

# 高能重离子碰撞中的次级碰撞过程与末态 $K^+/\pi^+$ 比例的升高

任江龙

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

## 摘 要

高能重离子碰撞中  $K^+/\pi^+$  比例的显著升高被认为是夸克、胶子等离子体形成的一个可能信号。基于参加者核子模型和次级粒子形成时间的概念, 本文对  $Si(14.5A\text{GeV}/c)$  与  $Au$  的中心碰撞进行了 Monte Carlo 模拟计算。在计算中考虑了如下次级碰撞过程:  $\pi N \rightarrow K^+Y$ 、 $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  以及  $\pi N$  的单电荷交换反应。本文的计算结果表明: 由这些次级碰撞过程导致的末态的  $K^+/\pi^+$  比例的升高不足以解释 BNL 的 E802 组观测到的实验数据。

## 一、引 言

高能重离子碰撞是指实验室系每入射核子能量大于 10 GeV 的较重的原子核之间的碰撞。通过高能重离子碰撞实验, 人们可以探索在高温、高密的极端条件下是否存在格点规范理论所预言的夸克、胶子等离子体<sup>[1]</sup> (QGP)。

末态  $K^+/\pi^+$  比例的显著升高被认为是在高能重离子碰撞中形成 QGP 的一个可能的信号<sup>[2]</sup>。在 QGP 相中,  $s$  夸克和  $\bar{s}$  夸克的数量将远远超过强子相中相应的数量。在富重子数的 QGP 的碎裂过程中, 许多  $s$  夸克可以容易地与  $u$  夸克结合形成  $K^+$  介子, 而且由于奇异数守恒的限制,  $K^+$  介子在末态相互作用中很难被吸收。因此, 若在高能重离子碰撞中形成了富重子数的 QGP, 那么其末态的  $K^+/\pi^+$  比例将会显著上升。

最近, 美国 BNL 的 E802 组在  $Si(14.5A\text{GeV}/c)$  与  $Au$  的中心碰撞中, 发现其末态的  $K^+/\pi^+$  比例为 20%<sup>[3]</sup>, 远远超过了  $pp$  过程中相应的  $K^+/\pi^+$  比(约为 5%)。因此, 这一实验结果引起了人们广泛的关注。

为了弄清在现有的实验条件下是否已形成了夸克、胶子等离子体, 人们必须对常规机制可能造成的末态  $K^+/\pi^+$  比例的上升进行深入的分析 and 研究。次级碰撞过程就是一个可能导致  $K^+/\pi^+$  比例上升的常规机制。本文的目的就是要研究次级碰撞过程对末态  $K^+/\pi^+$  比例上升的贡献。

在本文的第二节, 讨论高能重离子碰撞中次级粒子的形成时间。在第三节, 讨论影响

末态  $K^+/\pi^+$  比例的几个主要次级碰撞过程。第四节介绍本文的 Monte Carlo 模拟计算。最后在第五节给出模拟计算的结果以及分析与讨论。

## 二、形成时间与次级碰撞

在 高能原子核碰撞过程中, 将会发生一系列非弹性核子核子碰撞过程。人们通常将那些至少参与了一次非弹性碰撞的核子称为参加者核子, 其余的核子称为旁观者核子。

初级核子核子碰撞产生  $K^+$  介子的主要过程是:  $NN \rightarrow NYK^+$ 。在初级  $NN$  碰撞的末态产物中,  $K^+/\pi^+$  比例约为 5%。在 高能重离子碰撞中, 如果不存在次级碰撞过程, 那么其末态的  $K^+/\pi^+$  比例将基本不变。例如在 Fritiof 模型<sup>[9]</sup>中, 假设每个参加者核子都形成了一个激发的弦, 这些弦直到所有的碰撞都停业以后, 才开始碎裂产生末态的次级粒子。这样产生的次级粒子不会发生次级碰撞过程。所以, Fritiof 模型得到的高能原子核-原子核碰撞的  $K^+/\pi^+$  比例基本上与  $NN$  过程的  $K^+/\pi^+$  比例一样。然而, 一些实验现象表明在 高能原子核碰撞过程中确实存在着次级碰撞过程的迹象<sup>[9]</sup>。

人们在 高能强子-原子核碰撞实验中发现: 由入射强子产生的较快的次级粒子分布对靶核基本上没有依赖性, 如同入射强子只与一个核子发生碰撞时产生的分布一样<sup>[9]</sup>, 而在小快度区, 次级粒子的快度分布对靶核有着很强的依赖性, 这种依赖性用任何只包含初级碰撞的模型是不足以解释的<sup>[9]</sup>。

