

文章编号: 1007-4627(2011)04-0408-08

K 介子协变动力学及其准粒子模型的性质*

王艳艳¹, 朱玉兰¹, 邢永忠^{2, #}, 郑玉明^{2, 3}

(1. 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710062;

2. 天水师范学院物理学与信息科学学院, 甘肃 天水 741000;

3. 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 简要综述了中高能重离子碰撞中 K 介子的产生及研究进展。重点介绍了 K 介子协变动力学模型, 并在此框架内分析了中高能重离子碰撞中 K^+ 介子以及与其伴随产生的 Δ 超子的集体流特征。结果表明: 协变动力学模型能够很好地给出 K^+ 介子和 Δ 超子的微分直接流。相对而言, 软势给出的集体流与实验值符合更好。同时, 通过对不同输运模型中 K 介子准粒子模型的基本属性进行对比分析, 明确了协变动力学模型中 K 介子准粒子模型的质量及能量随核物质密度的变化特征, 以及周围核子的运动对于 K 介子基本属性的影响。

关键词: K 介子; 协变动力学; 准粒子模型; 基本属性

中图分类号: O562.5 **文献标志码:** A

1 引言

研究重离子碰撞过程中粒子的产生及其在极端条件下的核物质中的性质是中高能核物理的一个十分重要的课题。在过去的几十年中, 人们已经从实验和理论两个方面对中高能重离子碰撞中 π , K 介子及 Δ , Σ , Ξ 超子等粒子的产生及其性质进行了深入研究^[1-4]。不仅对这些粒子在反应过程中的产生条件及其基本属性有了深刻的认识^[5-7], 而且通过对反应中所产生粒子的测量与分析, 揭示出了重离子碰撞过程的一系列动力学规律。K 介子就是人们在实验室里依靠中高能重离子碰撞而得到的粒子之一^[8]。研究中高能重离子碰撞中 K 介子的产生及其性质的主要目的在于: (1) 认识 K 介子的产生条件及其基本属性; (2) 通过对 K 介子的测量来推测极端条件下核物质的基本相互作用与核物质状态方程; (3) 通过对 K 介子的测量来推断反应动力学。K 介子在高密核物质中的性质及其衰变与手征对称性的自发破缺及恢复密切相联^[9-12]。因此, 研究重离子碰撞中 K 介子的产生信息及其性质有助于揭示手征对称性这一微观相互作用的基本规律。同时,

K 介子与周围物质的相互作用性质还与天体的形成和演化有着密切的联系。

经过多年的研究, 人们已经明确: (1) 形如 $N + N \rightarrow N + Y + K^+$ 的反应是产生 K^+ 介子最容易的途径^[13], 其中 N 代表核子, Y 为超子(对于这样的反应, K^+ 介子的产生阈能为 1.58 GeV/u, 远高于 π 介子的产生阈能。); (2) 由于重离子碰撞过程中核物质高度压缩, 这种高密度效应会使 K 介子的产生阈能有所降低, 从而导致 K 介子在低于其阈能值的入射能量下产生; (3) 介质效应会使 K 介子的产生条件、等效质量和宽度等基本属性与其在自由空间中时大不相同^[14-15]; (4) K^+ 介子在核物质中要受到相对较强的排斥势, 此力的作用效果使得 K^+ 介子的质量有所增大, 从而使其产额相对减少。与此相反, K^- 介子在核物质中要受到相对较强的吸引势, 因而与不考虑介质效应的值相对比, K^- 介子在核物质中其质量要减小, 产额会增大^[16]。然而, 由于目前人们对于重离子碰撞的动力学过程和极端条件下核物质相互作用认识的不完全性, 以及相关实验数据的有限性等因素, 一方面, 上述已有的知识需要人们进一步去验证与深化, 另一方面, 许多现

* 收稿日期: 2011-01-07; 修改日期: 2011-04-08

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10575075)

作者简介: 王艳艳(1981—), 女, 山西临县人, 硕士, 从事重离子碰撞理论研究。

通讯联系人: 邢永忠, yzxing_yh@yahoo.com.cn

象还有待进一步去探索与解释。因此,研究重离子碰撞过程中 K 介子的产生以及极端条件下 K 介子的基本属性仍是当前中高能核物理的一个重要课题。

K 介子协变动力学是用于模拟 K 介子在极端条件下的核物质中演化的模型之一,其主要特点在于描述 K 介子演化的动力学方程满足了相对论协变性要求。为此,在 K 介子的协变动力学中,对 K 介子的准粒子模型作了新的定义。近年来,Fuchs 和郑玉明等^[17-20]已经利用这样的模型研究了中高能重离子碰撞中 K 介子的产生动力学并取得了一系列重要结果。最近,我们以 K 介子协变动力学为基础,对中高能重离子碰撞中所产生 K⁺ 介子的微分直接流进行了研究。同时,为了尽可能多地探索重离子碰撞的动力学性质,我们利用 K 介子协变动力学研究了伴随于 K⁺ 介子而产生的 Δ 超子流的特征,得到了与实验相符的结果。在 K 介子协变动力学模型的正确性得到充分肯定的基础上,鉴于一般的 K 介子准粒子模型定义于核物质相对静止的坐标系中,而协变动力学明显地包含了核子运动的空间部分,我们对于核子运动对 K 介子准粒子模型的质量与能量的影响做了细致分析,并与原有的准粒子模型做了比较^[21]。文中对这些研究成果做一简要综述。为此,本文第 2 部分主要介绍 K 介子的协变动力学;第 3 部分给出在 K 介子协变动力学的框架内,利用量子分子动力学(QMD)模型计算所得到的 K⁺ 介子以及伴随 K⁺ 介子而产生的 Δ 超子的集体流特征;第 4 部分给出了协变动力学中 K 介子准粒子模型的特征以及核子运动对 K 介子准粒子模型的质量与能量的影响;最后是结论。

