

重离子碰撞中 K 介子和 π 介子产生的 统一动力学模拟

储自力 郑玉明 王 飞 萨本豪 陆中道

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1995-05-18 收稿

摘 要

用 RVUU 模型统一地研究了重离子碰撞中产生的 K 介子和 π 介子的动力学过程. 考虑了 K 产生和输运过程的介质效应, 同时, 计入了 π 在核物质中的传播. 用它模拟了每核子 1GeV 入射能量的重离子碰撞中 π 产生和阈下 K 产生过程. 讨论了核介质效应对 π 末态性质的影响, 以及对 K 末态性质的联带影响. 计算结果表明, 吸引的 π 光学势, 影响了末态 π 动量分布, 使横动量分布中具有小动量的 π 产额增大, 同时明显增大了 K 的产额, 改变了 K 的动量分布. 这说明要合理地评价重离子碰撞的探测信息, 需要统一地研究 K 和 π 的这些末态动力学作用.

关键词 重离子碰撞, 动力学模拟, 横动量谱.

1 引 言

研究中高能重离子碰撞的主要目标之一是探测高温和高密的核物态方程. 重离子碰撞中产生的 K 介子被建议作为碰撞早期阶段中形成的高温和高密核物质的敏感探针之一^[1-6]. 最近的 RVUU 模拟研究表明^[6, 20], K 的矢量势和 K 与核子的末态重散分别地改变末态 K 能谱, 总效应导致了据有大动量的产额增加. 然而, 在重离子碰撞以前的输运模型描述中, 通常把 π 作为自由粒子处理, 或者单独考虑 K 的动力学过程, 忽略了 π 的动力学过程对 K 的末态性质的影响.

在重离子碰撞后期的输运过程中, 直接相互作用对 K 末态性质有很大影响, 同时某些间接作用也不可忽视. 末态 π 粒子的介质效应就是其中之一, 碰撞的重离子产生高温高密碰撞中心, 还产生大量的新粒子, 受环境影响, 不能把它们视为自由粒子. 本文采用光学势模拟核物质对 π 粒子的作用, 通过 RVUU^[7-9] 模拟每核子 1GeV 的重离子碰撞. 研究发现, 光学势的吸引作用使 π 谱小动量部分增强, 而且增加了 Δ 粒子的密度和 K 粒子数, 使 K 谱略微抬高. 以前的研究表明, 主要反应道为 $\Delta N \rightarrow YBK$ 的阈下 K 产生对 Δ 粒子密度相当敏感, 这与我们的结果是一致的. 结果表明, 要得到真实可靠的探测信息, π 粒子的介质效应是不能忽略的.

2 RVUU 模型描述

从量子强子动力学出发, 在一定的近似下, 可导出对于核子相空间分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)$ 的输运方程^[9]:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)}{\partial t} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*) + \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt}\right) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*) = I_c, \quad (1)$$

式中, I_c 是碰撞项.

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\mathbf{p}^*}{e^*}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla_{\mathbf{r}} \left[e^* + \left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2 \rho_B \right], \quad (3)$$

核子的能量 $e^* = \sqrt{m^{*2} + \mathbf{p}^{*2}}$, $m^* = m - g_\sigma \langle \sigma \rangle$ 和 $\mathbf{p}^* = \mathbf{p} - \left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2 \vec{\rho}_V$ 分别为核子的有效质量和有效动量, m 和 \mathbf{p} 是核子在自由空间的质量和动量. g_σ 和 g_ω 分别为核子对于标量 (σ) 和矢量 (ω) 介子的耦合常数. 标量介子的期望值 $\langle \sigma \rangle$ 与核子的标量密度 ρ_s 的关系为:

$$m_\sigma^2 \langle \sigma \rangle + b \langle \sigma \rangle^2 + c \langle \sigma \rangle^3 \approx g_\sigma \rho_s, \quad (4)$$

m_σ 和 m_ω 分别为标量和矢量介子的质量, ρ_B 为重子数密度, $\vec{\rho}_V$ 是流密度, 并有:

$$\rho_B(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 \mathbf{p}^*}{(2\pi)^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*), \quad (5)$$

$$\rho_s(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 \mathbf{p}^*}{(2\pi)^3} \frac{m^*}{e^*} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*), \quad (6)$$

$$\vec{\rho}_V(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 \mathbf{p}^*}{(2\pi)^3} \frac{\mathbf{p}^*}{e^*} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*). \quad (7)$$