如果假设次级粒子都是在碰撞之后经过一定的时间才形成, 在其自身静止系中, 这称之为固有形成时间 ( $\tau_0 \sim \text{fm}/c$ ), 就可以解释上面的实验现象。根据相对论关系, 能量为  $E$ 、质量为  $m$  的次级粒子在实验系中的形成时间  $\tau$  是:

$$\tau = \tau_0 E/m.$$

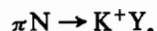
那么, 较快的粒子的形成时间就很长, 直到飞出靶核以后才形成, 因而没有受到靶核的影响。而较慢的次级粒子则是在靶核内形成, 从而可能发生次级碰撞过程。

借助于次级粒子的形成时间的概念, 我们就可以在参加者核子模型中自然地包含进去次级碰撞过程<sup>[9]</sup>。这样, 原子核-原子核碰撞过程的物理图象是: 当两个原子核发生碰撞之后, 参加者核子受到了强烈的激发而成为产生次级粒子的源。每一个次级粒子由于它们的能量不同, 因而有着不同的形成时间。那些在原子核内形成的次级粒子就按相应的作用截面与核子或其它的次级粒子发生次级碰撞。

## 三、对次级碰撞过程的分析

### 1 $\pi N$ 碰撞对 $K^+$ 介子产生的贡献

在 BNL 的能量下 ( $14.5A\text{GeV}/c$ ), 由初级  $NN$  碰撞产生的次级  $\pi$  介子能量都不很高, 因此, 可以只考虑二体末态过程。  $\pi$  介子与核子作用产生  $K^+$  介子的二体过程是:



该过程共有以下 7 个反应道:

$$\textcircled{1} \pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+, \textcircled{2} \pi^+ n \rightarrow K^+ \Sigma^0, \textcircled{3} \pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda, \textcircled{4} \pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-,$$

⑤  $\pi^0 p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , ⑥  $\pi^0 p \rightarrow K^+ \Lambda$ , ⑦  $\pi^0 n \rightarrow K^+ \Sigma^-$ .

在这7个反应道中,只有①、③、④3个反应道的截面有较全面的实验数据<sup>[9]</sup>,这3个反应道的截面随能量变化的关系见附录1.

为了得到其余反应道的截面,可以根据同位旋关系得到这些反应道的跃迁振幅:

$$M_1 = f, M_2 = \sqrt{2}/3(f - g), M_3 = \sqrt{\frac{2}{3}}g,$$

$$M_4 = \frac{1}{3}f + \frac{2}{3}g, M_5 = \frac{2}{3}f + \frac{1}{3}g, M_6 = -\sqrt{\frac{1}{3}}g,$$

$$M_7 = \sqrt{2}/3(f - g).$$

其中  $f$  为同位旋  $\frac{3}{2}$  的态之间的跃迁振幅,  $g$  为同位旋为  $\frac{1}{2}$  的态之间的跃迁振幅.

由此可以得到:  $\sigma_6 = \frac{1}{2}\sigma_3$ ,  $\sigma_7 = \sigma_2$ .

通过比较反应道②和③在  $\pi$  的动量范围: 2.494 GeV-5.1 GeV 内的实验数据<sup>[9]</sup>,可以得到:  $\sigma_2 \simeq \frac{1}{2}\sigma_3$ . 而对于反应道⑤的截面,可以近似地取为:  $\sigma_5 \simeq \sigma_4$ .

有了这7个反应道的截面随能量的变化关系,就可以对次级  $\pi N$  碰撞对  $K^+$  介子产生的贡献进行 Monte Carlo 模拟.

## 2 $\pi\pi$ 碰撞对 $K^+$ 介子产生的贡献

在高能重离子碰撞过程中,产生的大量次级粒子的绝大部分是  $\pi$  介子,因此,不仅应考虑次级  $\pi N$  碰撞对  $K^+$  介子产生的贡献,还应该考虑次级  $\pi\pi$  碰撞对  $K^+$  介子产生的贡献<sup>[2,10]</sup>.

