

相对论重离子碰撞中的线性背景 与非线性效应*

庄鹏飞 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1992年7月3日收到

摘 要

系统分析了 $p-A$, $^{16}O-A$ 和 $^{32}S-A$ 过程快度分布的靶核依赖性. 指出: 将核子-核, 核-核碰撞看成核子-核子碰撞的线性叠加的几何模型只能得到靶核指数 $\alpha(\eta) \leq 0.4$. 靶核碎裂区 $\alpha(\eta) \rightarrow 1$ 的实验数据表明, 目前能量下的高能重离子碰撞中, 非线性效应已不可忽略. 流体动力学模型计算的结果能很好地描述不同射弹过程的靶核依赖性.

关键词 相对论性重离子碰撞, 快度分布, 流体力学模型, 非线性效应.

1 引 言

人们期望^[1], 通过相对论重离子碰撞形成高温高密状态, 改变 QCD 真空结构, 产生夸克物质. 近年来, 随着 BNL AGS 和 CERN SPS 上的重离子运行, 已经获得了丰富的相对论核-核碰撞的实验数据^[2]. 对于带电粒子多重数分布和快度分布的研究表明, 将核-核过程归结为核子-核子碰撞的线性叠加的几何模型^[3]能很好地描述核作用的整体性质. 但是, 仅由这种线性效应不可能形成高温高密状态, 只有通过非线性的集体效应才能产生高温高密物质. 因此, 对实验数据进行更细致的分析, 探寻非线性集体效应的信号, 是一件重要的工作.

在文献[4]中, 我们用流体动力学模型^[5]分析了入射能量为 $200A$ GeV 的 $^{16}O-A$ 过程快度分布的靶核依赖性

$$\rho_A(\eta) \sim A^{\alpha(\eta)}, \quad (1)$$

指出核内级联的重要性. 最近, WA80 实验组又给出了 $^{32}S-A$ 中心碰撞的靶核依赖性^[6], 见图 1. 它具有以下特征:

- (1) 在 $\eta < 0$ 区域, $\rho_A(\eta)$ 正比于靶核子数 A , $\alpha(\eta) \simeq 1$;
- (2) 在 $\eta = 3$ 附近区域, 快度分布正比于靶的厚度, $\rho_A(\eta) \sim A^{1/3}$;

* 国家自然科学基金资助.

(3) 与 $^{16}\text{O}-\text{A}$ 过程比较,在整个快度区域 α 均增加了约0.2,且当 $\eta < 0$ 时, $\alpha(\eta)$ 近似为一常数。

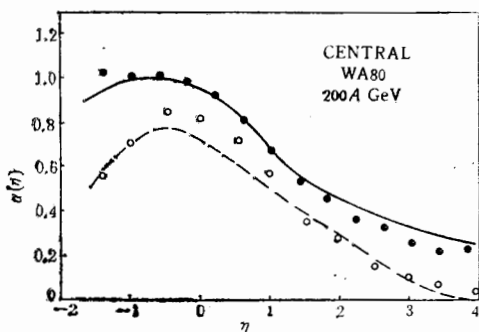


图1 质快度分布的靶核依赖性
实线和虚线分别是我们对 $^{32}\text{S}-\text{A}$, $^{16}\text{O}-\text{A}$ 过程计算的结果。
● $^{32}\text{S}-\text{A}$ ○ $^{16}\text{O}-\text{A}$

近似为一常数。

在本文中,将比较单纯线性叠加和包含集体效应的两种模型对高能核碰撞的靶核依赖性的描述,特别是考察射弹核的影响。在第二节中,先用核子-核子碰撞以及核几何的线性叠加模型分析指数因子 $\alpha(\eta)$ 在靶碎裂区的行为。所得结果与实验数据的尖锐矛盾表明非线性集体效应的重要性。然后在第三节用包含集体效应的流体动力学模型计算 $\alpha(\eta)$ 并讨论入射核对集体效应的影响,最后给出简单的总结。