RVUU 方程用试探粒子方法求解^[10], 即每个核子用一组试探粒子代替, 而单体相空间分布函数由相空间这些试探粒子的分布给出. Vlasov 方程, 即(1)式左边的解, 等价于对所有试探粒子经典运动方程(2, 3)式的解. (1)式中的碰撞项

$$\begin{aligned} I_c = & \int \frac{d^3 \mathbf{p}_3^*}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \mathbf{p}_4^*}{(2\pi)^3} \int d\Omega_v \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta^3(\mathbf{p}^* + \mathbf{p}_2^* - \mathbf{p}_3^* - \mathbf{p}_4^*) \cdot \\ & \{ f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3^*) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4^*) \cdot [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)] \cdot [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2^*)] - \\ & f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2^*) \cdot [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3^*)] \cdot [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4^*)] \}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中, v 是相碰撞核子之间的相对速度. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 是微分截面, 这里采用在自由空间中同

位旋平均的核-核截面^[11]. 考虑了弹性道 $B_1 B_2 \rightarrow B_1 B_2$ 和非弹性道 $B_1 B_2 \rightarrow B_1' B_2'$; B_i 和 B_i' ($i=1,2$) 表示核子或 Δ . 对于 $N\Delta \rightarrow NN$ 的截面, 由细致平衡原理给出. 两个 Δ 之间的弹性截面假设与相同质心能量 \sqrt{s} 的 NN 弹性截面相同. Δ 的平均场取与核子的相似. 并计入了 π 介子的自由度, 即 $\Delta \leftrightarrow \pi N$ ^[12].

当两个重子之间距离小于 $\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$ (其中, σ 是两个重子的相互作用截面) 时, 它们之

间发生一次碰撞. 碰后, 粒子的方向依角分布以统计的方式改变. 碰撞只准沿着相同模拟中的粒子发生, 但平均核密度和流则用系综中所有粒子计算.

3 重离子碰撞中 K^+ 介子的产生

对于自由空间中阈下 K^+ 产生能量的核碰撞, K^+ 产生的主要过程是 $B_1 B_2 \rightarrow NAK$. 对于 $NN \rightarrow NAK$, 在单 π 交换模型中算得的截面可参数化为如下形式^[13]:

$$\sigma_{NN \rightarrow NAK}(\sqrt{s}) = 0.072 \frac{p_{\max}}{m_K}, \quad (9)$$

式中, s 为质心系总能量平方, 最大 K^+ 动量 p_{\max} 由下式给出:

$$p_{\max} = \sqrt{\frac{[s - (m_N + m_\Lambda + m_K)^2][s - (m_N + m_\Lambda - m_K)^2]}{4s}}, \quad (10)$$

m_K 和 m_Λ 分别为 K^+ 和 Λ 粒子在自由空间中的质量. 上面参数化公式能合理地描写可用的实验数据.

对于 $N\Delta \rightarrow NAK$ 和 $\Delta\Delta \rightarrow NAK$ 的截面, 由下式给出:

$$\sigma_{N\Delta \rightarrow NAK}(\sqrt{s}) = 0.75 \sigma_{NN \rightarrow NAK}(\sqrt{s}), \quad (11)$$

$$\sigma_{\Delta\Delta \rightarrow NAK}(\sqrt{s}) = 0.50 \sigma_{NN \rightarrow NAK}(\sqrt{s}), \quad (12)$$

从可用数据, 在重子-重子作用中产生的 K^+ 动量谱被参数化如下^[1]:

$$\frac{Ed^2\sigma(\sqrt{s})}{p^2 dp d\Omega} = \sigma(\sqrt{s}) \frac{E}{4\pi p^2} \frac{12}{P_{\max}} \left(1 - \frac{p}{P_{\max}}\right) \left(\frac{p}{P_{\max}}\right)^2, \quad (13)$$

由于重子-重子作用中产生 K^+ 的几率小, 故阈下能量的核碰撞中的 K^+ 产生可被微扰地处理. 于是, 碰撞动力学不受产生的 K^+ 影响. 当一对重子-重子碰撞的能量在 K^+ 产生的阈上时, 就在重子-重子质心系中以(13)式给出的动量分布, 各向同性地产生. 由能动量守恒, 末态核子和 Λ 的动量, 除其夹角外, 被完全地确定.

