, 提出了这样一个更基本的问题: 考虑高能 pp 碰撞, 如果多粒子产生的机制几乎未知, 我们所了解的仅仅是这一过程所满足的一些基本守恒律, 如同位旋守恒等, 由这些基本的守恒律出发, 对奇异性产生会给出什么样的结论呢?

文献[2]着重研究了 $pp \rightarrow NN + K$ 介子 + π 介子过程中, K^+/π^+ 与 K^-/π^- 随末态产生粒子多重数变化的规律. 结果表明, 由于同位旋守恒的约束, 可以得到 K^+/π^+ 与 K^-/π^- 比值随多重数增加而上升的现象, 并且可以说明 K^+ 与 K^- 多重数之间的差异. 在末态有其它奇异粒子产生时, 也有类似的结论. 因而可以认为, pp 碰撞中 K^+/π^+ 与 K^-/π^- 之间的差别的出现并不是由于存在某种特殊的物理机制, 而是由于强相互作用所满足的同位旋守恒律的约束.

考虑过程

* 国家自然科学基金和国家教委基金资助.

$$pp \rightarrow NN + \pi^{L_\pi} + K^{2L_K}, \quad (1)$$

其末态的两个核子 NN、 L_π 个 π 介子和 $2L_K$ 个 K 介子的动量分布给定. 在这一过程中, 初态和末态的总同位旋 I 及其第三分量 I_3 均为 1. 末态的 NN 系统可以为 pp, pn, np 或 nn, 即同位旋组态可以有四种确定的 I 和 I_3 组合模式. 相应地, $K\pi$ 系统有七种可能的 I 和 I_3 组合模式, 耦合给出总的同位旋及第三分量, 见表 1. $K\pi$ 系统的七种组合模式对于末态 π 介子和 K 介子的所有可能的多重数都成立.

表 1 末态各种可能的同位旋组合模式

NN- 系统	$ 0,0\rangle$	$ 1,1\rangle$			$ 1,0\rangle$		$ 1,-1\rangle$
$K\pi$ - 系统	$ 1,1\rangle$	$ 0,0\rangle$	$ 1,0\rangle$	$ 2,0\rangle$	$ 1,1\rangle$	$ 2,1\rangle$	$ 2,2\rangle$
权重	1	1	1/2	1/10	1/2	3/10	3/5

由于奇异数守恒, 式(1)给出的过程中, K 介子的多重数必须为偶数, 因此, 取其为 $2L_K$. K 介子可以分成数目相等的两组 (K^+ , K^0) 和 (\bar{K}^0 , K^-). 设 K 介子系统的总电荷为 Q_K . 容易证明, K 介子系统的同位旋第三分量等于它的总电荷数 Q_K , 而将总电荷 Q_K 分配给 $2L_K$ 个介子的可能的分配方式的数目为

$$N_K(2L_K, Q_K) = C_{2L_K}^{L_K + Q_K}, \quad (2)$$

其中 $C_{2L_K}^{L_K + Q_K}$ 为二项式系数.

对于 π 介子系统, 其同位旋第三分量也等于它的总电荷数 Q_π . 将总电荷 Q_π 分配给 L_π 个 π 介子的可能的分配方式的数目 $N_\pi(L_\pi, Q_\pi)$ 由以下生成函数决定^[3]

$$(x+1+x^{-1})^{L_\pi} = \sum_{Q_\pi=-L_\pi}^{L_\pi} N_\pi(L_\pi, Q_\pi) x^{Q_\pi}. \quad (3)$$

容易证明, $N_\pi(L_\pi, Q_\pi)$ 之间有以下递推关系

$$N_\pi(L_\pi+1, Q_\pi) = N_\pi(L_\pi, Q_\pi-1) + N_\pi(L_\pi, Q_\pi) + N_\pi(L_\pi, Q_\pi+1).$$

且 $N_\pi(1,1) = N_\pi(1,0) = N_\pi(1,-1) = 1$.

设 L_π 个 π 介子和 $2L_K$ 个 K 介子的总同位旋分别为 I_π 和 I_K , 其同位旋多重态的数目分别为 $M_\pi(L_\pi, I_\pi)$ 和 $M_K(2L_K, I_K)$. 这里的 $M(L, I)$ 为给定 L 时总电荷分别为 $Q=I$ 和 $Q=I+1$ 的可能态的数目之差, 即

$$M(L, I) = N(L, I) - N(L, I+1). \quad (4)$$

利用以上定义的量, 可以计算式(1)的过程中各种同位旋组态下的 K/π 比. 首先, 在末态 π 介子系统和 K 粒子介子系统的多重数分别为 L_π 和 $2L_K$, 总同位旋分别为 I_π 和 I_K , 第三分量分别为 Q_π 和 Q_K 的给定条件下, 求出中性 π 介子和中性 K 介子的平均多重数 $\pi^0(L_\pi, I_\pi, Q_\pi)$ 和 $K^0(2L_K, I_K, Q_K)$. $\pi^0(L_\pi, I_\pi, Q_\pi)$ 满足的递推公式已在文献[3]中给出. 由于奇异数守恒, K 介子必须成对产生. 一对夸克只可能有四种组合模式: $|1,1\rangle$