2 线性几何模型中的靶核依赖性

碰撞参数固定时,射弹 A' 与靶 A 中参与碰撞的核子数 $N_{\text{A}'}$ 与 N_{A} 由核几何决定^[7]。这些核子在相互作用之后,形成粒子源,分布在相空间,然后衰变为末态粒子。靶碎裂区的粒子主要来自靶核子形成的 N_{A} 个粒子源。若设每个靶核子对快度分布的平均贡献为 $\rho(\eta)$,则极端靶碎裂区的快度分布

$$\rho_{\text{A}}(\eta) = N_{\text{A}}\rho(\eta). \quad (2)$$

靶核依赖性的定义(1)式可以改写为

$$\alpha(\eta) = \frac{\ln(\rho_{\text{A}_1}(\eta)/\rho_{\text{A}_2}(\eta))}{\ln(A_1/A_2)}. \quad (3)$$

将(2)式代入,得到在靶碎裂区靶依赖因子的最大值

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{\ln(N_{\text{A}_1}/N_{\text{A}_2})}{\ln(A_1/A_2)}. \quad (4)$$

因此,靶核内参与碰撞核子数的增加速率 $R_N = N_{\text{A}_1}/N_{\text{A}_2}$ 与靶核子数的增加速率

$$R_A = A_1/A_2$$

共同决定了 α_{max} 。

对于中心碰撞,如果近似地认为核内核子呈均匀分布,有^[8]

$$N_{\text{A}} = A' \left(1 - \left(1 - \left(\frac{A'}{A} \right)^{2/3} \right)^{3/2} \right). \quad (5)$$

表1,2分别给出了不同射弹时的比值 R_N 与最大指数因子 α_{max} 。可以看出:

(1) R_N , α_{max} 几乎与射弹核无关。 A' 从16增加到32时, α_{max} 仅增加了0.03,而实验值增加了约0.2。

(2) 对于 $^{16}\text{O}-\text{A}$, $^{32}\text{S}-\text{A}$ 过程, $\alpha_{\text{max}} \simeq 0.4$,远小于实验值0.8和1。

(3) 由上面几何模型的图象, α_{max} 应位于最小快度处,即 $\alpha_{\text{max}} = \alpha(\eta_{\text{min}})$,并且随

η 的增加 α 单调减小。而实验数据表明, 对于 $^{16}\text{O-A}$ 过程, α 的最大值不在图 1 的最左端; 对于 $^{32}\text{S-A}$ 过程, 当 $\eta < 0$ 时, α 近似为一常数。

表 1 $^{16}\text{O-A}$ 和 $^{32}\text{S-A}$ 过程的 $R = N_{A_1}/N_{A_2}$

	$A_1 = ^{197}\text{Au}$ $A_2 = ^{108}\text{Ag}$	$A_1 = ^{108}\text{Ag}$ $A_2 = ^{64}\text{Cu}$	$A_1 = ^{197}\text{Au}$ $A_2 = ^{64}\text{Cu}$
$^{16}\text{O-A}$	1.26	1.24	1.56
$^{32}\text{S-A}$	1.29	1.26	1.62

表 2 由几何模型计算的 α_{\max}

	$A_1 = ^{197}\text{Au}$ $A_2 = ^{108}\text{Ag}$	$A_1 = ^{108}\text{Ag}$ $A_2 = ^{64}\text{Cu}$	$A_1 = ^{197}\text{Au}$ $A_2 = ^{64}\text{Cu}$
$^{16}\text{O-A}$	0.38	0.41	0.40
$^{32}\text{S-A}$	0.42	0.44	0.43

值得注意的是, 基于核子-核子碰撞和核几何的 LUND FRITIOF 模型^[9], 对于 $^{16}\text{O-A}$ 过程的计算结果^[10]表明, $\alpha_{\max} = 0.45$, 且位于 η_{\min} 处, 支持我们用简单的几何平均得到的上述结论。

对于核子-核过程的研究可以更加清楚地看出几何模型与实验数据的矛盾。由核几何, 碰撞参数为 b 时的核内参与碰撞核子数

$$N_A = \left(A^{2/3} - \left(\frac{b}{r_0} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (6)$$

