

π 介子的非对称发射与核媒质态方程*

王 山 刘亦铭 刘庆军

(哈尔滨工业大学理论物理教研室, 150006)

J. Jiang D. Keane Y. Shao

(Department of Physics, Kent State University, Kent, Ohio 44242)

S. Y. Chu S. Y. Fung

(Department of Physics, University of California, Riverside, Ca 92521)

摘 要

本文采用 VUU 模型研究了 1.8AGeV Ar⁺Pb 碰撞中 π 介子非对称发射携带的核物质态方程信息. 指出在靶核旁观者吸收较弱的入射核快度区域, 末态 π 介子的集体运动中保留着同重子集体关联类似的特性. 其发射方位角分布的非对称性是对核物质态方程敏感的参量. 由 π 介子方位角关联函数方法对 Bevalac 流光室 1.8AGeV Ar⁺Pb 碰撞实验数据的分析结果和对硬核媒质态方程模型模拟事件的计算相符合.

一、引 言

高能重离子碰撞中产生的集合流为分析核媒质在高温、高密度状态下的特性、研究核物质态方程提供了重要的信息^[1]. π 介子的质量比重子的质量轻, 这使人们曾期望 π 介子的集合流效果会更为明显^[2]. 但是, 近年来人们在非对称核-核碰撞的实验中发现: 不同于重子集合流, π 介子在整个快度区域都趋向于轻核一侧发射^[3-6]. 这是由于在碰撞过程中重靶核旁观者对 π 介子强吸收的结果. 最近, Li 等人^[8]采用强子输运模型, 数值求解了粒子相空间分布函数耦合方程组^[9], 研究了在不同倔强系数的条件下, 在 0.8AGeV Ne+Pb 碰撞中的 π 介子非对称发射, 指出在碰撞末态, π 介子横向动量在反应平面投影平均值(除以 π 介子质量 m)的快度分布 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 对核媒质态方程的变化并不敏感. 但是, 集合流的强弱是受到碰撞能量、碰撞核质量及碰撞参数影响的^[10,11]. 实际上, 重子集合流对核媒质态方程的敏感程度是同所涉及的碰撞类型相关的^[12]. 因此, 研究在入射能量较高, 碰撞核质量较大的非对称核-核碰撞末态的 π 介子运动中是否还携带核物质态方程的信息, 能否通过对末态 π 介子运动的分析来检测核媒质态方程倔强系数是一个值得进一步

* 国家自然科学基金、美国国家科学基金、高校博士点专项基金资助.

本文 1992 年 6 月 26 日收到.

深入探讨的课题。

本文首先在 VUU 模型^[13,14]模拟中跟踪产生的 π 介子和 Δ 粒子,研究靶核旁观者的吸收对碰撞末态 π 介子非对称发射的影响,指出在没有吸收的条件下, π 介子的集体运动将具有同重子集合流类似的特征;然后分析了在吸收影响较弱的入射核快度区域,核媒质态方程对 π 介子发射方位角分布的影响,最后由方位角关联函数的方法,对 Bevalac 流光室 1.8 AGeV Ar+Pb 碰撞实验计算了 π 介子方位角分布的非对称性,并和 VUU 模型的分析结果进行比较,检测核媒质态方程的倔强系数。

二、VUU 模型模拟

对于非零碰撞参数的核-核碰撞,事件的反应平面是由入射核的运动方向(Z 和二核的连心线确定的。通常将反应平面定义为 XOZ 面,规定入射核(轻核)一侧为正 X 方向。在 VUU 模型的模拟过程中, π 介子的产生过程只有一种, Δ 粒子的衰变, $\Delta \rightarrow N + \pi$; Δ 粒子的产生过程有二种, $N + N \rightarrow N + \Delta$, $\pi + N \rightarrow \Delta$; 核子对 π 介子的吸收过程是 $\pi + N \rightarrow \Delta$, 核子对 Δ 粒子的吸收过程是 $\Delta + N \rightarrow N + N$ 。