对每个给定的碰撞参数 b , 在核-核质心系中的不变双微分 K^+ 多重性由下式算出.

$$\frac{Ed^2N(b)}{p^2 dp d\Omega} = \sum_{\text{conf.}} \frac{1}{\sigma^{\text{tot}}} \frac{E'}{p'^2} \frac{d^2\sigma(\sqrt{s})}{dp' d\Omega'} \int \frac{d\Omega}{4\pi} [1 - f(r, p_N, t)], \quad (14)$$

其中, 求和是对所有重子-重子碰撞进行的, K^+ 产生截面是在重子-重子质心系中计算的. 因子 $[1-f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_N, t)]$ 是核-核质心系中具有动量 \mathbf{p}_N 的末态核子的可用空间. 核子和 Λ 之间夹角的任意性由对此角度的积分计入. 这里略去了对 Λ 的相空间因子, 因为系统中 Λ 粒子极少.

在重离子碰撞中 K^+ 产生的不变双微分截面由碰撞参数的求和得到, 即

$$\frac{Ed^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = 2\pi \int b db \frac{E}{p^2} \frac{d^2N(b)}{dp d\Omega}. \quad (15)$$

4. K^+ 介子在核物质中的传播和重散射

在以前的研究中, 产生的 K^+ 介子通常作为自由粒子处理. 最近 Nambu-Jona-Lasinio 模型被用来研究介质中的 K^+ 性质^[14], 结果表明, 介质对 K 性质的修正对重离子碰撞中 K 的产生有很大影响^[6-8]. 因此, 为了合理地评价 K 能谱和角分布, 计入产生的 K 介子与核子的末态作用是很有必要的.

由于明显的手征破缺, 核物质作为一个有效标量场作用在 K 介子上^[15,16]

$$L_s \approx \frac{\sum^{KN}}{f_K^2} \bar{N} N \bar{K} K, \quad (16)$$

其中, $f_K \approx 93 \text{ MeV}$ 是 K 的衰变常数, \sum^{KN} 是 KN 的 sigma 项. 它给出吸引的相互作用. 手征拉氏量中还存在一个矢量相互作用项,

$$L_v \approx -\frac{3i}{8f_K^2} N^+ N \bar{K} \vec{\partial}_i K, \quad (17)$$

它给出作用于 K 的排斥的相互作用.

通过把拉氏量中这种标量和矢量相互作用合并到 K 的质量项中, 得到介质中 K 的有效质量为:

$$m_K^* \approx m_K \left(1 - \frac{\sum^{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_s + \frac{3}{4f_K^2 m_K} \rho_B \right)^{1/2}, \quad (18)$$

其中 ρ_s 和 ρ_B 分别由方程(6)和(5)给出. 介质中 K 的质量主要取决于 f_K 和 \sum^{KN} 的数值. \sum^{KN} 由下式给出

$$\sum^{KN} = \frac{1}{2} (m_u + m_s) \langle N | \bar{u}u + \bar{s}s | N \rangle, \quad (19)$$

式中, m_u 和 m_s 分别为 u 和 s 夸克的质量. 由于核子的奇异性成份有极大的不确定性^[17], 故 \sum^{KN} 的值不能很好地确定. 但是, 可以分别取 $\langle N | \bar{s}s | N \rangle = \langle N | \bar{u}u | N \rangle$ 和 $\langle N | \bar{s}s | N \rangle = 0$, 来得到 \sum^{KN} 的下限和上限. 由 $m_s = 25 \frac{m_u + m_d}{2}$ 和 $\sum^{KN} = \frac{m_u + m_d}{2} \cdot \langle N | \bar{u}u +$

$\bar{d}d | N \rangle \approx 46 \text{ MeV}$, 得到 $300 \text{ MeV} \leq \sum^{KN} \leq 600 \text{ MeV}$. 当 $f_K \approx 93 \text{ MeV}$ ^[18] 和 $\sum^{KN} \approx 350 \text{ MeV}$ 时, 介质中的 K 质量随密度略微上升. 这与自由空间中 KN 散射长度是小负值的事实

是一致的.