其中 $r_0 = 1.2\text{fm}$ 是核子半径。对于中心碰撞, $b = 0$, $N_A = A^{1/3}$, 代入(4)式, 有

$$\alpha_{\max} = \frac{1}{3}. \quad (\text{中心碰撞}) \quad (7)$$

特别有趣的是, 对于无偏事件 (minimum bias events), 平均参与碰撞核子数

$$\bar{N}_A = \int_0^{r_0 A^{1/3}} \left(A^{2/3} - \left(\frac{b}{r_0} \right)^2 \right)^{1/2} \frac{2}{r_0^2 A^{2/3}} b db = \frac{2}{3} A^{2/3}, \quad (8)$$

代入(4)式, 同样有

$$\alpha_{\max} = \frac{1}{3}, \quad (\text{无偏事件}) \quad (9)$$

远小于实验数据^[11] $\alpha_{\max} \approx 1.4$ 。事实上, 由(4)式, $\alpha_{\max} \geq 1$ 的条件是 $N_A \geq A$, 即参与碰撞核子数大于核内核子数。显然, 这是不可能的。

3 非线性集体效应与靶核依赖性

由第二节的讨论, 将核子-核子碰撞进行几何叠加的观点不能描述指数因子 $\alpha(\eta)$ 在靶碎裂区的行为。因此, 核-核碰撞的动力学不仅仅体现在核子-核子碰撞中, 还应该考虑碰撞形成的高温高密物质的集体运动。流体动力学模型能很好地描述集体现象。高能碰撞产生的次级粒子在逸出相互作用区域之前经历了一个绝热膨胀过程。在这个中间过程

中,用流体动力学描述的集体效应使得末态粒子分布不同于膨胀之前的次级粒子分布。流体力学方程包括能-动量守恒和净重子数守恒^[12],

$$\begin{aligned}\partial_\mu T^{\mu\nu} &= \Sigma^\nu, \\ \partial_\mu n_B^\mu &= \sigma,\end{aligned}\quad (10)$$

Σ^ν 和 σ 分别为碰撞过程中能-动量和净重子数的源项。结合状态方程

$$P = P(\varepsilon, n_B), \quad (11)$$

可以数值求解流体的温度和能量密度分布。

设流体冷却到温度 T_f 时,衰变为末态粒子。忽略横向膨胀时的快度分布^[13]为

$$\begin{aligned}\rho_A(\eta) &= \frac{c g_\pi \bar{m}_\perp}{(2\pi)^3} \int \frac{\cosh(\eta - \Theta_f)}{e^{\bar{m}_\perp \cosh(\Theta_f - \eta)/T_f} - 1} \\ &\quad \cdot \left[\frac{d\tau_f}{dy} \sinh(y - \Theta_f) + \tau_f \cosh(y - \Theta_f) \left(1 - \frac{d\Theta_f}{dy} \right) \right] dy,\end{aligned}\quad (12)$$

其中 Θ_f 为流体衰变时的快度,固有时 $\tau_f = (t^2 - x^2)^{1/2}$, 时空快度

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{t+x}{t-x},$$

π 介子自由度 $g_\pi = 3$, 平均横质量 $\bar{m}_\perp = 0.45 \text{ GeV}$, c 为归一化因子。

将(12)式代入(3)式,即得靶核依赖性。在理想流体近似下,取 $T_f = 130 \text{ MeV}$, 我们计算了入射能量为 200 A GeV 的 $^{32}\text{S-A}$ 过程的 $\alpha(\eta)$, 见图 1。为了比较,我们还将文献 [4] 中关于 $^{16}\text{O-A}$ 过程的结果画在同一图中。我们看到:

(1) 集体效应导致末态分布对靶核的依赖性增强。在靶碎裂区, $\alpha(\eta) \rightarrow 1$, 是几何模型计算的 2 倍。

(2) 提高射弹核质量时,体系的密度增加,集体效应显著增强。不仅使得 $^{32}\text{S-A}$ 过程的 $\alpha(\eta)$ 在整个快度区间较 $^{16}\text{O-A}$ 过程有大幅度增加,而且集体纵向流使得 $\alpha(\eta)$ 在靶裂区变化很平缓。