$(K^+\bar{K}^0), |1, -1\rangle(K^-K^0), \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, 0\rangle + |0, 0\rangle)(K^+K^-), \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, 0\rangle - |0, 0\rangle)$
 $(K^0\bar{K}^0)$. 由于产生的一对 K 介子的同位旋只可能是 $|1, 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, -1\rangle$ 和 $|0, 0\rangle$,
 在已有的 $2(L_K - 1)$ 个 K 介子中加上上述的任何一种同位旋态, 中性 K 介子的平均多重数
 均增加 1. 由此可以求得 $K^0(2L_K, I_K, Q_K)$ 的递推关系, 见文献[2]. 由该递推公式和数学
 归纳法可以证明, 对于任意的同位旋组态, 中性 K 介子的平均多重数只依赖于 K 介子的
 总数, 并等于它的一半, 即 L_K . 于是在给定同位旋组态下, 带正电的 π 介子和 K 介子
 的平均多重数分别为

$$\pi^+(L_\pi, I_\pi, Q_\pi) = \frac{1}{2} [L_\pi + Q_\pi - \pi^0(L_\pi, I_\pi, Q_\pi)], \quad (5)$$

$$K^+(2L_K, L_K, Q_K) = \frac{1}{2} (L_K + Q_K). \quad (6)$$

带负电的 π 介子和 K 介子平均多重数 $\pi^-(L_\pi, I_\pi, Q_\pi)$ 和 $K^-(2L_K, I_K, Q_K)$ 也有类似的表
 达式, 只要分别改变上两式中 Q_π 和 Q_K 前面的符号就行了.

这样, 对于末态有 L_π 个 π 介子和 $2L_K$ 个 K 介子的事例, 在对各种可能的同位旋组
 态求平均后, 带正电的 K^+ 介子与 π^+ 介子的多重数之比值为

$$r^+(2L_K, L_\pi) = \Sigma \kappa W / \Sigma W, \quad (7)$$

其中

$$\kappa = (L_K + Q_K) / [L_\pi + Q_\pi - \pi^0(L_\pi, I_\pi, Q_\pi)] \quad (8)$$

为某一同位旋态下 K^+ 介子平均多重数与 π^+ 介子平均多重数之比,

$$W = \langle I_{(NN)}, Q_{(NN)} - 1; I_{(K\pi)}, Q_{(K\pi)} | 1, 1 \rangle^2 \langle I_\pi, Q_\pi; I_K, Q_K | I_{(K\pi)}, Q_{(K\pi)} \rangle^2 \\ \times N_\pi(L_\pi, Q_\pi) N_K(2L_K, Q_K) M_\pi(L_\pi, I_\pi) M_K(2L_K, I_K), \quad (9)$$

为相应组态的权重因子, 求和对所有可能的 $I_{(NN)}, Q_{(NN)}, I_{(K\pi)}, Q_{(K\pi)}$ 及 I_π, Q_π, I_K, Q_K 进
 行. 在权重因子 W 的表达式中, 利用了这样一个事实, K 介子系统和 π 介子系统的
 同位旋第三分量分别等于它们的净电荷数, 而 NN 系统的同位旋第三分量等于其电荷数
 减 1. 权重因子 W 包括六个因子: 前两个因子是 C-G 系数的平方, 分别为 $K\pi$ 系统与
 NN 系统耦合给出总同位旋及第三分量为 $|1, 1\rangle$ 的初态, 以及 K 介子系统与 π 介子系
 统耦合给出表 1 列出的七种可能的 $K\pi$ 组态; 第三与第四两个因子是在给定同位旋态中
 电荷分配方式的数目; 最后两个因子分别为 π 介子系统和 K 介子系统的同位旋多重态
 的数目.