由于核介质中平均场的作用, K 的运动与核子的相似. 用试探粒子表示一个 K 介子, 它的运动可以用类似于(2, 3)式的如下方程给出

$$\frac{dr_K}{dt} = \frac{p_K^*}{e_K^*}, \quad (20)$$

$$\frac{dp_K}{dt} = -\nabla_{r_K} e_K^*, \quad (21)$$

其中 K 的能量 $e_K^* = (m_K^2 + p_K^2)^{1/2}$.

产生的 K 与核子的末态重散射的计算与文献[6]的相同, 采用我们提出的 K 产生增强法来处理. 即, 人为地允许在每个 K 产生阈上的重子-重子碰撞中产生 N_K 个 K 介子, 每个 K 携带一个由 K 产生截面与重子-重子总截面的比率给出的产生几率; 这些 K 介子的运动, 遵循经典运动方程(20—21)式; 象核子一样, 当一个 K 介子同某一个

粒子之间距离小于 $\sqrt{\frac{\sigma_{KN}}{\pi}}$ (其中 K 介子-核子总截面 $\sigma_{KN} \approx 10\text{mb}^{[9]}$) 时, 它同此核子相碰撞. 碰后, K 的方向取为各向同性地分布. 因为, K-N 作用主要是 S 波作用. 由于 K 产生被微扰地处理, 它对核子的动力学的影响被略去. 因此不允许核子动量在某一 K-N 作用中改变; 为了得到最后的 K 介子谱, 我们用上面引进的产生几率作为权重求和, 并用 N_K 除以这个和.

5 π 介子在核物质中的光学势及动力学性质

在核物质中, π 介子的光学势由两部分组成. 虚部为非弹性吸收部分, 在每核子 1 GeV 的能量下, 这部分主要是 $N + \pi \rightarrow \Delta$ 反应, 我们用实际粒子碰撞的方法, 模拟这种反应过程; 实部代表 π 介子在核物质中的折射. 因此, 可以把 π 介子在核物质中非吸收时的输运过程视为它在光学势所提供的场中运动.

同时考虑一级和二级光学势, 并取同位旋平均, 则 π 的光学势为如下形式^[21],

$$U_\pi(\rho_B) = U^{(1)}(\rho_B) + U^{(2)}(\rho_B) + U_{\text{abs}}(\rho_B), \quad (22)$$

其中 ρ_B 是重子数密度, 第三项是真吸收项, 把前两项参数化后其实部为如下形式,

$$U_\pi(\rho_B) = a_\pi(\rho_B + \frac{1}{2k} \nabla^2 \rho_B), \quad (23)$$

式中参数 a_π 的值由 πN 散射振幅决定, k 为 π 介子的动量. 在重离子碰撞模拟中, 密度分布是直接计算各点的粒子数得到的, 只有时空格点化密度很高时, 才能有效地计算 $\nabla^2 \rho_B$ 项. 我们略去此项, 只保留与密度成正比的第一项作为光学势的近似.

$$U_\pi(\rho_B) = a_\pi \rho_B. \quad (24)$$

在光学势的作用下, 核物质中 π 介子的运动与核子的相似, 用试探粒子表示一个 π 介子, 它的运动可以用类似于(2,3)式的如下方程给出,

$$\frac{d\mathbf{r}_\pi}{dt} = \frac{\mathbf{p}_\pi}{e_\pi}, \quad (25)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_\pi}{dt} = -\nabla_{\mathbf{r}_\pi} U_\pi(\rho_B), \quad (26)$$

其中 π 的能量 $e_\pi = (m_\pi^2 + p_\pi^2)^{1/2}$.