两个  $\pi$  介子相互作用产生  $K^+$  介子的过程共有以下3个反应道:

$$\pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^-,$$

$$\pi^0 \pi^0 \rightarrow K^+ K^-,$$

$$\pi^+ \pi^0 \rightarrow K^+ \bar{K}^0.$$

目前,人们还未能直接进行实验测量以得到这些过程的作用截面.然而,人们可以通过单  $\pi$  交换模型和极点延拓 (Pole Extrapolation) 的方法从  $\pi p$  反应的实验数据间接地推出  $\pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^-$  过程的截面<sup>[11,12]</sup>,该过程的截面在阈能之上近似为一个常数,约为 1.66 mb. 而其余两个反应道:  $\pi^0 \pi^0 \rightarrow K^+ K^-$  和  $\pi^+ \pi^0 \rightarrow K^+ \bar{K}^0$  的截面,可以简单地假定同  $\pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^-$  过程的截面相同<sup>[10]</sup>.

## 3 SCX 过程对末态 $\pi^+$ 数目的影响

本文还考虑了  $\pi N$  的单电荷交换反应 (SCX) 对末态  $K^+/\pi^+$  比例的影响. SCX 是指以下过程:

$$\pi^+ n \leftrightarrow \pi^0 p,$$

$$\pi^0 n \leftrightarrow \pi^- p.$$

由同位旋关系和细致平衡原理,可以证明这些过程的截面相同。

如果原子核中的质子和中子的数量一样多,则 SCX 不会影响末态  $\pi^+$  介子的数量。但是,在较重的原子核中(例如  $^{197}\text{Au}$ ),中子  $n$  的数量比质子  $p$  的数量要多,因此,次级  $\pi$  介子与核子的 SCX 过程的总效果会使末态的  $\pi^+$  介子的数量减少一些。

#### 四、Monte Carlo 模拟计算

由于高能原子核碰撞过程中的多粒子产生问题,涉及到许多复杂的随机过程,因此,近来 Monte Carlo 方法日益成为该领域中有力的研究方法和计算手段。

本文应用 Monte Carlo 方法对  $^{28}\text{Si}$  与  $^{197}\text{Au}$  的中心碰撞进行了模拟计算。

所有初级 NN 碰撞产生的次级粒子的快度分布取为 Gaussian 形式:

$$f^A(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(y-\delta_A)^2}{2\sigma^2}\right],$$

$$f^B(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(y-\delta_B)^2}{2\sigma^2}\right].$$

其中  $A \cdot B$  分别代表入射核和靶核,  $\delta_A = Y_C + \delta$ ,  $\delta_B = Y_C - \delta$ ,  $\sigma$  和  $\delta$  为两个参数。 $Y_C$  是入射动量为  $14.5 \text{ GeV}/c$  的 NN 碰撞的质心的快度,通过简单计算可以得到:  $Y_C = 1.71$ 。

$\pi$  介子的横动量分布取为平均值等于  $0.3 \text{ GeV}$  的指数分布。

对于每一个次级粒子,根据其快度  $y$  与横动量  $p_{\perp}$ , 便可以确定其能量  $E$  和动量  $p$ :

$$E = M_{\perp} ch y,$$

$$p_{\parallel} = M_{\perp} sh y,$$

$$p = \sqrt{p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2}.$$

其中横质量  $M_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$ 。

由于所有的初级碰撞都发生在两个原子核的重迭区域之内,所以我们可以假定所有由初级碰撞产生的次级粒子的产生在重迭区域内是均匀分布的。

在模拟计算中,本文考虑了以下三类影响末态的  $K^+/\pi^+$  比例的次级碰撞过程:

$\pi N \rightarrow K^+ Y$ 、 $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  和 SCX。

对于每一个从  $\pi$  产生器中产生的  $\pi$  介子,首先判断它是否在靶核内形成,若它在靶核外形成,则直接进入  $\pi$  计数器,若该  $\pi$  介子在靶核内形成,则再判断它是否在重叠区内形成以及它与另一个  $\pi$  介子的不变质量  $\sqrt{S_{\pi\pi}}$  是否超过  $2m_K$ , 若条件满足,则  $\sigma_z = \rho_{\pi}\sigma_{\pi\pi}$ , 否则  $\sigma_z = 0$ 。接下来便分别对  $\pi$  介子的三种电荷态 ( $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ) 判断其动量是否达到  $\pi N \rightarrow K^+ Y$  过程的阈值,若超过相应的阈值,则  $\sigma_Y = \sum \rho_N \sigma_{\pi N}$ , 否则  $\sigma_Y = 0$ 。