2 K 介子的协变动力学模型简介

在强子层次上,描述重子八重态和赝标介子八重态的理论基础是 Kaplan-Nelson 所提出的 $SU_L(3) \times SU_R(3)$ 手征理论模型^[22],其拉格朗日密度的具体形式为

$$L = \frac{1}{4} f^2 \text{Tr} \partial^\mu \Sigma \partial_\mu \Sigma^+ + \frac{1}{2} f^2 \Lambda [\text{Tr} M_q (\Sigma - 1) + \text{h. c.}] + \text{Tr} \bar{B} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_B) B + i \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu [V_\mu, B] + D \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 [A_\mu, B] + F \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 [A_\mu, B] + \alpha_1 \text{Tr} \bar{B} (\xi M_q \xi +$$

$$\text{h. c.}) B + \alpha_2 \text{Tr} \bar{B} B (\xi M_q \xi + \text{h. c.}) + \alpha_3 [\text{Tr} M_q \Sigma + \text{h. c.}] \text{Tr} \bar{B} B, \quad (1)$$

其中:

$$V_\mu = \frac{1}{2} (\xi^+ \partial_\mu \xi + \xi \partial_\mu \xi^+) \text{ 和 } A_\mu = \frac{i}{2} (\xi^+ \partial_\mu \xi - \xi \partial_\mu \xi^+) \text{ 分别为矢量流和轴矢量流;}$$

$$\Sigma = \exp \left\{ \frac{2i\phi}{f_\pi} \right\} \text{ 与 } \xi = \sqrt{\Sigma} = \exp \left\{ \frac{i\phi}{f_\pi} \right\};$$

ϕ 和 B 分别为赝标介子八重态和重子八重态矩阵形式的波函数。为了研究 K 介子动力学,通常将式(1)中的介子场展开后保留到 $1/f_\pi^2$ 次项,并直接略去包含轴矢量的项,且只保留与 K 介子和核子有关的项。在这样的处理过程中,有两种不同的方法:

Li 等^[23]从式(1)出发,对于最后一项只考虑时间部分得:

$$L = \bar{N} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_N) N + \partial^\mu \bar{K} \partial_\mu K - m_N^2 \bar{K} K + \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \bar{N} N \bar{K} K - \frac{3i}{8f_\pi^2} \bar{N} \gamma^0 N \bar{K} \overleftrightarrow{\partial}_0 K. \quad (2)$$

Fuchs 等^[24]对式(1)整体考虑得:

$$L = \bar{N} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_N) N + \partial^\mu \bar{K} \partial_\mu K - m_N^2 \bar{K} K + \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \bar{N} N \bar{K} K - \frac{3i}{8f_\pi^2} \bar{N} \gamma^\mu N \bar{K} \overleftrightarrow{\partial}_\mu K. \quad (3)$$

在式(2)和(3)中,第一项描述的是核子的自由运动(Dirac 方程),第二项和第三项描述 K 介子的自由运动(Klein-Gordon 方程),最后两项分别为 KN 相互作用的标量和矢量拉氏量密度。其中:

$$K = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}, \bar{K} = (K^- \ K^0),$$

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \bar{N} = (\bar{p} \ \bar{n}),$$

$f_K = f_\pi \approx 93 \text{ MeV}$ 为 K 介子的衰变常数, Σ_{KN} 为 K-N 相互作用的标量项。分别从式(2)和(3)出发,利用欧拉-拉格朗日方程,可以得到两种不同形式的 K 介子的运动方程:

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu \pm \frac{3i}{4f_K^2} \rho_B \partial^0 + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S \right) \right] \varphi_{K^\pm}(x) = 0, \quad (4)$$

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu \pm \frac{3i}{4f_K^2} j_\mu^\mu \partial^\mu + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S \right) \right] \varphi_{K^\pm}(x) = 0, \quad (5)$$

其中: $\rho_B = \langle \bar{N}\gamma^0 N \rangle$ 为核子数密度; $j_\mu = \langle \bar{N}\gamma_\mu N \rangle$ 和 $\rho_s = \langle \bar{N}N \rangle$ 分别为核子的矢量密度和标量密度; 第二项的正负分别对应于 K^+ 介子和 K^- 介子。从式(5)出发, 可得到 K 介子在四维空间的协变运动方程:

$$\frac{dq^\mu}{d\tau} = \frac{k^{*\mu}}{m_K^*}, \quad (6)$$

$$\frac{dk^{*\mu}}{d\tau} = \frac{k_\nu^{*\mu}}{m_K^*} F^{\nu\mu} + \partial_\mu m_K^* \quad (7)$$