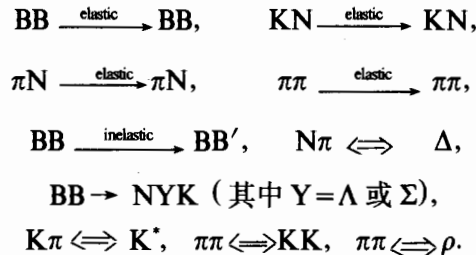
6 结果和讨论

我们计算了每核子 1GeV 入射能量的 Ar+Ca 反应中 K^+ 和 π 介子的产生. 在计算中, 采用了一组软的核态方程参数^[8]:

$$C_\omega = (g_\omega / m_\omega) m_N = 8.498, \quad C_\sigma = (g_\sigma / m_\sigma) m_N = 13.95, \\ B = b / (g_\sigma^3 m_N) = 1.99 \times 10^{-2}, \quad C = c / g_\sigma^4 = -2.96 \times 10^{-3}.$$

它对应于饱和密度为 0.16fm^{-3} 时, 核束缚能为每核子 15.96MeV, 核子的有效质量为 $0.83m_N$, 核的不可压缩系数为 200MeV. 取试探粒子数为 70, K 介子的增益数 $N_K = 40$.

模拟过程中包含以下几种反应道:



从图 1 中可以看出, 对于一定的人射动量 p_K , 重子数密度的增加导致光学势下降, 所以光学势代表的平均场向高密度区吸引 π 介子. 这个光学势的参数是从实验拟合得到的, 通过模拟看出, 此光学势并不导致 π 介子凝聚.

每核子 1GeV 入射能量的 Ar+Ca 对头碰 ($b=0\text{fm}$) 中, 碰撞中心的重子数密度与 Δ 、 π 和 K^+ 粒子的丰度随时间的演化过程在图 2 中绘出. 图中清楚地显示出, 考虑 π 介子的介质效应后, K 的产额增加了. 这是因为光学势向高密度中心吸引 π 介子, 使其在中心处的密度增大, 从而加大了 π 介子与 N 的碰撞次数, 增加了 Δ 数量. 由于阈下 K 产生的主要渠道是两步过程^[2], 因此 K 的丰度对 Δ 密度很敏感, 它随着 Δ 密度的增大而增加.

图 3 给出了与图 2 相同反应的碰撞中心的重子数密度和 ρ 粒子的丰度随时间的演化过程. 从图中清楚地看出, 加入 π 的平均场后, ρ 粒子的产额增大了(图 3 中虚线), 其原因也是 π 介子密度的增大.

上述反应中各反应道对 K 产生的贡献表示在图 4 中. 从中看出, 加入 π 平均场后, 通过两步过程的反应道 ($\text{N}\Delta \rightarrow \text{BYK}$) 产生 K 的几率明显增大了, 从而相应地增大了 K 的总产生几率.

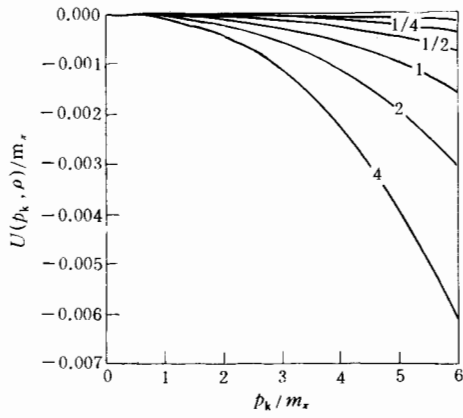


图1 对于不同的重子数密度, π 光学势随 π 入射动量的变化
图中数值表示 π 介子所在位置的核密度 ρ 与基态核密度 ρ_0 的比值.

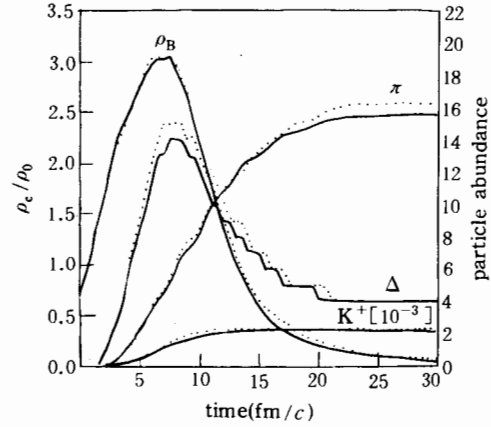


图2 每核子 1GeV 入射能量的 Ar+Ca 对头碰撞中碰撞中心重子数密度(图左边)与 Δ 、 π 和 K^+ 粒子丰度(图右边)的时间演化过程
图中实线和虚线分别表示没有和具有平均场的结果.

