

200A GeV 硫打原子核反应中奇异 压低的约化和奇异反重子产生*

萨本豪¹⁾

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

台安

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 用事件产生器 LUCIAE 分析了 200A GeV 硫打原子核反应中 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 产额、横动量分布以及 $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 比值的 NA35 数据。结果表明: NA35 数据反映了极端相对论性核-核碰撞中奇异压低与同能量的核子-核子碰撞相比有约化的现象;但是核-核碰撞中 $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 比值趋向 1, 并不必然意味着夸克的味对称性。

关键词 事件产生器 奇异压低 夸克味对称性

1 引言

极端相对论性核-核碰撞中奇异粒子产生相对于同能量的核子-核子碰撞的增强现象, 被预言为探测极端相对论性核-核碰撞中是否有夸克-胶子等离子体 (QGP) 形成的一个重要信号^[1]。七年前 NA35 首次在 200A GeV S + S 反应中观测到奇异增强现象^[2]; 此后这一实验结果被越来越多的实验所证实^[3-7]。

早在 80 年代初就有人指出: 倘若在极端相对论性核-核碰撞中形成了 QGP, 就会有大量的奇异(反奇异)夸克, 从而导致 s 和 u 及 d 夸克间的近似味对称性; 其结果将是 $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 比值趋向于 1, 因为 $\bar{\Lambda}$ 的夸克构成是 $\bar{u}\bar{d}\bar{s}$ 而 \bar{p} 是 $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ ^[8,9]。

最近 NA35 在 200A GeV S + S, Ag 和 Au 实验中果然观测到 $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 比值远大于同能量的核子-核子碰撞中的值 0.25, 而且都超过了 1^[7]。虽然 NA35 同时也用 RQMD^[10] 计算了 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 产额以及 $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 比值, 但是没有关于横动量分布的理论结果, 特别是对数据后面隐藏着的物理未有充分揭露。

本文用事件产生器 LUCIAE 并根据奇异增强可通过 s 夸克压低因子的约化来研究的思想^[11-14] 分析了 NA35 的上述数据, 特别是着重于揭示数据后面隐藏的物理。LUCIAE

1997-02-17收稿

* 国家自然科学基金资助

1) 理论物理研究所座客研究人员

是 Lund University 和 China Institute of Atomic Energy 的缩写, 是合作的产物. s 夸克压低(因子)指弦碎裂为 s 夸克对的可能性小于 u 或 d 夸克对的现象.

2 模型简介

LUCIAE^[15]是在著名的相对论性核-核碰撞事件产生器 FRITIOF 7.02^[16]之上发展起来的, 它多考虑了胶子韧致辐射时弦间的集体相互作用^[17,18]及产生粒子彼此间和它们与核子间的再作用^[19]. 在 LUCIAE 中上述弦间集体相互作用由爆竹模型 (firecracker 模型)^[15,18]描写. 该模型假设: 由彼此靠近的弦构成的群, 形成具有相互作用的量子态; 此种量子态具有的大的公共能量密度(对应于弦间的集体相互作用), 将加强胶子的韧致辐射. 这儿胶子指弦上所鼓起的纽结 (kink).

FRITIOF 事件产生器提供的产生粒子彼此间以及它们与核子间的再作用, 由再散射模型^[19]描写. 在此模型中产生粒子和参加者(受伤)核子被随机地布置在一定碰撞参数下弹核和靶核的几何交叠区内. 靶(弹)核的旁观者核子是随机地布置在上述交叠区之外和靶(弹)核的球体之内. 产生粒子和参加者核子的动量已由 FRITIOF 提供. 至于弹旁观者核子的纵动量, 假设它们均摊弹核的剩余纵动量 (FRITIOF 给出); 弹旁观者核子的横动量则由两维高斯分布抽样(详见文献 [15]). 靶旁观者核子则视为静止的. 再散射的输运过程就由此初始状态开始演化; 这与通常的输运过程类似不必赘述. LUCIAE 中考虑的与奇异有关的非弹过程计有:

$$\begin{aligned}
 \pi\pi &\rightarrow \overline{K}\overline{K}; \\
 \pi N &\rightarrow KY, & \pi\overline{N} &\rightarrow \overline{K}\overline{Y}; \\
 \pi Y &\rightarrow K\Xi, & \pi\overline{Y} &\rightarrow \overline{K}\overline{\Xi}; \\
 \overline{K}N &\rightarrow \pi Y, & \overline{K}\overline{N} &\rightarrow \pi\overline{Y}; \\
 \overline{K}Y &\rightarrow \pi\Xi, & \overline{K}\overline{Y} &\rightarrow \pi\overline{\Xi}; \\
 \overline{K}N &\rightarrow K\Xi, & \overline{K}\overline{N} &\rightarrow \overline{K}\overline{\Xi}; \\
 \pi\Xi &\rightarrow K\Omega^-, & \pi\overline{\Xi} &\rightarrow \overline{K}\overline{\Omega}^-; \\
 K\overline{\Xi} &\rightarrow \pi\overline{\Omega}^-, & \overline{K}\overline{\Xi} &\rightarrow \pi\overline{\Omega}^-; \\
 \overline{N}N &\text{湮没}; \\
 \overline{Y}N &\text{湮没},
 \end{aligned}$$

其中 Y 表示 Λ 或 Σ , Ξ 表示 Ξ^- 或 Ξ^0 ; 故共计考虑了 299 个非弹反应. 除这些外, 亦即总非弹散射截面的其余部分, 均当作弹性散射处理^[19].

对于上面所列的非弹反应道, $\pi\pi \rightarrow \overline{K}\overline{K}$ 的截面取为 $2.0\text{mb}^{[10]}$. $\pi N \rightarrow KY$ 等奇异夸克产生反应的截面采用文献 [9] 的同位旋平均的参数化公式. $\overline{K}N \rightarrow \pi Y$ 等奇异交换反应的截面被假设为等于奇异产生反应截面的 10 倍^[9]. 对于逆过程的截面需用细致平衡假设^[20].

文献 [9] 中所给的 $\pi N \rightarrow KY$ 同位旋平均的参数化公式随两碰撞粒子质心能量的增加而指数式地减小, 可是高能下 πN 的总非弹截面却近似地与能量无关; 这儿意味着: 随两碰撞粒子质心能量增加会有更多的非弹性道开启, 诸如 $\pi^- + p \rightarrow K^{*0} + \Lambda \rightarrow K + \pi + \Lambda$ 和 $\pi^- + p \rightarrow K^{*0} + \Sigma^0 \rightarrow K + \pi + \Sigma^0$ 等. 因此从某种意义上说, 前面所列的那些非弹反应道是一定类型的许许多多非弹反应道的‘代表道’. 于是有理由用常数的‘有效截面’来代替同位旋平均

的参数化公式; 在计算中此‘有效截面’取为 $0.3\text{mb}^{[15,19]}$.

在 JETSET 子程序(在 FRITIOF 产生器中它是用以描写弦碎裂过程或强子化过程)中有模型参数 $parj(2)$ (或‘ s' ’)和 $parj(3)$. ‘ s' ’指色场中产生 s 夸克对比起产生 u 或 d 夸克对的压低(suppression), $parj(3)$ 指产生奇异双夸克对比起产生奇异夸克对的进一步压低; 它们统称为 s 夸克压低并与有效弦张量有关. 此外另有一模型参数 $parj(1)$, 它表示色场中双夸克对产生比起夸克对产生的压低, 它亦与有效弦张量相关.

在 LUND 碎裂机制中, 原先假设‘ s' ’是常数. 这假设并已在 e^+e^- 物理(从低能到 Z^0 能量)中得到过证实; 但是后来的实验表明: 在深部非弹(DIS)和强子-强子碰撞(hh)中却不然. DIS 的实验表明: ‘ s' ’值由 $\sqrt{s} = 5\text{GeV}$ 时的 0.15 变到 $\sqrt{s} = 20\text{GeV}$ 时的 0.35^[21]. 在 hh 碰撞中‘ s' ’由 ISR 能量时的 0.2 变到 $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ 时的 0.4^[22]. 此外在 DIS 和 hh 碰撞中还观察到‘ s' ’值的相空间依赖性, 相应的值可从 0.15 变到 0.55, 平均值是 0.3^[22]. 因此核-核碰撞相对于核子-核子碰撞 s 夸克压低会有约化的思想, 有理由通过改变 JETSET 子程序中的‘ s' ’和相应的模型参数来实现.