其中: $q^\mu = (t, \mathbf{q})$, $F^{\nu\mu} = \partial_\mu V^\nu - \partial_\nu V^\mu$ 。

实际上式(4)和(5)分别对应着 K 介子在高密核物质中的两种不同准粒子模型。为了便于讨论, 在以下的讨论中用下标 Li 标记式(4)中的 K 介子准粒子的相关量, 而用下标 Fu 标记与式(5)~(7)所对应的 K 介子协变动力学模型中 K 介子准粒子的相关量。于是 K^\pm 介子在核物质中的等效质量 $m_{K^+}^*$ 和 $m_{K^-}^*$ 会有两种不同的定义: 其一为

$$m_{Li}^* \equiv m_{K^\pm}^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_B}{8f_\pi^2}\right)^2} \pm \frac{3\rho_B}{8f_\pi^2} \quad (8)$$

及其在核物质中的能量:

$$\omega_{Li}^* \equiv \omega(\mathbf{k}, \rho_B) = \sqrt{m_K^2 + k^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_B}{8f_\pi^2}\right)^2} \pm \frac{3\rho_B}{8f_\pi^2}; \quad (9)$$

其二为式(5)所对应的 K^\pm 介子在核物质中的等效质量 $m_{K^+}^*$ 和 $m_{K^-}^*$:

$$m_{Fu}^* \equiv m_{K^\pm}^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + V_\mu V^\mu}。 \quad (10)$$

对于式(10)所定义的准粒子, 通过变换 $k_\mu^* = k_\mu \mp V_\mu$, 可以使核物质中的 K^+ 介子和 K^- 介子满足标准的 Klein-Gordon 方程:

$$[k_\mu^{*2} - m_K^2] \varphi_{K^\pm}(x) = 0。 \quad (11)$$

若以 \mathbf{u} 表示 K 介子所在处的核子相对于实验室系的运动速度, 则式(10)变为

$$m_{Fu}^* \equiv \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_B}{8f_\pi^2}\right)^2 (1 - \mathbf{u}^2)}。 \quad (12)$$

可以看出, 在 K 介子协变动力学模型中, K 介子的等效质量明显地依赖于核子的运动速度。 K^+ 介子

(对应于下式负号)或 K^- 介子(与下式正号相对应)的准粒子能量为

$$\begin{aligned} \omega_{Fu} &\equiv \omega(\mathbf{k}^\pm, \rho_B) \\ &= \left[m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_B}{8f_\pi^2}\right)^2 (1 - \mathbf{u}^2) + \left(\mathbf{k} \mp \frac{3\rho_B}{8f_\pi^2} \mathbf{u} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + V_0。 \end{aligned} \quad (13)$$

利用 QMD 模型^[25-26] 模拟重离子碰撞中核子的碰撞与输运, 同时, 按照式(6)和(7)处理所产生的 K 介子的演化, 并考虑 SIS 能区 K^+ 介子的下列产生道:

- (1) $NN \rightarrow BK^+ \Lambda$, (2) $N\Delta \rightarrow BK^+ \Lambda$,
- (3) $\Delta\Delta \rightarrow BK^+ \Lambda$, (4) $\pi N \rightarrow K^+ \Lambda$,
- (5) $\pi\Delta \rightarrow K^+ \Lambda$,

就构成了适合于研究 SIS 能区 K 介子产生与输运的协变动力学模型。由于 K^- 介子的产生能量较高, 所涉及到的反应道较多, 与核物质的相互作用更加复杂, 因此, 本文中仅给出 K^+ 介子以及与其伴随产生的 Λ 超子的集体流, 至于有关 K^- 介子的产生信息, 将另文讨论。

3 K^+ 介子与 Λ 超子的集体流特征

集体流是反映碰撞过程中粒子集体运动的可观测量, 被定义为动量空间中粒子数角分布的展开系数^[27-28]。其中, 在平面流为

$$V_1 = \left\langle \frac{\omega p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \right\rangle,$$

p_x, p_y, p_z 为粒子的动量分量, ω 为权重系数, 对于类弹粒子 $\omega = +1$, 而对于类靶粒子 $\omega = -1$ 。上式如果对快度

$$Y^{(0)} = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{E + p_z}{E - p_z} \right|$$

积分, 则可以得到直接流的横动量关系, 也称为微分直接流^[29-30]。

利用上述模型, 我们计算了入射能量为 $E = 1.93$ AGeV 和 $b = 2.0$ fm 的 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 碰撞中产生的 K^+ 介子在不同的快度区内的直接流的横动量分布, 结果在图 1 中给出。图中不连续的方块是 KaoS 实验数据^[32], 实线与点线分别对应于软势与硬势的计算结果。可以看出, 在协变动力学模型

中,无论是硬势还是软势,计算出的 K^+ 介子直接流的横动量分布基本上与实验结果有相同的趋势,即对于硬势和软势两种情况,在给定的 K^+ 介子的快度区域,都表现出稍微的反向流的趋势。这是由于在中能区矢量势对 K^+ 介子的排斥作用使得 K^+ 介子具有远离核子的趋势^[24, 31, 33]。