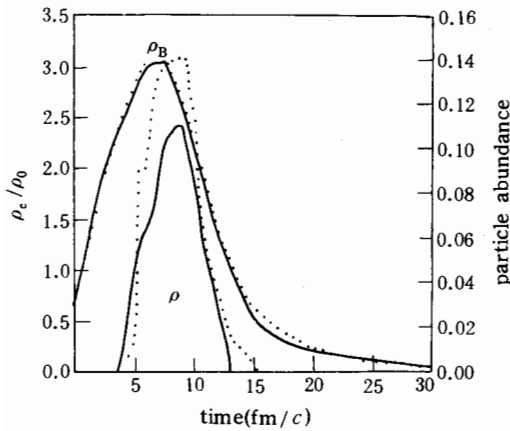


图3 与图2 相同反应的碰撞中心密度和 ρ 粒子丰度的时间演化过程
图中实线和虚线分别表示没有和具有平均场的结果.

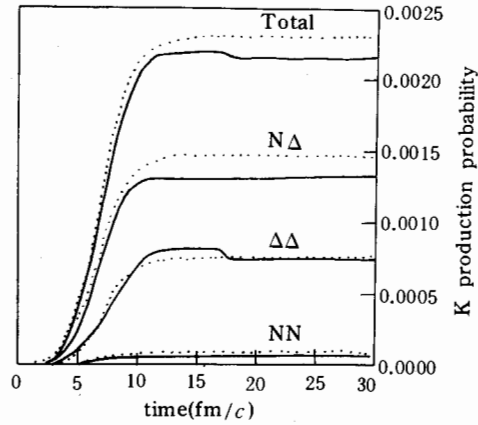


图4 每核子 1GeV 入射能量的 Ar+Ca 对头碰撞中不同反应道对 K^+ 产生几率的贡献
图中实线和虚线分别表示没有和具有平均场的结果

图5中给出了每核子 1GeV 入射能量的 Ar+Ca 反应中产生的 K^+ 的不同实验室系角度的动量谱. 加入平均场后, 谱线略微抬高, 而且大角度谱升高的略微多些, 但其形状基本不变.

每核子 1GeV 入射能量的 Ar+Ca 反应中在快度 $Y=0.52 - 0.84$ 范围内的中性 π 介子(π^0)的横动量谱在图6中给出. 图中实线和虚线分别表示没有和具有 π 平均场的结果, 菱形符号是实验数据^[22]. 从图中看出, 加入 π 平均场后, 小横动量区域的截面增大了, 更接近实验值. 这是由于, 光学势减小了 π 介子飞离碰撞中心的速度.

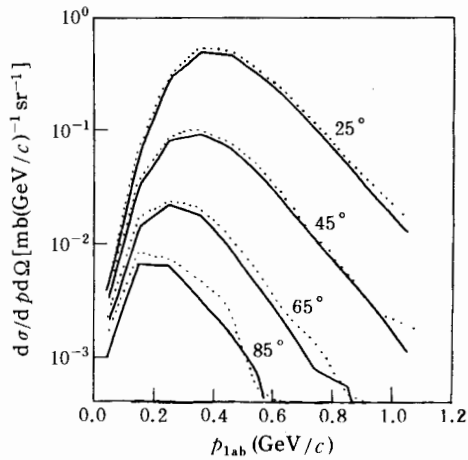


图5 每核子1GeV入射能量的Ar+Ca反应中不同实验室系角度的 K^+ 动量谱
图中实线和虚线分别表示没有和具有平均场的结果。

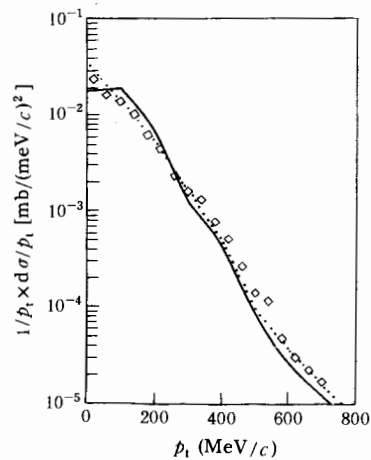


图6 每核子1GeV入射能量的Ar+Ca反应中在快度为 $Y=0.52-0.84$ 范围内的 π^0 横动量谱
图中实线和虚线分别表示没有和具有平均场的结果。

综合以上结果和讨论, 可以得出结论, 在模拟中加入核物质平均场对 π 介子的作用是很必要的, 它不但改变了 π 介子的末态性质, 还影响了 K 介子的末态性质. 只有统一地模拟 π 和 K 的末态过程, 才能正确地分析和理解重离子碰撞中所给出的信息.