如前所述, 从 LUND 弦模型观点看来, s 夸克压低因子可与有效弦张量联系起来. 另外有理由想像: 碰撞越剧烈弦间集体相互作用越强, 有效弦张量越大, 于是 s 夸克压低因子也就越大, 一般说来, 核-核碰撞比同能量的核子-核子碰撞剧烈; 这也许就是核-核碰撞中 s 夸克压低因子相对于核子-核子碰撞有约化现象的物理原因.

3 结果与讨论

本文目的不在于拟合 NA35 数据而是着重于揭示数据背后的物理; 故用一组较大的参数: ‘ s' ’ = 0.4, $parj(3) = 0.5333$ 和 $parj(1) = 0.1333$ (相对于哑元: ‘ s' ’ = 0.3, $parj(3) = 0.4$ 和 $parj(1) = 0.1$ 而言. 以后此组参数指为参数组 1.) 计算核-核碰撞, 用较小的参数组 2: ‘ s' ’

表1 200A GeV p+p和硫打原子核碰撞中 \bar{p} 、 $\bar{\Lambda}$ 和 h^- 的快度密度 ($3 \leq y \leq 4$)

反应		\bar{p}	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Lambda}/\bar{p}$	h^-
p+p	数据	0.02 ± 0.02	0.005 ± 0.002	0.25 ± 0.1	0.74 ± 0.04
	LUCIAE	0.017	0.0035	0.21	0.60
	RQMD	0.015	0.005	0.3	—
S+S 中心碰撞	数据	0.4 ± 0.1	0.76 ± 0.16	$1.9^{+0.7}_{-0.6}$	25 ± 1
	LUCIAE	0.65	0.66	1.03	23.7
	RQMD	0.7	0.75	1.1	—
S+Ag 中心碰撞	数据	0.6 ± 0.2	0.75 ± 0.19	$1.3^{+0.7}_{-0.5}$	40 ± 2
	LUCIAE	1.08	0.99	0.91	39.3
	RQMD	1.0	0.9	0.9	—
S+Au 中心碰撞	数据	0.7 ± 0.2	0.75 ± 0.1	$1.1^{+0.4}_{-0.3}$	47 ± 5
	LUCIAE	1.09	0.91	0.84	42.7
	RQMD	1.4	1.2	0.9	—

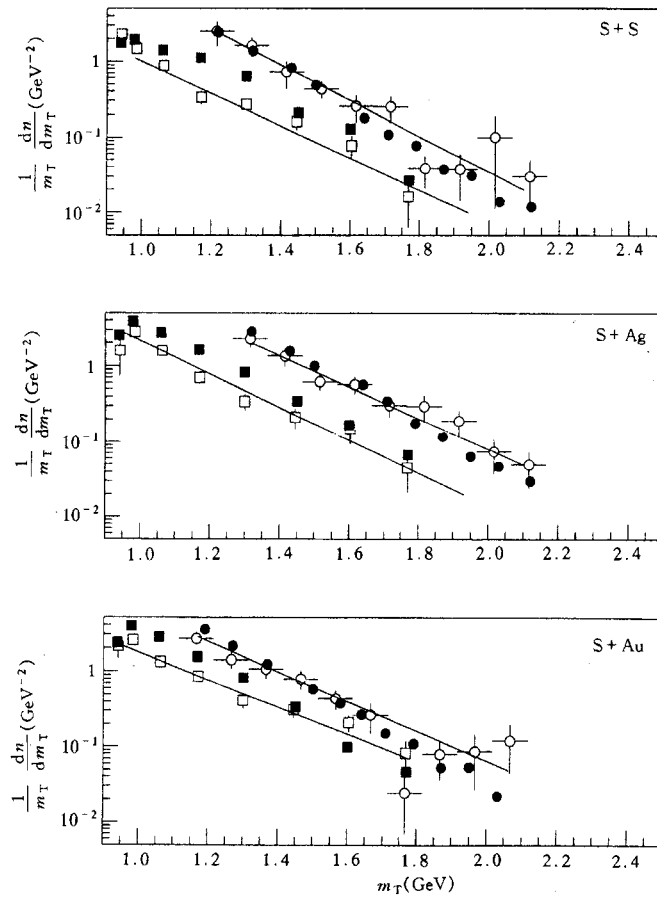


图 1 200A GeV S+S、S+Ag 和 S+Au 反应中 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 的横质量分布
 \bar{p} 的快度窗口是 $3 \leq y \leq 4$, $\bar{\Lambda}$ 窗口对于 SS、SAg 和 SAu 分别是 $1 \leq y \leq 3$, $1 \leq y \leq 3$ 和 $3 \leq y \leq 5$.
 \circ $\bar{\Lambda}$ NA35, \bullet $\bar{\Lambda}$ LUCIAE, \square \bar{p} NA35, \blacksquare \bar{p} LUCIAE.