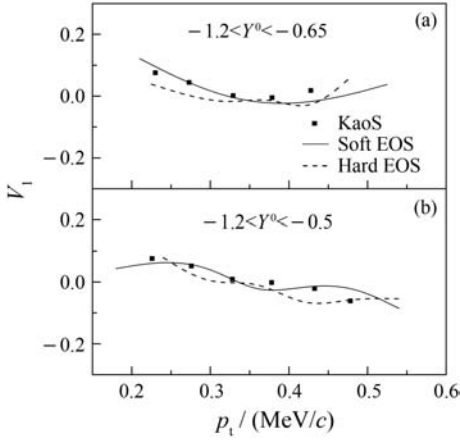


图 1 入射能量 $E=1.93$ AGeV 和 $b=2.0$ fm 的 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 碰撞中产生的 K^+ 介子分别在不同的快度区内的直接流随横动量的分布

图 2 给出了入射能量 $E=1.93$ AGeV、碰撞参数 $b=2.0$ fm 的 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 碰撞系统中产生的 K^+ 介子的快度分布。图 2(a) 为上述 5 个反应道所产

生的 K^+ 介子的快度分布

$$\frac{dN}{dY^0} = \sum_{i=1}^5 \frac{dN(i)}{dY^0},$$

式中的 $\sum_{i=1}^5$ 表示对 5 个反应道的求和, (b) 为各个反应道所对应的 K^+ 介子的快度分布。图中方块点为 FOPI 的实验数据^[34], 三角形点为 KaoS 的实验数据, 实线和虚线分别为用软势和硬势算出的理论结果。从图中可以看出, 在弹和靶的快度区, 不论是用硬势还是软势, 所得到的 K^+ 介子的快度分布基本上与实验值相符。然而, 在中心快度区, 软势给出的结果与实验值符合较好, 而硬势对应的结果要低于实验值。这表明, 在中心快度区, K^+ 介子的快度分布对于核物质 EOS 是敏感的。由于硬的 EOS 与软的 EOS 对应于不可压缩系数 $K = 9\rho_0^2 d^2 \epsilon / d\rho^2$ (式中 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, ϵ 和 ρ 分别为每核子能量与核物质密度)。对于本文所采用的包含动量相关的 Skyrme 相互作用, 软势与硬势对应的 K 值分别为 200 和 300 MeV。由于在相同入射条件下, 反应过程中软势所对应的核物质比硬势对应的核物质更易于压缩, 因此, 软势所对应的 K^+ 介子的产额要大于硬势时的情形, 即软势对应的 K^+ 介子的分布曲线总是高于硬势对应的值。

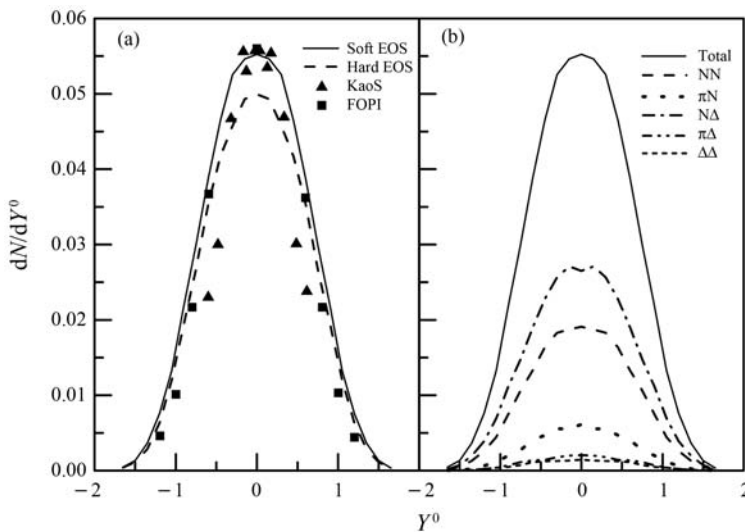


图 2 入射能量 $E=1.93$ AGeV、碰撞参数 $b=2.0$ fm 的 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 反应过程中产生的 K^+ 介子的快度分布 (a) 是全部反应道所产生的 K^+ 介子的快度分布, (b) 为 5 个不同的反应道所产生的 K^+ 介子的快度分布。

比较图 2(b) 中各条曲线, 可以看出反应道 $N\Delta \rightarrow BYK^+$ 的贡献最大, $NN \rightarrow BYK^+$ 的贡献次之, 其

他 3 个反应道的贡献相对较小, 其中反应道 $\pi N \rightarrow YK^+$ 的贡献大于反应道 $\pi\Delta \rightarrow YK^+$, 而 $\Delta\Delta \rightarrow BYK^+$