最后,计算总的密度截面  $\sigma_T = \sigma_X + \sigma_Y + \sigma_Z$ , 其中  $\sigma_X$  是 SCX 的密度截面。根据  $\sigma_T$ , 便可以抽取总的碰撞长度,从而可以判断该  $\pi$  介子是否在靶核内发生次级碰撞过程。如果该  $\pi$  介子是在靶内发生碰撞,则发生三种过程的几率分别是:  $\sigma_X/\sigma_T$ 、 $\sigma_Y/\sigma_T$  和  $\sigma_Z/\sigma_T$ 。最后,便可以统计出  $\pi^+$  和  $K^+$  介子的数目。

## 五、计算结果与讨论

根据以上的步骤,本文对  $^{28}\text{Si}$  ( $14.5 \text{ AGeV}/c$ ) 与  $^{197}\text{Au}$  的中心碰撞进行了 Monte Carlo 模拟计算。作为输入,初级核子-核子碰撞的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例取为 5%。质量数为  $A$  的原子核的密度分布取为在半径  $R_A = r_0 A^{1/3}$  的球内均匀分布,其中  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ 。

由于奇异数守恒的限制,在次级碰撞中, $\text{K}^+$  介子在次级碰撞中被吸收的截面很小,因此,在本文的计算中忽略了  $\text{K}^+$  介子的吸收效应对末态  $\text{K}^+/\pi^+$  比例的影响。

表 1 和表 2 分别给出了计算得到的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例随次级粒子的固有形成时间  $\tau_0$  以及  $\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-}$  的变化。

表 1  $\text{K}^+/\pi^+$  比例随  $\tau_0$  的变化

$$(\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-} = 1.66 \text{ mb})$$

$\tau_0(\text{fm}/c)$	0	1	2	3
$\text{K}^+/\pi^+$	16.6%	6.8%	5.7%	5.3%

表 2  $\text{K}^+/\pi^+$  比例随  $\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-}$  的变化

	$\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-} = 0.5$	$\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-} = 1.66$
$\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$	6.1%	6.8%
$\tau_0 = 0 \text{ fm}/c$	10.3%	16.6%

可以看到,末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例对次级粒子的固有形成时间  $\tau_0$  有着很强的依赖性,随着  $\tau_0$  的增加,末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例不断地下降,这是由于有限的固有形成时间  $\tau_0$  强烈地压抑了次级碰撞过程的次数。当  $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$  时,末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例仅为 6.8%,这说明此时次级碰撞过程对末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例的上升贡献不大。

而对于  $\tau_0 = 0 \text{ fm}/c$  的极限情况,可以看到末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例上升到 16.6%,这说明此时次级碰撞过程的次数很多,因而使末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例有了极大的增长,然而,一些研究工作表明<sup>[13]</sup>:若取  $\tau_0 = 0 \text{ fm}/c$ ,则次级碰撞过程的次数过多,与横向能量分布的实验数据不符合,而取  $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$  则较合理。

通过模拟计算,我们发现对末态  $\text{K}^+/\pi^+$  比例上升起主要作用的次级碰撞过程是:  $\pi\pi \rightarrow \text{K}\bar{\text{K}}$ 。以上的计算结果都是取  $\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-} = 1.66 \text{ mb}$  时得到的。高崇寿教授通过  $f_0(975)$  的共振态分析得出<sup>[14]</sup>:  $\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\text{K}^+\text{K}^-} \cong 0.5 \text{ mb}$ 。在此情况下,我们也对末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例进行了计算,当  $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$  和  $0 \text{ fm}/c$  时,末态的  $\text{K}^+/\pi^+$  比例分别为 6.1%、10.3%。

与文献[14]的结果基本一致。

此外,根据何祚庠研究员和高崇寿教授的建议,本文还考虑了共振态  $\eta(549)$  的次级碰撞对  $K^+$  介子产生的贡献。计算结果表明:考虑了  $\eta$  介子的贡献之后,末态的  $K^+/\pi^+$  比例略微有所上升,当  $\tau_0 = 1, 0\text{fm}/c$  时,末态  $K^+/\pi^+$  比例分别从 6.8%、16.6% 上升到 7.3% 和 17.5%。

因此,从上面的结果来看,次级碰撞过程导致的  $K^+/\pi^+$  比例的上升似乎不足以解释 BNL 的 E802 组观测到的  $K^+/\pi^+$  比例 (20%)。