$= 0.2$, $parj(3) = 0.2666$ 和 $parj(1) = 0.06666$ 计算核子-核子碰撞. 结果给在表 1 和图 1 中; 它们是对 10^4 (对于 pp) 事件或 2000 事件 (对于 AA 碰撞中 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 产额) 或 3000 事件 (对于 AA 碰撞中 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 的横质量分布) 平均的结果. 计算中对快度 y 和横动量 p_T 设置有与实验^[7] 相同的窗口 (acceptance).

表 1 给出 200A GeV $p + p$, S + S, S + Ag 和 S + Au 中心碰撞中 \bar{p} 、 $\bar{\Lambda}$ 和 h^- (负带电粒子多重数) 以及 $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 的结果; 对应的快度窗口是 $3 \leq y \leq 4$. 由表可见: LUCIAE 结果和 NA35 数据可比较. $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ 的 LUCIAE 结果从 S + S 到 S + Au 的单调下降, 是因为我们未考虑碰撞剧烈程度单调上升的缘故. LUCIAE 结果与 RQMD 结果亦可彼此比较, 这是因为两者都考虑了弦间集体相互作用和强子再散射^[23]. 尽管两者考虑强子再散射的办法并不相同, 但是再散射对末态分布的效应却相近. 在 RQMD 中极端相对论性核-核碰撞中高度密集的弦是通过弦聚集为色绳 (color rope) 来考虑的; 它进而导致了奇异反重子的增强. 在 LUCIAE 中高度密集的弦是由爆竹模型描写, 它的效应只体现于胶子的韧致辐射; 因而反奇异重子的增强需通过加大 s 夸克压低因子等 JETSET 子程序中有关参数来实现.

图 1 给出 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 的横质量分布, 图中实线是实验数据的指数拟合 (详见文献 [7]). 由图可见: 对于 \bar{p} LUCIAE 结果与数据符合得尚好, 对于 $\bar{\Lambda}$ 则符合得相当好.

为了区别 s 夸克压低因子等的效应和再散射效应以及区别 ' s ' 和 $parj(3)$ 的效应与 $parj(1)$ 的效应, 又计算了表 2 的结果; 算的都是 200A GeV S + S 碰撞中 \bar{p} 、 $\bar{\Lambda}$ 和 h^- 以及 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$. 表中 'LUCIAE 1' 是参数组 2 和无再散射的结果; 'LUCIAE 2' 是参数组 2 和有再散射的结果, 'LUCIAE 3' 是参数组 1 但 $parj(1)$ 改为 0.06666 和有再散射的结果; 'LUCIAE 4' 是参数组 1 和有再散射的结果. 由表可见: $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 的 'LUCIAE 1' 的结果的确近于 pp 碰撞

表 2 200A GeV p+p 和 S+S 碰撞中 \bar{p} 、 $\bar{\Lambda}$ 和 h^- 的快度密度 ($3 \leq y \leq 4$)

反应		\bar{p}	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Lambda}/\bar{p}$	h^-
p+p	数据	0.02 ± 0.02	0.005 ± 0.002	0.25 ± 0.1	0.74 ± 0.04
	LUCIAE	0.017	0.0035	0.21	0.60
	RQMD	0.015	0.005	0.3	—
S+S 中心碰撞	数据	0.4 ± 0.1	0.76 ± 0.16	$1.9^{+0.7}_{-0.6}$	25 ± 1
	LUCIAE 1 ^a	0.62	0.17	0.28	25.2
	LUCIAE 2 ^b	0.42	0.17	0.40	24.8
	LUCIAE 3 ^c	0.36	0.38	1.05	24.7
	LUCIAE 4 ^d	0.65	0.66	1.03	23.7

- (a) ' s '=0.2, $parj(3)$ =0.2666, $parj(1)$ =0.06666 无再散射;
 (b) ' s '=0.2, $parj(3)$ =0.2666, $parj(1)$ =0.06666 有再散射;
 (c) ' s '=0.4, $parj(3)$ =0.5333, $parj(1)$ =0.06666 有再散射;
 (d) ' s '=0.4, $parj(3)$ =0.5333, $parj(1)$ =0.1333 有再散射.