本文依据简单几何模型将核子划分为旁观者和参加者,然后对每个在碰撞过程中产生的 π 介子和 Δ 粒子进行跟踪观测。对 π 介子,要记录产生它的 Δ 粒子;如果它被吸收,还要记录吸收它的核子,它被吸收后产生的 Δ 粒子。对 Δ 粒子,要记录它的产生方式,如果它产生于 $\pi + N \rightarrow \Delta$ 碰撞过程,要记录产生它的 π 和 N ; 如果 Δ 粒子在产生后,同某个核子发生非弹性碰撞而被吸收,就要记录这个核子。通过对这些运动信息的记录,就可以根据 π 介子和 Δ 粒子在碰撞过程中的产生历史和衰变过程来研究纯粹的靶核旁观者屏蔽效应。

要研究靶核旁观者吸收对末态 π 介子发射的影响,最好的方法是比较没有靶核旁观者吸收时有可能观测到的末态 π 介子。要从反应区域产生的 π 介子中挑出这类 π 介子,就需要研究产生 π 介子的 Δ 粒子是否是“和靶核旁观者吸收有关”。对于由 $\pi + N \rightarrow \Delta$ 的碰撞过程产生的 Δ 粒子,如果在这个碰撞中涉及的 N 是靶核旁观者中的核子,那么这个 Δ 粒子的产生就是“和靶核旁观者吸收有关”;或者涉及的 π 介子是由一个“和靶核旁观者吸收有关”的 Δ 粒子衰变的,这个新 Δ 粒子也是“和靶核旁观者吸收有关”。在用 VUU 模型模拟碰撞事件所产生的末态 π 介子中有一些是由“和靶核旁观者吸收有关”的 Δ 粒子衰变产生的。如果不存在靶核旁观者的吸收,这些 π 介子在碰撞末态就不会被观测到,而观测到的只能是那些不是由“和靶核旁观者吸收有关”的 Δ 粒子衰变产生的 π 介子。除此之外,如果不存在靶核旁观者的吸收,那些不是由“和靶核旁观者吸收有关”的 Δ 粒子衰变的、但确被靶核旁观者吸收的 π 介子应该在碰撞末态被观测到。图 1 的点虚线是对在假设不存在靶核旁观者吸收的条件下,在碰撞末态可能观测到的 π 介子计算的 $\langle p_x/m \rangle(y)$, VUU 模型模拟的事件是碰撞参数为 3fm 的 1.8 A GeV Ar+Pb 碰撞,核媒质态方程的倔强系数为 380MeV。

三、 π 介子的非对称发射

Li^[8]在探讨靶核旁观者的屏蔽效应对 π 介子末态发射的影响时,采用了直接切断 π 介子吸收道($\pi+N\rightarrow\Delta$)和 Δ 粒子吸收道($\Delta+N\rightarrow N+N$)的方法.由于这种切断方式也切断了参加者核子对 π 介子和 Δ 粒子的吸收,因此严格地说他研究的是吸收对 π 介子非对称发射的影响,而不是仅仅由靶核旁观者吸收产生的影响.此外, π 介子和 Δ 粒子吸收道的切断还使理论模型不能在物理上模拟 π 介子和 Δ 粒子在碰撞过程中经历的真实反应过程,这将减少 π 介子和 Δ 粒子参加碰撞的实际次数,改变由 Δ 粒子衰变产生的 π 介子的集合流特征.本文在保持 VUU 模型对实际碰撞过程模拟不变的前提下,比较了吸收和靶核旁观者吸收对 π 介子末态发射的影响.如果没有吸收,在碰撞末态可以观测到的 π 介子是由 $N+N\rightarrow N+\Delta$ 过程产生的 Δ 粒子所衰变的 π 介子,这里的 Δ 粒子包括那些在模拟过程中,在没有衰变产生 π 介子之前就同核子发生非弹性碰撞而消失的 Δ 粒子.由这部分 Δ 粒子衰变生成的 π 介子,可在模拟碰撞过程之后,根据对 Δ 粒子的信息记录计算它们的动量.图 1 的点线就是在排除了 π 介子和 Δ 粒子被吸收的条件下,对可能观测到的末态 π 介子计算的 $\langle p_x \rangle(y)$.点线和点虚线基本一致,说明参加者核子的吸收对末态 π 介子的集体运动行为影响很小,对于靶核旁观者屏蔽效应的分析, Li 切断吸收道的方法是一个好的近似.二曲线都具有和表征重子集合流特征的 $\langle p_x \rangle(y)$ 曲线类似的“S”形状,说明 π 介子在产生时也参加了集体运动,图 1 中的实线是对末态 π 介子计算的 $\langle p_x/m \rangle(y)$.它和点线,点虚线间的差异说明:正是由于靶核旁观者的吸收改变了 π 介子在碰撞末态的发射趋势.尤其是改变了靶核旁观者快速度区域的 π 介子在碰撞末态的发射趋势,这使得 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 值在整个快速度区间都大于零.