作者对张宗焯研究员和赵维勤副研究员的耐心指导表示感谢。

感谢高崇寿教授、姜焕清研究员和 E. Oset 教授的有益讨论和帮助。

### 附录 1 $\pi N \rightarrow K^+ Y$ 过程的反应截面的实验数据的拟合

反应道①:  $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$

$$\sigma(\sqrt{s}) = \begin{cases} A(\sqrt{s} - \sqrt{s_0}) & \text{for } \sqrt{s_0} < \sqrt{s} < \sqrt{s_m}, \\ B \exp(-C\sqrt{s}) & \text{for } \sqrt{s_m} < \sqrt{s} < \sqrt{s_k}, \\ D \exp(-E\sqrt{s}) & \text{for } \sqrt{s_k} < \sqrt{s} < \infty. \end{cases}$$

其中  $\sqrt{s_0} = 1.683\text{GeV}$ ,  $\sqrt{s_m} = 1.934\text{GeV}$ ,  $\sqrt{s_k} = 3\text{GeV}$ 。

$$A = 0.7\text{mb}/0.218\text{GeV},$$

$$B = 60.26\text{mb}, C = 2.31\text{GeV}^{-1}.$$

$$D = 0.36\text{mb}, E = 0.605\text{GeV}^{-1}.$$

反应道②:  $\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda$ 。

$$\sigma(s) = \begin{cases} \frac{0.45(\sqrt{s} - 1.61)}{0.091} & \text{for } 1.7\text{GeV} > \sqrt{s} > 1.61\text{GeV}, \\ \frac{0.045}{\sqrt{s} - 1.6} & \text{for } \sqrt{s} > 1.7\text{GeV}. \end{cases}$$

反应道④:  $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 。

$$\sigma(\sqrt{s}) = \begin{cases} F(\text{constant}) & 1.691\text{GeV} < \sqrt{s} < 1.9\text{GeV}, \\ D \exp(-E\sqrt{s}) & 1.9\text{GeV} < \sqrt{s} < \infty. \end{cases}$$

其中  $D = 309.06\text{mb}$ ,  $E = 3.77\text{GeV}^{-1}$ 。

### 参 考 文 献

- [1] F. Karsh, CERN-TH-5568/89.
- [2] P. Koch, B. Mueller, and J. Rafelski, *Phys. Rep.*, **142**(1986), 167.
- [3] S. Nagamia, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988), 3C; Y. Miake and G. Stephans, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 135.
- [4] B. Nilson-Almqvist and E. Stenlund, *Computer Phys. Commun.*, **43**(1987), 387.
- [5] H. R. Schmidt, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 109. WA80 Collaboration Preprint GSI-87-81.
- [6] R. Anishetty, P. Koeller and L. McLerran, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 2793.
- [7] Chao Wei-qin, Charles B. Chiu, He Zuoxiu and Don M. Tow, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 518.
- [8] Ren Jiang long, Chao Wei-qin, *Commun. Theor. Phys.* **12**(1989), 299.
- [9] Compilation of Cross Section, CERN-HERA 83-01.
- [10] J. Kapusta, A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 1304.

- [11] S. D. Protopescu et al., *Phys. Rev.*, **D7**(1973), 1279.  
[12] G. Grayer, et al.,  $\pi$ - $\pi$  scattering-1973, Proceeding of the International Conference, edited by P. K. Williams and V. Hagopian (AIP, New York, 1973), p. 117.  
[13] J. Ranft, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 1842, H. Sorge, A. Keitz, R. Mattiello, H. Stocker and W. Greiner, UFTP preprint 245/1990.  
[14] Chao Wei-qin, Gao Chong-shou and Zhu Yun-lun, *Nucl. Phys.*, **A514**(1990), 734.

## Secondary Collision and the Enhancement of the $K^+/\pi^+$ Ratio in the High Energy Heavy-ion Collision

REN JIANGLONG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

### ABSTRACT

The enhancement of  $K^+/\pi^+$  ratio in the high energy heavy-ion collision is believed to be a possible signature of the formation of the quark gluon plasma. Based on the Participant Nucleon Model and the concept of the formation time of secondary particles, the  $K^+/\pi^+$  ratio in the central collision of Si(14.5GeV/c) and Au are calculated by Monte Carlo simulation. The following secondary collisions are considered.  $\pi N \rightarrow K^+ Y$ ,  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  and the single charge exchange reaction between pions and nucleons. The calculation results show that the increased  $K^+/\pi^+$  ratio caused by these secondary collisions is not enough to explain the experimental data observed by the E802 group at BNL.