的贡献最小。

图 3 给出了上述碰撞系统中伴随 K^+ 介子产生的 Λ 超子在快度为 $-1.2 < Y^0 < -0.5$ 内的直接流与横动量的关系。其中:(a)和(b)分别为 Λ 超子的 $\langle p_x \rangle$ 和 V_1 的横动量分布,实线与点线分别对应于软势与硬势的计算结果;(b)中不连续的方块是 FOPI 实验数据^[35]。由于图中所用快度窗口是位于向后的半球中(靶区中),故从图中看出,两种势所得到的计算结果均正确地反映出 Λ 超子具有正向流的特性。同时,图 3(b)显示,软势所给出的计算结果可以较为合理地再现实验数据,而硬势所算出的结果在 Λ 超子的较小横动量处与软势对应的结果相同,但随着 Λ 超子横动量的增大,硬势的结果与实验值的偏离进一步增加。在同一 p_t 横动量值处,软的 EOS 对应的 p_x 大于硬的 EOS 所给出的值。其可能原因如下:(1)正如前面所说,在相同的入射条件下,反应过程中软的核物质对应的压缩程度要大于硬的核物质。实际上,这一特征与较低入射能量的重离子碰撞所导致的碎裂现象中的表现相同^[36],这更有利于入射核子原有的动量在横向上的耗散^[37],因而,在核物质的膨胀过程中,导致核子具有较大的 p_x ; (2)由于核物质状态方程硬度的不同,使得介质中粒子的产生阈能发生不同的改变,致使反应中所产生的粒子数目不同。通过对 K^+ 介子的分析表明^[20, 38],在同一快度区内,软势

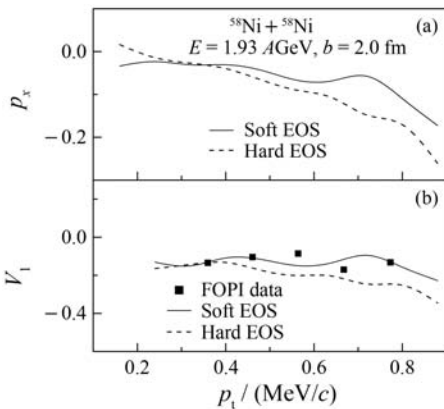


图 3 入射能量 $E=1.93 \text{ AGeV}$ 、碰撞参数 $b=2.0 \text{ fm}$ 的 $^{58} \text{Ni} + ^{58} \text{Ni}$ 碰撞系统中所产生的 Λ 超子在快度区间 $-1.2 < Y^{(0)} < -0.5$ 内的直接流的横动量分布

对应的 K^+ 介子的快度分布明显高于硬势时的分布。由于 Λ 超子要受到周围核子的吸引,而核子在 x 轴与 y 轴上的分布并不对称(在我们的理论计算

中,两个初始核在 x 轴方向上相距 2 fm (碰撞参数),而在 y 轴方向上两核重合)。因此,在相同的横动量 p_t 值下,软的 EOS 使得反应中的核子及所产生的 Λ 超子的 p_x 大于硬的 EOS 所对应的值,相对而言,软势给出的 Λ 超子微分直接流与实验值符合得较好。

4 协变动力学中 K 介子准粒子模型的特征

图 4 给出了上述两种模型中所定义的 K 介子准粒子模型的等效质量随 ρ_B/ρ_0 的变化,这里 ρ_B 和 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 分别为核物质的重子密度与正常核物质密度。其中:(b)为核子标量密度 ρ_S/ρ_0 随重子 ρ_B/ρ_0 的变化;(a)中较粗的实线表示协变动力学中所采用的 K 介子准粒子模型的等效质量;其余两条线表示文献[23]所采用的 K 介子模型的等效质量,点线与虚线分别对应于 K^+ 介子与 K^- 介子。从图中可以看出,随着 ρ_B/ρ_0 的增大,不同模型下的 K^\pm 介子的等效质量在高密核物质中的变化趋势不同:在一般的平均场理论中,由于 K^+ 介子受到核物质矢量势的排斥作用,使它的等效质量随着核物质密度增大而增加,而对于 K^- 介子,由于其受到的核物质矢量势为吸引作用,所以它的等效质量随着核物质密度增大而减小;但是在协变动力学模型中, K^+ 介子与 K^- 介子具有相同的等效质量 m_{K^*} ,且其

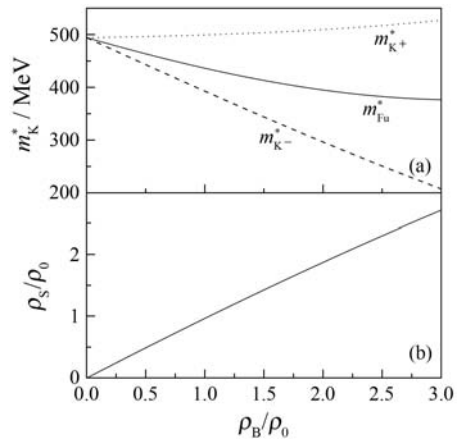


图 4 K 介子的等效质量随 ρ_B/ρ_0 的变化(a)和反应过程中标量密度 ρ_S/ρ_0 随核子密度 ρ_B/ρ_0 的关系(b)