由式(7)可以求出在给定 K 介子和 π 介子多重数 n 的条件下的 K/π 比值. 然后将
 末态 n 个介子对 K 介子和 π 介子的各种可能分配方式求平均. 对于末态有 $n = 2L_K + L_\pi$
 个介子的事例, 其中有 $2L_K$ 个 K 介子的可能微观态数目为 $C_n^{2L_K}$. 由于奇异夸克 s 的质量
 比非奇异的 u, d 夸克的质量大, 从真空中产生一对 $s\bar{s}$ 夸克的几率比产生一对 $u\bar{u}$ 或 $d\bar{d}$
 几率要小, 因而一对奇异粒子的产生必定伴随着一个压低因子 $\lambda < 1$, λ 越小, 表示奇异
 粒子越难产生. 在假设色场的能量密度很大的情况下, 理论上给出的压低因子 λ 的值在

0.2—0.3的范围内^[4]. 在文献[2]中, 我们讨论了 λ 随多重数的可能依赖性. 末态产生的粒子越多, λ 的值应该越大, 即奇异性产生的压低减弱. 将 λ 随多重数的依赖关系参数化为

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 - \exp \left(- \frac{n}{n_0} \right) \right], \quad (10)$$

其中 $\lambda_0=0.29$ 取自文献[4]的理论计算. 在上式中, 参数 n_0 的大小反映了压低因子随末态多重数变化时趋于最大值的快慢程度. 对于有 $2L_K$ 个K介子的末态, 相应的压低因子为 λ^{L_K} . 因此, 对给定末态产生粒子多重数 n 的事例, 对 L_K 和 L_π 求平均后, 带正电的K介子与 π 介子多重数之比为

$$R^+(n) = \sum_{2L_K + L_\pi = n} \lambda^{L_K} C_n^{2L_K} r(2L_K, L_\pi) / \sum_{2L_K + L_\pi = n} \lambda^{L_K} C_n^{2L_K}. \quad (11)$$

类似地, 可以给出对带负电的K介子与 π 介子的平均多重数之比 $R^-(n)$.

在文献[2]中, 为了说明 R^+ 和 R^- 随多重数的变化关系, 取参数 $n_0=220$. 由于实验上尚未同时给出 R^+ 和 R^- 随多重数的变化关系, 这里的结果不能与实验直接比较. 显然, $R^+(n)$ 与 $R^-(n)$ 的具体数值都依赖于 λ 随 n 变化关系的参数化表达式的选择和参数所取的值. 在(10)式的参数化关系中, 由于不能从实验上求出 n_0 的值, 因此研究这两个量对参数的依赖关系对于定量分析奇异性产生的实验数据是有意义的. 在本文中, 分别取 $n_0=250, 200, 150$ 和 100 计算了 R^+ 和 R^- 随多重数的变化关系, 结果如图1所示. 可以看到, 在四种情况下, R^+ 和 R^- 随多重数的变化在定性上是一致的, 两者都随多重数的增加而增加. 定量上, n_0 值越大, 同样多重数 n 时(10)式给出的压低因子 λ 越小, 表明奇异夸克越难产生. 因此, R^+ 和 R^- 的值就越小, 不过, 可以很明显地看出, 无论参数 n_0 取什么值, R^+ 与 R^- 都有较大的差别, 特别是在多重数 n 较小的情况下更为明显, 因为它们之间的差别随多重数增加越来越小. 为了说明 R^+ 与 R^- 的差别, 文献[1]中一些模型附加了许多特殊机制. 但在我们的工作中, 这种差别其实来源于一个这样基本的事实: pp碰撞的初态不是电中性的, 因而在电荷共轭变换下不是不变的. 由于pp碰撞的末态的NN系统可能为pp, pn, np和nm, 所以末态NN系统比初态pp的电荷实际减少了. 因此, 新产生的K π 系统总带有净的正电荷. 从式(7)可以看到, 在求平均后的K/ π 比值中, 贡献最大的部分来自于 L_π, Q_π 和 L_K, Q_K 取差不多相等数值的那些态. 由于在一般情况下, π 介子的数目比K介子数目多得多, K π 系统带净正电使得 K^+ 介子的平均多重数明显多于 K^- 介子, 因而 $K^+/\pi^+ \gg K^-/\pi^-$. 在末态多重数很大的情况下, 这种差别就不明显了. 由于当参数 n_0 取不同值时, $R^+(R^-)$ 的值也不同, 所以理论上给出的 R^+ 和 R^- 的值除了依赖于本文所研究过程的同位旋结构之外, 还依赖于奇异性压低的参数化因子 λ . 在文献[2]和本文的工作中, 假定 R^+ 与 R^- 之间的差别是由碰撞过程的初末态的同位旋结构所决定的. 从前面的讨论中可以看到, R^+ 和 R^- 的具体数值除了取决于初末态的同位旋结构外, 还依赖于压低因子 λ 的值, 而后者主要是由反应体系的能量密度决定的. 可见, R^+ 和 R^- 不是能最好地反映奇异性产生与初末态的