以上对于靶核依赖性的研究都建立在重离子碰撞后形成理想流体的近似。如果考虑热运动,热传导的结果将使图 1 中 α 的最大值进一步拓宽,在靶碎裂区更加平缓,趋近于实验值。

4 结 束 语

高能重离子碰撞形成夸克物质的途径是大量次级粒子构成的高温高密系统的集体运动。这种集体效应不能单纯通过核子-核子过程的线性卷积来描述。所以,从讨论高温高密系统的时空演化,夸克物质的形成,相结构等方面看,必须在线性核几何的基础上提供能处理集体效应的方法。

本文讨论了不同射弹高能碰撞过程的靶核依赖性。简单的线性分析表明,尽管核几何模型能很好地讨论碰撞过程的整体性质,但对靶核依赖性的估计与实验数据相去甚远。而包含了集体效应的流体动力学模型能很好地描述 $\alpha(\eta)$ 在全快度区间的行为。这说明,在目前能量 ($E_{\text{Lab}} = 200 \text{ A GeV}$) 下的高能重离子碰撞中,集体效应已经很重要,并且

随碰撞核质量的增加而显著增强。通过更高能量,更重核的相对论性重离子碰撞,例如将要在 RHIC 运行的碰撞能量为 $\sqrt{s} = 100 + 100A \text{ GeV}$ 的 $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 过程,产生夸克物质的前景是乐观的。

参 考 文 献

- [1] T. D. Lee, CU-TP-477 (1991).
- [2] For example, *Z. Physik*, **C38**(1988) No. 1/2.
- [3] For example, B. Anderson et al., *Phys. Rep.*, **97**(1983) 31; A. Capella, U. Sukhatme and J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett.*, **B81** (1979) 68; Liu Lianshou, Meng Tachung, Pan Jicai and Peng Hongan, *Phys. Rev.*, **D38**(1988) 3405.
- [4] Zhuang Pengfei and Liu Lianshou, *Z. Physik*, **C46**(1990) 335.
- [5] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983) 140.
- [6] WA80 Collaboration, R. Albrecht et al., **GSI-92-27** (1992).
- [7] Zhuang Pengfei and Liu Lianshou, *Phys. Rev.*, **D42**(1990) 848.
- [8] I. Otterlund, S. Garpman and I. Lund, *Z. Physik*, **C20**(1983) 281.
- [9] B. Anderson, G. Gustafson and B. Nilsson-Almqvist, *Nucl. Phys.*, **B281**(1987) 289.
- [10] WA80 Collaboration, R. Albrecht et al., *Phys. Lett.*, **B202**(1988) 596.
- [11] S. Fredriksson, G. Eilam and G. Berlad, *Phys. Rep.*, **144**(1987) 221.
- [12] K. Kajantie, R. Ratio and P. V. Ruuskanen, *Nucl. Phys.*, **B222**(1983) 152.
- [13] Zhuang Pengfei and Liu Lianshou, *Phys. Lett.*, **B265**(1991), 41.

Linear Background and Nonlinear Effect in Relativistic Heavy Ion Collisions

Zhuang Pengfei Liu Lianshou

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

Received on July 3, 1992

Abstract

The target mass dependence, α , on the yield of charged particles as a function of pseudorapidity η has been investigated for p, ^{16}O and ^{32}S induced central collisions at $200A \text{ GeV}$. It is pointed out that $\alpha(\eta) \leq 0.4$ if we only consider the simple linear superposition of nucleon-nucleon collisions. The experimental data $\alpha \rightarrow 1$ in the target fragmentation region show the importance of nonlinear collective effect even at present incident energy. Our results from a hydrodynamical model can describe the target mass dependence well for different projectiles in the whole rapidity region.

Key words Relativistic heavy ion collision, Rapidity distribution, Hydrodynamical model, Nonlinear effect.