

相对论性核碰撞中 K^+/π^+ 增强的 运输模型解释

王仲奇 萨本豪 宋光 陆中道 张孝泽 郑玉明

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1993年3月2日收到

摘 要

提出了一个研究相对论性核碰撞中 K^+/π^+ 增强的简单的强子运输模型,指出了核子热运动和多次再散射效应的重要性. 考虑了多次再散射, 在合理的温度范围内 ($T \sim 150\text{MeV}$), 可得到与实验相符合的 K^+/π^+ 比值(~ 0.20).

关键词 K^+/π^+ 增强, 运输模型, 核子热运动, 多次再散射.

1 引 言

相对论性核碰撞是当今物理学研究的一个崭新的充满希望的领域. 其研究内容之一, 即寻找物质的新形态——夸克-胶子等离子体 (QGP).

核-核碰撞中的 K^+/π^+ 比值, 相对于同能量的质子-质子(或质子-核)碰撞的增强, 被普遍认为是探测反应过程中是否形成了 QGP 的一个重要手段(讯号).

欲确认 K^+/π^+ 增强为 QGP 的讯号, 需排除能导致增强的非 QGP 的可能性. 迄今世人已做过许多建立在强子背景下的研究工作, 它大致分为两类: 一是热模型 (thermal model)^[1-4]; 另一是运输模型^[5-7]. 大多数热模型的结果是: 无需 QGP 用强子机制就能解释 K^+/π^+ 增强的实验事实. 可是仅有的两个运输模型^[5,6]的结果, 却恰然相反, [5]说可, 而[6]则说不可.

为了澄清这个问题, 我们提出了一个研究再散射对 K^+/π^+ 效应的, 简单的运输模型. 受[5]的启发, 模型中初级 π 和 K 介子径直由 Fritiof 粒子产生器^[8]提供, 但作为 π 再散射配偶的核子, 仍然像[6]那样假设为靶核的核子. 不过我们的模型考虑了多次再散射, 并假设核子有热运动.

计算结果表明: 只要核系统是热的, 用此简单的运输模型, 凭借 π 的多次再散射, 就能解释 K^+/π^+ 增强的实验事实.

2 模 型

文献[5]的 RQMD (相对论性量子分子动力学), 在描写核碰撞的强子运输过程方

面,是自我完整的,但处理 π 和 K 等初级粒子的产生,却很大程度地依赖于 Fritiof,特别是它的子程序 Jetset. 因此干脆用 Fritiof 作初级粒子产生器,以得到初级的 π 和 K 介子,这样既省去了描写核-核碰撞前期过程的麻烦,也无须像[6]那样对初级 π 和 K 作假设. 所用的 Fritiof 版本,详见[9].

K^+/π^+ 增强的实验^[10]是 14.6A GeV/c Si 与 Au 的中心碰撞. 为研究再散射对 K^+/π^+ 的效应,把初级 π 和 K 均匀地布置在弹核 Si 对心地穿过靶核 Au 时所截下的几何柱体内(注意, Fritiof 计算不能提供介子的空间位置). 假设能与其相碰的残留核子(领头核子、旁观者核子和强子化后核子等)的数目等于靶核子数;残留核子是均匀地分布在靶核的球几何内;残留核子的动量服从玻尔兹曼分布,即

$$f(p) = \text{const} \cdot \frac{p^2}{T^{3/2}} e^{-p^2/(2m_n T)}, \quad (1)$$

$$\langle p \rangle = \sqrt{2m_n T}, \quad (2)$$

式中 T 是核温度(以 GeV 为单位), m_n 是核子质量, $\langle p \rangle$ 是平均核子动量(以 GeV/c 为单位).

由以上给的 π 和核子的各种分布及两粒子(指 π 或核子,因为 K 的再散射可以忽略)间最小逼近距离必须满足的条件

$$d_{\min} \leq \sqrt{\sigma_{\text{tot}}/\pi}, \quad (3)$$

(这里 σ_{tot} 是 πn 或 $\pi\pi$ 总截面,取为 $\sigma_{\text{tot}}^{\pi n} = 2.5\text{fm}^2$, $\sigma_{\text{tot}}^{\pi\pi} = 1.0\text{fm}^2$), 就可构成粒子的碰撞表.

接着要从初始碰撞表挑出碰撞时间最短者,执行所挑的碰撞,然后更新碰撞表. 更新碰撞表,先要从原碰撞表中去掉那些碰撞对,其中有一粒子是属当前碰撞对的粒子(设为 i, j). 接着要加进所有可能的新碰撞对,它们是由 i (或 j) 和另一粒子(来自粒子表但不是 i 或 j) 构成并满足条件(3). 如此反复,直至碰撞表空了为止.