值均随着核物质密度增加而减小。

协变动力学模型的另一个特点是,它所定义的 K 介子准粒子模型完整地包含了全部矢量势,因

而, 准粒子模型的质量明显地依赖于核物质的运动速度。图 5 给出了核子的运动速度分别为 $u=0.0$ (实线), $u=0.5c$ (虚线) 和 $u=1.0c$ (点线) 时, K 介子等效质量随着核物质密度的变化。这里 $u=0.0$ 对应于核物质静止时 K 介子的有效质量, 而 $u=1.0c$ 相当于整个矢量场被忽略的情况(即只计及标量场作用时的情形)。由图 5 可见, 不同的核子速度对于 K 介子的等效质量产生不同的影响, 核子的运动速度越大, K 介子的等效质量越小。

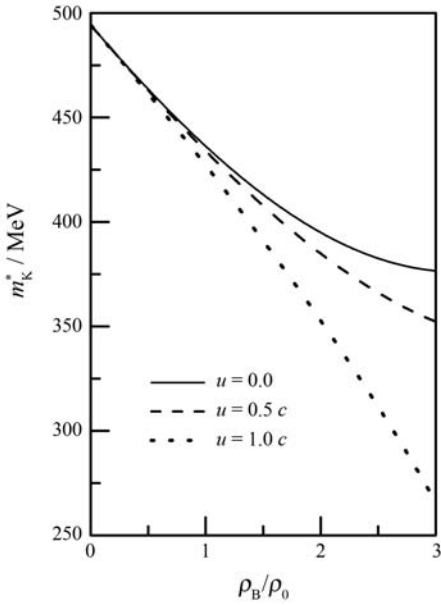


图 5 协变动力学中 K 介子的有效质量在不同核子速度下随重子密度的变化

显然, 在核子的矢量密度为零(即 $u=0$) 的情况下, K^+ 介子和 K^- 介子在两种模型下的能量完全一致。如果忽略标量势的影响, 则这时 K^+ 介子和 K^- 介子等效质量与能量即为文献[23]所采用的表达式。根据上述模型, 可以得到 K^+ 介子和 K^- 介子在核物质中的平均场:

$$U(\mathbf{k}, \rho_B) = \omega(\mathbf{k}, \rho_B) - \omega_0(\mathbf{k}),$$

$$\omega_0(\mathbf{k}) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2}, \quad (14)$$

$\omega_0(\mathbf{k})$ 为自由 K 介子的能量。

图 6 给出了动量为 $\mathbf{k}=200 \text{ MeV}/c$, 核子速度为 $u=0.2c$ 的情况下, 所计算的 K^+ 介子与 K^- 介子的平均场随核物质密度的变化。图中 U_{Li} (虚线) 和 U_{Fu} (实线) 分别为按照式(9)与(13)所计算的 K 介子的平均场, V_{Li} (点线) 为只考虑式(9)中的矢量

势时得到的平均场。图 6 清楚地显示: 在所考虑的 ρ_B/ρ_0 的范围内, 矢量势对应的平均场 V_{Li} 对于 K^+ 介子来说是排斥势, 而对于 K^- 介子而言为吸引势。在关于 K 介子的一般平均场理论模型中, K^+ 介子所受的平均场 U_{Li} 随核物质密度的增加而增大, 但 K^- 介子的平均场 U_{Li} 随密度的增大而减小。然而, 在 K 介子的协变动力学模型中, K^+ 介子与 K^- 介子的平均场 U_{Fu} 均随核物质密度的增大而减小。如果仅在核物质静止的坐标系中观察, 则 K^+ 介子与 K^- 介子的平均场完全相同。换而言之, 在 K 介子的协变动力学模型中, 由于完整地计入了矢量势的作用, 使得 K^+ 与 K^- 介子所感受到的势场因核物质的相对运动而有所区别。

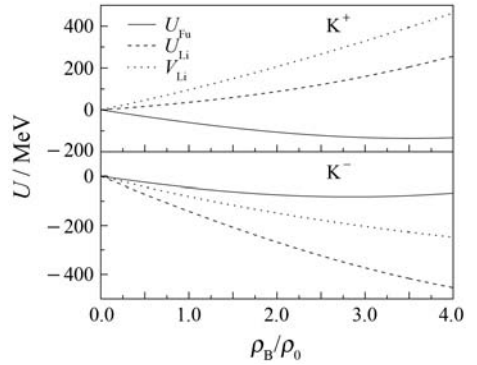


图 6 在 $\Sigma_{KN} = 450 \text{ MeV}$, 动量 $\mathbf{k}=200 \text{ MeV}/c$ 和 $u=0.2c$ 时, K^+ 介子(a)和 K^- 介子(b)的准粒子模型平均势随核物质密度的变化

为了进一步明确核子的运动速度对于 K 介子演化的影响, 图 7 给出了 $\rho_B=2\rho_0$, K 介子的动量 $\mathbf{k}=0.2 \text{ GeV}/c$ 时, 协变动力学模型中的 K^+ 介子(实线)和 K^- 介子(虚线)所感受到的平均场随核子运动速度的变化。由图 7 可知, 在协变动力学模型中,