由于计算条件的限制, 试探粒子的数目不能太大, 从而限制了过程中重子数密度计算的精确性. 因此, 不能有效地计算光学势的空间导数项. 采用近似的方法引入光学势, 只能定性地得出一些结论. 如何全面地模拟平均场对 π 介子的影响, 还需要进一步的研究.

作者对姜焕清教授提供的许多帮助表示感谢.

参 考 文 献

- [1] J. Randrup, C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A343**(1980)519; **A411**(1983)537.
- [2] J. Aichelin, C. M. Ko, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985) 2661.
- [3] W. Zwermann, B. Schurmann, *Nucl. Phys.*, **A423**(1984) 525.
- [4] W. Cassing, W. Metag, U. Mossel *et al.*, *Phys. Rep.*, **188**(1990) 363;
A. Lang, W. Cassing, U. Mossel *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A541**(1992) 507.
- [5] G. Q. Li, S. W. Huang, T. Maruyama *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A537**(1992) 645.
- [6] 郑玉明, 柯治明, 方绪珊, 科学通报, **39**(1994) 120; *Chinese Science Bulletin*, **39**(1994) 1074.
- [7] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li *et al.*, *Phys. Rev.*, **C49**(1994) R608.
- [8] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A575**(1994)766.
- [9] C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A495**(1989)321c.
- [10] C. Y. Wong, *Phys. Rev.*, **C25**(1982) 1461.

- [11] J. Cugnon, D. Kinet, J. Vandermeullen, *Nucl. Phys.*, **A352** (1981) 505.
- [12] L. Xiong, C. M. Ko, J. Q. Wu, *Phys. Rev.*, **C42** (1990) 2231.
- [13] J. Q. Wu, C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A499** (1989) 810.
- [14] M. Iutz, A. Steiner, M. Weise, *Phys. Lett.*, **B278** (1992) 29; W. Weisse, *Nucl. Phys.*, **553** (1993) 59c.
- [15] D. B. Kaplan, A. E. Nelson, *Phys. Lett.*, **B175** (1986) 57;
A. E. Nelson, D. B. Kaplan, *Phys. Lett.*, **B192** (1987) 193.
- [16] G. E. Brown, K. Kubobera, M. Rho, *Phys. Lett.*, **B193** (1987) 273.
- [17] C. W. Wong, D. Vuong, K. C. Chu, *Nucl. Phys.*, **A515**(1990) 686.
- [18] G. E. Brown, C. M. Ko, K. Kubodera, *Z. Phys.*, **A341** (1992) 301.
- [19] C. Dover, G. E. Walker, *Phys. Rep.*, **89** (1982) 1.
- [20] 储自力、郑玉明、萨本豪等, 高能物理与核物理, **19**(1995) 361.
- [21] 邹冰松、姜焕清, 高能物理与核物理, **12** (1988) 627.
- [22] O. Schwalb *et al.*, *Phys. Lett.*, **B321** (1994) 20.

Unified Dynamical Simulation of Kaon and Pion Production in Heavy Ion Collisions

Chu Zili Zheng Yuming Wang Fei Sa Benhao Lu Zhongdao

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

Received 18 May 1995

Abstract

The RVUU model is used to study dynamical processes of the kaon and pion produced in heavy ion collisions. We include the nuclear medium effect on kaon and pion in the model, and simulate pion production and kaon subthreshold production process in heavy ion collisions at 1 GeV/nucleon. The calculated results show that the attractive pion optical potential changes the final pion momentum spectrum, increasing transverse momentum spectrum at the low momentum region. At the same time it also apparently enhances kaon abundance and modifies kaon momentum distribution. It illustrates that both kaon and pion final state dynamic processes should be considered in order to make a reasonable comment on the signals in heavy ion collisions.

Key words heavy ion collision, dynamical simulation, transverse momentum spectra.