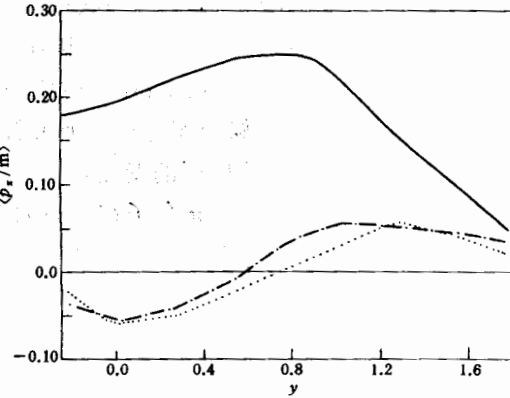


图 1 实线、点虚线、点线分别对应于末态 π 介子、没有靶核旁观者吸收条件下的末态 π 介子、没有吸收的条件下的末态 π 介子的 $\langle p_x/m \rangle(y)$, VUU 模型模拟事件是碰撞参数为 3fm 的 1.8A GeV Ar+Pb 碰撞.

四、 π 介子携带的核媒质态方程信息

在没有靶核旁观者吸收的条件下, π 介子具有重子集合流特征,这是由于产生它们的 Δ 粒子同其它重子一样参与了集体运动,使它们衰变产生的 π 介子具有集体关联.如果要在末态 π 介子的 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 曲线中也观测到“S”形状,就需要选择碰撞核质量较大,碰撞参数较小的对称核-核碰撞.在大质量核-核碰撞中,重子的集合流效应强;受 Δ 粒子集合流的影响, π 介子在产生时有较强的集体关联.碰撞参数小,旁观者的屏蔽效应弱,不会使 π 介子的集体运动发生明显的变化.事实上, Li 等人^[8]对碰撞参数为 1fm 的 0.8A GeV La

+La 的 VUU 模型模拟事件计算的 π 介子 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 、Keane 等人^[1]对 Bevalac 流光室 1.2A GeV Kr+RbBr 的近对心碰撞事件计算的 π 介子 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 都是“S”形的曲线. 同样是这些碰撞, 如果碰撞参数增大, 旁观者对 π 介子发射的屏蔽效应就会增强. 末态 π 介子 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 曲线的“S”形状就会消失. 我们对碰撞参数在 2.5fm 以上的 0.8AGeV La+La 碰撞的 VUU 模型模拟事件的计算验证了这个特性. 在碰撞参数是 3fm 的 0.8AGeV Ne+Pb 碰撞中^[8], Δ 粒子的集体关联较弱, 靶核旁观者对 π 介子又有较强的吸收, 因此在碰撞末态 π 介子的 $\langle p_x/m \rangle(y)$ 曲线对核媒质态方程变化不敏感.

对重子集合流的分析指出: 在入射核快度区域的重子群中, 重子之间有较弱的集体关联, 这种集体关联为核媒质态方程的研究提供了重要的手段^[15,16]. 比较图 1 中, 点线或点虚线同实线间的差异随快度的变化, 说明在 1.8AGeV Ar+Pb 碰撞中, 靶核旁观者的吸收对靶核快度附近区域的 π 介子在末态的集体运动行为产生了较强的影响, 而对入射核快度附近区域的 π 介子集体运动影响较弱. 我们采用方位角方法^[15], 对 1.8AGeV Ar+Pb 碰撞的软、硬二种核媒质态方程的 VUU 模型模拟事件计算了在入射核快度区域的 π 介子方位角分布, 发现在这一快度区域的 π 介子方位角分布的非对称性是对核媒质态方程敏感的参量, 在碰撞末态, 在入射核快度附近区域的 π 介子之间的集体关联可以为核媒质态方程的研究提供信息.

五、实验数据分析

本文选取的实验样本是 Bevalac 流光室 1.8A GeV Ar+Pb 中心碰撞的实验数据^[17]. 对应于简单几何模型, 该实验触发器的判选相当于选取碰撞参数大约在 0—5.0fm 之间. 实验数据中仅仅包括了负 π 介子. 为消除电子污染对负 π 介子取样的影响, 实验数据分析时采用了动量截断 $P_{lab} \geq 100\text{MeV}/c$. 负 π 介子多重数 $M \geq 2$ 的事件数为 3500, 事件的平均多重数 $\langle M \rangle = 9$.