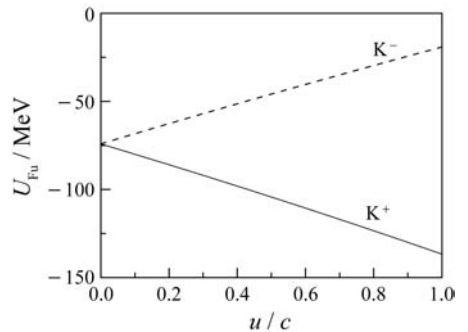


图 7 协变动力学模型中的 K^+ 介子(实线)和 K^- 介子(虚线)所感受到的平均场核子的运动速度的变化

当 K 介子的动量一定时,若 K 介子周围的核物质是静止的,则 K^+ 介子和 K^- 介子感受到的平均场是相同的,否则,随着核物质运动速度 u 的增大,两种介子所感受到的平均场的差别逐渐增大,其中 K^+ 介子的平均场随 u 的增大而减小,而 K^- 介子的平均场却随 u 的增大而增大。

从式(9)与(13)可以看出,不论是在关于 K 介子的一般平均场模型还是在协变动力学模型中, K 介子所感受到的平均场都是动量相关的。图 8 给出了 K^+ 介子(a)和 K^- 介子(b)所感受到的平均场随其动量的变化。图中 U_{Li} (虚线)和 U_{Fu} (实线)分别为在核子的相对运动速度 $u=0.2c$ 的情况下,按照式(9)和(13)计算的 K 介子平均场。比较图 8 可知:按照式(9)所定义的 K^+ 介子(a)和 K^- 介子(b)的平均场相差较大,而按照式(13)所定义的 K 介子准粒子模型中 K^+ 介子和 K^- 介子的平均场相差很小。然而对于两种不同的模型,平均场随 K 介子动量的变化趋势基本相同,即在动量较小时, U 随动量的变化较快,但在动量较大(约大于 $1 \text{ GeV}/c$)时, U 随动量的变化相对较慢。图中的 V_{Li} (点线)是在 U_{Li} 的基础上完全不考虑标量势的影响时 K^+ 介子所感受到的平均场,点线在图 8(a)和(b)中的相对位置明确的显示了 K^+ 介子在核物质中的矢量势为排斥力而 K^- 介子的矢量势为吸引力,但这种势随动量的变化较为缓慢。

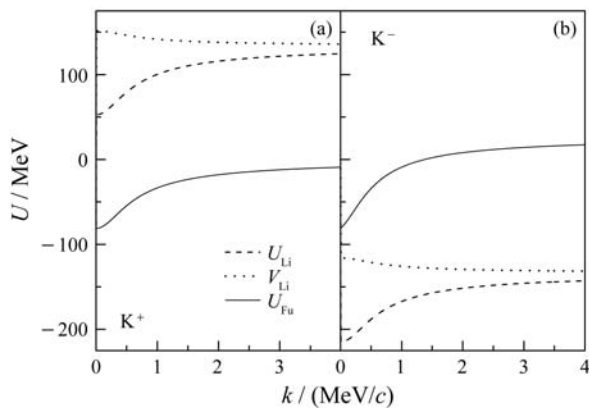


图 8 在核子的运动速度 $u=0.2c$ 时,平均场对于 K^+ 介子(a)和 K^- 介子(b)动量的依赖曲线

5 结论

本文在简要综述了中高能重离子碰撞中 K 介子的产生及研究进展的基础上,重点介绍了 K 介子

协变动力学模型,并在此框架内利用量子分子动力学模型计算了入射能量 $E=1.93 \text{ AGeV}$ 、碰撞参数 $b=2.0 \text{ fm}$ 的 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 碰撞系统中 K^+ 介子和 Λ 超子的产生,分析了中高能重离子碰撞中 K^+ 介子以及与之伴随而产生的 Λ 超子的集体流特征。所得结果显示:在给定的快度区域内,利用硬势和软势计算所得的 K^+ 介子和 Λ 超子的微分直接流都表现出反向流的趋势,其值与实验结果大致趋势一样,但相对来说,软势给出的计算结果与实验值符合得更好。同时,对 K 介子在两种不同模型中的准粒子模型的性质进行了详细地比较。重点分析了协变动力学模型中, K 介子准粒子模型的质量、能量随核物质密度的变化特征;指出由于在协变动力学模型中,计入了核子的矢量势对 K 介子运动的影响,所以,其周围核子的运动对于 K 介子准粒子模型基本性质有着明显的影响。

参考文献 (References):

- [1] Aichelin J, Ko C M. Phys Rev Lett, 1985, **55**: 2661.
- [2] Cassing W, Metag V, Mosel U, *et al.* Phys Rep, 1990, **188**: 363.
- [3] Maruyama T, Cassing W, Mosel U, *et al.* Nucl Phys, 1994, **A573**: 653.
- [4] Hartnack C, Jaenicke J, Sehn L, *et al.* Nucl Phys, 1994, **A580**: 643.
- [5] Fang X S, Ko C M, Li G Q, *et al.* Phys Rev, 1994, **C49**: R608.
- [6] Ko C M, Li G Q. J Phys, 1996, **G22**: 1673.
- [7] Ko C M, Koch V, Li G Q, *et al.* Nucl Part Sci, 1997, **47**: 505.
- [8] Fuchs C. Nucl Phys, 2006, **56**: 1.
- [9] Brown G E, Rho M. Phys Rep, 1996, **269**: 333.
- [10] Klimt S, Lutz M, Weise W. Phys Lett, 1990, **B249**: 386.
- [11] Fuchs C, Faessler A, Wang Z S, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 1999, **42**: 197.
- [12] Brown G E, Rho M. arXiv: hep-ph/0103102 v4, 2001.
- [13] Xing Yongzhong, Zheng Yuming, Srisawad Pornrad, *et al.* Science China, 2010, **G53**: 331.
- [14] Xing Yongzhong, Zheng Yuming, Wang Yanyan, *et al.* Chin Phys Lett, 2010, **27**(1): 012501.
- [15] Lee C H. Phys Rep, 1996, **275**: 255.
- [16] Hartnack C. arXiv: nucl-th/0507002 v1, 2005.
- [17] Fuchs C, Faessler A, Wang Z S, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 1999, **42**: 197.
- [18] Fuchs C, Wang Z, Sehn L, *et al.* arXiv: nucl-th/9701065 v2,