因关心的是 π 再散射对 K^+/π^+ 的效应,只考虑 πn 和 $\pi\pi$ 碰撞,具体是 πn 还是 $\pi\pi$ 由相应总截面随机抽样决定. 对于任一碰撞事件,只考虑最重要的有关 K^+ 产生的 $2 \rightarrow 2$ 的下述非弹性散射过程:

$$\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-, \quad \pi^+\pi^0 \rightarrow K^+\bar{K}^0, \quad \pi^0\pi^0 \rightarrow K^+K^-; \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \pi^+p &\rightarrow K^+\Sigma^+, & \pi^+n &\rightarrow K^+\Sigma^0, & \pi^+n &\rightarrow K^+\Lambda; \\ \pi^-p &\rightarrow K^+\Sigma^-; \\ \pi^0p &\rightarrow K^+\Lambda; & \pi^0p &\rightarrow K^+\Sigma^0, & \pi^0n &\rightarrow K^+\Sigma^-. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

若碰撞事件是 $\pi\pi$, 那么式(4)所列的三个具体过程各有其发生的几率(即相应过程的截面和 $\sigma_{\text{tot}}^{\pi\pi}$ 的比值),以其为权重统计 K 的产生. 再用一个随机数与相应的 $\pi\pi \rightarrow KK$ 具体过程截面的比较,判断一下该 $\pi\pi \rightarrow KK$ 的过程是否真的发生. 若是,则此运输历史即告结束(因为不考虑 K 的再散射). 若否,运输历史就继续,即执行此 $\pi\pi$ 碰撞,求出碰撞后两个 π 的状态(这儿为简单计,按弹性散射处理),所有粒子都按其牛顿轨迹走一段时间(等于前面抽出的最小碰撞时间),再更新粒子表,更新碰撞表……. 对于 πn 事件亦然. $\pi\pi \rightarrow KK$ 的截面均设为 0.05fm^2 ^[6], 而 $\pi n \rightarrow K^+Y$ (Y 指 Λ 或 Σ) 截面,则采用

[11]的同位旋平均的参数化形式。

对于(4)或(5)中的任一具体过程,由质心能量 \sqrt{s} 和动量质心系中粒子能量和动量的表达式^[12],就可得到 K^+ 的能量和动量的模。至于动量的方向,假设 πn 生成的 K^+ 其动量沿入射 π 的方向,而 $\pi\pi$ 生成的 K^+ 其动量方向由 4π 均匀抽样^[6]。

3 结果与讨论

结果列于表 1 中。由结果的分析得知: 第一,在冷的 ($T = 0$) 和静的 (核子动量 $p_n = 0$, 即[6]考虑的情形) 残留核系统情形下,由于阈能效应拒绝了大部分 K^+ 产生过程,致使 K^+/π^+ 增强不及实验结果。第二,只有考虑多次再散射,而且假设残留核系统是热的(实际上就该这样),在合理的温度参数 ($T \sim 150\text{MeV}$) 下, K^+/π^+ 增强的实验数据 ~ 0.20 ^[10],完全可以被解释。第三,光有多次再散射(而 T 近于 0 或 $p = 0$), 或者 $T \approx 0$ ($p \approx 0$) 但只有一次再散射,都无法解释实验。进一步要研究 $\pi\pi \rightarrow KK$ 截面的效应、不同形成时间 τ (现结果是 $\tau = 0$) 的效应、残留核系统密度的效应、以及手征对称恢复的效应等,这些都在进行之中。

表 1 K^+/π^+ 比值

再散射	无	一次	多次	多次	一次	多次	多次	多次	实 验
$T(\text{MeV})$	静态	静态	静态	1	100	100	150	200	
K^+/π^+	0.049	0.063	0.069	0.077	0.069	0.21	0.24	0.26	0.24 ± 0.05
K^-/π^-	0.012	0.021	0.022	0.022	0.019	0.027	0.029	0.029	$0.04^{+0.04}_{-0.02}$

$$\sigma_{\pi\pi \rightarrow KK} = 0.5\text{mb}$$

作者感谢赵维勤教授的有益讨论,感谢丁林凯教授提供了 Fritiof 程序。

参 考 文 献

- [1] L.H. Xia and C.M. Ko, *Phys. Lett.*, **B222**(1989)343; C.M.Ko, Z.G. Wu, L.H. Xia and G.E. Brown, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991)2577.
- [2] B.L. Friman, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989)161c.
- [3] J. Cleymans, H. Satz, E. Suhonen and D.W. von Oertzen, *Phys. Lett.*, **B242**(1990)111.
- [4] C.M.Mader, W. Bauer and G.D. Westfall, *Phys. Rev.*, **C45**(1992)2438.
- [5] R. Mattiello, H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989)1459.
- [6] Chao Weiqin, Gao Chongshou and Zhu Yunlun, *Nucl. Phys.*, **A514**(1990), 734.
- [7] 任江龙,高能物理和核物理,**16**(1992)44.
- [8] B. Nilsson Almqvist and E. Stenlund, *Comput. Phys. Comm.*, **43**(1988)387.
- [9] 王仲奇,“Fritiof程序的移植和开发”,计算物理(待发表).
- [10] Y. Miake and G.S.F. Stephans, *Z. Phys.*, **C38**(1988)135.
- [11] P.Koch, B. Müller and J.Rafeiski, *Phys. Rep.* **142**(1986)167.
- [12] R.Hagedorn, *Relativistic kinematics, a guide to the kinematic problems of high-energy physics*, New York, Benjamin, 1963.

Hadronic Transport Model Explanation of K^+/π^+ Ratio in Relativistic Nucleus-nucleus Collisions

Wang Zhongqi Sa Benhao Song Guang Lu Zhongdao
Zhang Xiaoze Zheng Yuming

(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Received on March 2, 1993

Abstract

We propose a simple hadronic transport model for investigating the K^+/π^+ ratio in relativistic nucleus-nucleus collisions and point out that the thermal motion of baryons and multiple rescattering effect play an important role in the enhancement of K^+/π^+ ratio. The experimental data of enhancement of K^+/π^+ ratio could be explained within a reasonable temperature parameter ($\sim 150\text{MeV}$).

Key words enhancement of K^+/π^+ ratio, transport model, thermal motion of nucleon, multiple rescattering.