在 Bevalac 流光室实验数据的获取过程中, 负 π 介子的轨迹易于鉴别和测量, 易于积累大量的统计信息. 但是, 由于负 π 介子的多重数很小, 采用负 π 介子确定反应平面将产生很大的离散性. 因此在对仅仅测量了负 π 介子的实验事件进行分析时, 应该采用方位角关联函数方法^[18]来计算 π 介子方位角分布的最大非对称性. 若 π 介子的方位角分布函数为^[19]

$$d\sigma/d\varphi = A(1 + \lambda\cos\varphi), \quad (1)$$

则在 π 介子方位角的分布几率是相互独立的假定下, 可以得到二个 π 介子横向动量间夹角 ψ 的分布几率为:

$$P(\psi) = A^2 \cdot (1 + 0.5\lambda^2\cos\psi). \quad (2)$$

在相对论重离子碰撞能量范围, 影响 π 介子方位角分布几率相互独立假定的主要因素是: π 介子之间的库仑相互作用, 以及全同粒子的量子统计效应. 这二种因素主要影响小动量差 $|P_1 - P_2| \leq 40\text{MeV}$ 的 π 介子对. 对于本文选取的实验样本, 这种 π 介子对数目仅占总 π 介子对数目的 2%, 我们在对实验事件挑选 π 对时, 对这部分 π 介子对进行了动量截断. 由(2)式利用 π 干涉学处理关联函数的方法^[20], 定义 π 介子的方位角关联函数为:

$$C(\psi) = P(\psi)/PM(\psi).$$

其中, $PM(\psi)$ 是在蒙特卡罗事件中, 二个 π 介子横向动量间夹角为 ψ 的分布几率. 同一事件中的二个 π 介子组成关联粒子对, 蒙特卡罗事件中的二个 π 介子组成非关联粒子对. 方位角关联函数 $C(\psi)$ 的计算, 就是计算具有方位角差 ψ 的关联 π 对与非关联 π 对数目的比值. 和重子的集合流分析方法一样选取方位角分布的最大非对称性^[14]

$$R = (1 + \lambda)/(1 - \lambda)$$

为参量来检测核媒质态方程的倔强系数.

图 2 是对实验及其近似相同碰撞参数范围的 VUU 模拟事件计算的 $C(\psi)$, π 介子快度取值区间为 $y > y_{cm}$, y_{cm} 是碰撞系统的质心快度. 在这个快度区间, 关联 π 对的数目为 4 万对, 非关联对数是关联对数的 20 倍. 拟合参数

λ 分别为: 0.24 ± 0.05 (实验), 0.22 ± 0.03 (硬核媒质), 0.13 ± 0.02 (软核媒质), 方位角分布的最大非对称性 R 分别为 1.63 ± 0.17 (实验), 1.56 ± 0.10 (硬核媒质), 1.29 ± 0.06 (软核媒质).

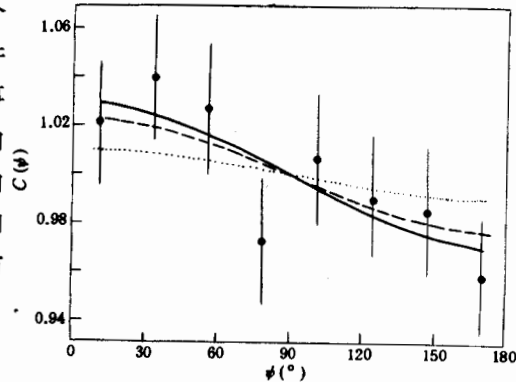


图 2 对 1.8A GeV Ar+Pb 碰撞计算的 π 介子方位角关联函数, 快度取值范围 $y > y_{cm}$. 黑圆是实验数据, 实线是对实验数据的拟合, 点线和点虚线分别是对硬核媒质和软核媒质 VUU 模型模拟事件数据的拟合.