- 1997.
- [19] Fuchs C, Kosov D S, Faessler A, *et al.* Phys Lett, 1998, **B434**: 245.
- [20] Zheng Yuming, Fuchs C, Faessler A, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 034907.
- [21] Xing Yongzhong, Wang Yanyan, Zhu Yulan, *et al.* Acta Physica Sinica, 2011, **60**(1): 012501(in Chinese).
(邢永忠, 王艳艳, 朱玉兰, 等. 物理学报, 2011, **60**(1): 012501.)
- [22] Kaplan D B, Nelson A E. Phys Lett, 1986, **B175**: 57; Nelson A E, Kaplan D B. Phys Lett, 1987, **B192**: 193.
- [23] Li G Q, Ko C M. Nucl Phys, 1995, **A594**: 439.
- [24] Fuchs C. arXiv: nucl-th/0507017 v2, 2005.
- [25] Aichelin J. Phys Rep, 1991, **202**: 233.
- [26] Fuchs C, Faessler A, Zabrodin E, *et al.* Phys Rev Lett, 2001, **86**: 1974.
- [27] Ollitrault J Y. Phys Rev, 1992, **D46**: 229.
- [28] Poskanzer A M, Voloshin S A. arXiv: nucl-ex/9805001v2, 1998.
- [29] Appelshauser H, Bachler J, Bailey S J, *et al.* Phys Rev Lett, 1998, **80**: 4136.
- [30] Li B A, Sustich A T. Phys Rev Lett, 1999, **82**: 5004.
- [31] Chu Zili, Zheng Yuming, Sa Benhao, *et al.* High Energy Physics & Nuclear Physics, 1995, **19**: 365(in Chinese).
(储自力, 郑玉明, 萨本豪, 等. 高能物理与核物理, 1995, **19**: 365.)
- [32] Alard J P, Andronic A, Averbek R, *et al.* J Phys, 2001, **G27**: 267; Crochet P, Herrmann N, Wisniewski K, *et al.* Phys Lett, 2000, **B486**: 6.
- [33] Li Qingfeng, Li Zhuxia. Isospin in Heavy Ion Collisions and K Production at Near Threshold. Beijing: China Institute of Atomic Energy[D]. 2002, 1–117(in Chinese).
(李庆峰, 重离子碰撞中的同位旋及近阈 K 的产生[D]. 北京: 中国原子能科学研究院, 2002, 1–117.)
- [34] Best D, Herrmann N, Hong B, *et al.* Nucl Phys, 1997, **A625**: 307.
- [35] Alard J P, Andronic A, Averbek R, *et al.* J Phys, 2001, **G27**: 267.
- [36] Aichelin J, Hartnack C. arXiv: nucl-th/0011050v1, 2000.
- [37] Xing Yongzhong, Liu Jianye, Guo Wenjun. Nucl Phys, 2003, **A723**: 483.
- [38] Xing Yongzhong, Zheng Yuming, Srisawad P, *et al.* Chin Phys Lett, 2009, **26**: 022501.

Covariant Kaon Dynamics and Properties of Quasi-particle Models^{*}

WANG Yan-yan¹, ZHU Yu-lan¹, XING Yong-zhong^{2, #}, ZHENG Yu-ming^{2, 3}

(1. *College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China;*

2. *Department of Physics, Tianshui Normal University, Tianshui 741000, Gansu, China;*

3. *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

Abstract: In the present paper, we briefly review the progress in the study of kaon production in heavy-ion collisions at intermediate and high energies and introduce the covariant kaon dynamics model. The collective flows of positively charged kaon and the lambda hyperon associated produced with kaon are studied in the framework of the dynamics. It shows that the directed differential flow of K^+ meson and Λ hyperon can be reasonably reproduced in the covariant kaon dynamics model. The calculated results with soft equation of nuclear matter are in better agreement with experimental data. Meanwhile, a detailed comparison of the properties of different quasi-particle models in various transport model and the influence of nucleon's movement on the effective mass and energy of the quasi-particle in the covariant kaon dynamics model are discussed.

Key words: kaon meson; covariant dynamics; quasi-particle model; fundamental property

* Received date: 7 Jan. 2011; Revised date: 8 Apr. 2011

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China (10575075)

Corresponding author: Xing Yong-zhong, E-mail: yzxing_yh@yahoo.com.cn