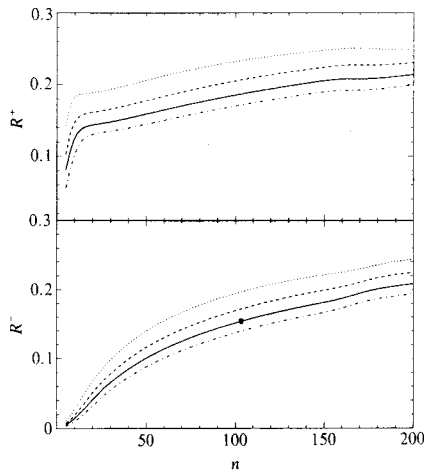


图1 不同参数时, R^+ 与 R^- 随末态产生粒子多重数 n 的变化关系

点划线、实线、划线和点线分别对应于 $n_0=250, 200, 150$ 和 100 .

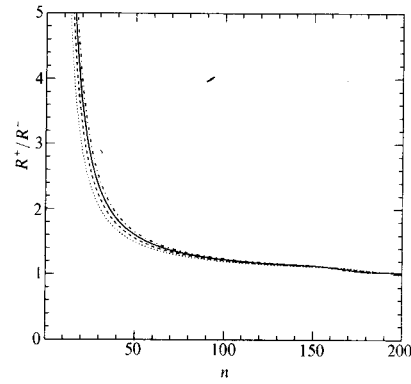


图2 不同参数时, R 随末态产生粒子多重数 n 的变化关系

点划线、实线、划线和点线分别对应于 $n_0=250, 200, 150$ 和 100 .

同位旋结构两者之间的关系的物理量。

为了在反映奇异性产生的物理量中尽可能地消去所讨论的对参数的依赖性, 研究比值 $R=R^+/R^-$ 随多重数 n 的变化是有益的. 前面已经看到, R^+ 和 R^- 随多重数的变化规律都强烈地依赖于参数 n_0 的选取. 在图2中, 给出了在参数 n_0 取图1中的四个值时 R 随 n 的变化关系. 从图2中可以看到, R 对参数 n_0 的依赖关系不很敏感. 显然, R 的大小主要是由过程中的同位旋结构所决定的. R 的值随多重数增加单调减少. 在多重数小时 R 很大, 而当多重数较大时 R 接近于1. 所以, 通过 R 大小的变化, 更容易看出 R^+ 和 R^- 的差别.

本文考虑到同位旋守恒的约束, 讨论了在 高能 pp 碰撞中奇异介子的产生, 给出了 $R^+=K^+/\pi^+$ 和 $R^-=K^-/\pi^-$ 随多重数的变化关系. 由于实验上尚未同时给出末态多重数分布与 K^+/π^+ 或 K^-/π^- 的平均值, 因此本文的计算还不能和实验直接比较. 但是这些计算结果反映了奇异性产生的某些特征. 建议研究 R^+ 与 R^- 之比随多重数的变化规律, 因为该比值对压低因子的选择不敏感, 主要由过程的初末态同位旋的结构决定.

参 考 文 献

- [1] K. Guettler *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B116**(1976)77; U. Becker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976) 1731; L. H. Xia, C. M. Ko, *Phys. Lett.*, **B222**(1989)343; C. M. Ko, Z. G. Wu, L. H. Xia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991) 2577; B. L. Friman, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989) 161c; J. Cleymans, H. Satz, E. Suhonen *et al.*, *Phys. Lett.*, **B242**(1990) 111; C. M. Mader, W. Bauer, G. D. Westfall, *Phys. Rev.*, **C45**(1992) 2438; R. Mattiello, H. Sorge, H. Stöcker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989) 1459; Chao Wei-Qin, Gao Chong-Shou, Zhu Yun-Lun, *Nucl. Phys.*, **A514**(1990)734.

- [2] C. B. Yang, Z. B. Yin, X. Cai *et al.*, *Mod. Phys. Lett.*, **A10** (1995) 1393.
[3] A. Wu Chao, C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **D9** (1974) 2505.
[4] P. K. Malhotra, R. Urave, *Z. Phys.*, **C17** (1983) 85.

Constraint of Isospin Conservation on Strangeness Production

Yang Chunbin Cai Xu

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

Zhou Zhuowei

(*Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074*)

Received 15 November 1995

Abstract

The strangeness production in high energy pp collisions is studied by considering the constraint from the isospin conservation and the suppression of strange quark production. The multiplicity dependence of the ratios K^+/π^+ and K^-/π^- is given, and an approximately parameter independent ratio of $(K^+/\pi^+)/(K^-/\pi^-)$ is proposed to reflect the constraint of isospin conservation.

Key words strangeness production, isospin conservation, pp collision.