六、结 论

本文采用 VUU 模型分析了在 1.8A GeV Ar+Pb 碰撞事件中靶核旁观者的吸收对 π 介子末态发射产生的影响. 和 Li 的方法^[8]不同, 本文研究了纯粹的靶核旁观者屏蔽效应; 同时还保持了模型对 Δ 粒子和 π 介子所有可能反应过程的模拟. 因而在物理上更接近于真实过程. 分析结果表明: 在这个非对称核-核碰撞中, 靶核旁观者对 π 介子的吸收是产生 π 介子非对称发射的主要原因. 如果不存在靶核旁观者的吸收, π 介子的集体运动将具有和重子集合流相同的特征, 横向动量的快度分布呈现出“S”形状. 在 1.8A GeV Ar+Pb 的碰撞中, 靶核旁观者对 π 介子的吸收使靶核快度附近区域的 π 介子的集体运动行为有较强的改变, 而对入射核快度附近区域的 π 介子的集体运动行为的影响较弱. 在碰撞末态, 入射核快度区域的 π 介子的集合关联对核媒质态方程的变化是敏感的. 通过 π 介子方位角关联函数方法对 Bevalac 流光室 1.8A GeV Ar+Pb 实验事件计算了在入射核快度区域的 π 介子方位角分布的非对称性, 其结果和硬核媒质态方程的预测相近.

参 考 文 献

- [1] For review, see K.-H. Kampert, *J. Phys.*, **G15**(1989), 691.
- [2] P. J. Siemens, J. O. Rasmussen, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 880.
- [3] D. Keane et al., in Proceedings of the Nuclear Dynamics Workshop IV, Copper Mountain, Colorado, 1986,

- p. 151.
- [4] C. Hartnack, H. Stocker, W. Greiner, in Proceedings of the International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation XVI, Hirschegg, Austria 1988, ed. H. Feldmeier P. 138.
 - [5] J. Gosset et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **62**(1989),1251.
 - [6] J. P. Alard et al. , "Anisotropy of the pion emission in relativistic nucleus-nucleus collisions", Rapport DPh-N/Saclay n°2583 B, DPHN 90-4(1990).
 - [7] J. P. Alard et al. , "Studies of Nuclear Collective Flow with DIOGENE", Rapport DPh-N/Saclay n°2587 B, DPHN 90-10(1990).
 - [8] B. A. Li, W. Bauer, G. F. Bertsch, *Phys. Rev.* ,**C44**(1991),2095.
 - [9] B. A. Li, W. Bauer, *Phys. Rev.* ,**C44**(1991),450.
 - [10] K. G. R. Doss et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **57**(1986),559.
 - [11] D. Beavis et al. , *Phys. Rev.* , **C45**(1992),299.
 - [12] D. Keane et al. , *Phys. Rev.* , **C37**(1988),1447.
 - [13] H. Kruse B. V. Jack, H. Stocker, *Phys. Rev. Lett.* , **54**(1985),289.
 - [14] J. J. Molitoris, Stocker, *Phys. Rev.* , **C32**(1985),346.
 - [15] G. M. Welke et al. , *Phys. Rev.* , **C38**(1988),2101.
 - [16] J. Jiang et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **68**(1992),2739.
 - [17] D. Beavis et al. , *Phys. Rev.* , **C34**(1986),757.
 - [18] S. Wang et al. , *Phys. Rev.* , **C44**(1991),1091.
 - [19] C. Cavata, These de Doctorat, Universite de Paris XI (1989).
 - [20] Y. M. Liu et al. , *Phys. Rev.* , **C34**(1986),1667.

Anisotropy of the Pion Emission and the Nuclear Equation of State

WANG SHAN LIU YIMING LIU QINGJUN

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006)

J. JIANG D. KEANE, Y. SHAO

(Department of Physics, Kent State University, Kent, Ohio 44242)

S. Y. CHU S. Y. FUNG

(Department of Physics, University of California, Riverside, Ca 92521)

ABSTRACT

The anisotropy of the pion emission in the collisions of 1.8A GeV Ar+Pb is studied with the VUU model to obtain the information of the nuclear equation of state. We point out that the collective motion of pions in the final state has the characteristic similar to that of collective correlations of baryons, and the azimuthal anisotropy of pions is a sensitive parameter to the nuclear equation of state in the projectile rapidity region where the absorption of target spectator is weak. Collisions of 1.8A GeV Ar+Pb in the Bevalac streamer chamber are analyzed using the azimuthal correlation function for pions and the results favor the hard nuclear incompressibility.