的结果. 再看 'LUCIAE 2' 结果: 其 $\bar{\Lambda}$ 产额虽近于 'LUCIAE 1' 结果, 但因 \bar{p} 产额低于 'LUCIAE 1', 故 'LUCIAE 2' 的 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 大于 'LUCIAE 1'. 强子再散射对 $\bar{\Lambda}$ 产额几乎无影响是因为再散射中 $\bar{\Lambda}$ 主要是通过 $\pi\bar{N} \rightarrow \bar{K}\bar{Y}$ 和 $K\bar{N} \rightarrow \pi\bar{Y}$ 产生的, 它几乎为相应的逆反应特别是 $\bar{Y}N$ 湮没所抵消. 相反地, 再散射却通过 $\bar{p}p$ 湮没而降低了 \bar{p} 产额. 但是仅依赖再散射 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 不可能趋向于 1. 比较 'LUCIAE 3' 和 'LUCIAE 4' 的结果可以看出: 增加 $parj(1)$ \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 产额虽相应增加, 但 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 却几乎不受影响. $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 值趋向 1 最主要的是 ' s ' 和 $parj(3)$ 的效应.

总之, 用事件产生器 LUCIAE 通过加大 AA 碰撞中 s 夸克压低因子等能大致地再现 200A GeV p + p 和 S + S、S + Ag 及 S + Au 碰撞中 \bar{p} 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额、横质量分布以及 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 值. 它表明 NA35 的这些数据中的确隐含着相对论性核-核碰撞比起同能量的 pp 碰撞具有奇异压低约化的事实. 虽然说 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ 趋向 1, 主要是 s 夸克压低因子增大的结果, 但它并不必然意味着夸克的味对称性; 因为它并不要求 s 夸克压低因子要为 1, 另外再散射也起着作用. 显然还需进一步研究奇异压低约化的微观机制, 然后才能对奇异增强作为 QGP 信号问题下结论.

作者感谢 J. Eschke 和 D. Röhrich 及时提供了 NA35 的数据. 第一作者感谢

O. Miyamura, K. Kumagai 和 T. Sasaki 的讨论和帮助,感谢日本广岛大学物理系的热情款待,本文主要计算是在那期间完成的. 本工作是中国自然科学基金委员会(NSFC)和日本学术振兴会(JSPS)合作项目成果之一.

参 考 文 献

- [1] M. Jacob, J. Tran Van., Phys. Rep., 1982, **88**:321;
J. Rafelski, Phys. Rep., 1982, **88**:331;
P. Koch, J. Rafelski, Nucl. Phys., 1985, **A444**:678;
J. Ellis, U. Heinz, Phys. Lett., 1989, **B233**:223
- [2] J. Bartke et al. NA35 Colla. Z. Phys., 1990, **C48**:191
- [3] E. Andersen et al. NA36 Colla. Phys. Lett., 1993, **B316**:603
- [4] S. Abatzis et al. WA85 Colla., Phys. Lett., 1990, **B244**:127
- [5] T. Alber et al. NA35 Colla. Z. Phys., 1994, **C64**:195
- [6] E Andersen et al. NA36 Colla. Nucl. Phys., 1995, **A590**:291c
- [7] T. Alber et al. NA35 Colla. Phys. Lett., 1996, **B366**:56
- [8] E. V. Shuryak. Phys. Rep., 1980 **61**:71; 1984, **115**:151
- [9] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski. Phys. Rep., 1986, **142**:167
- [10] H. Sorge. Phys. Rev., 1995, **C52**:3291
- [11] Sa Ben-Hao, Tai An. Phys. Rev., 1997, **C55**:2010
- [12] A. K. Wróblewski. Acta Phys. Pol., 1985, **B16**:379
- [13] H. Bialkowska et al. Z. Phys., 1992, **C55**:491
- [14] M. Gaździcki, U. Heinz. Phys. Rev., 1996, **C54**:1496
- [15] Sa Ben-Hao, Tai An. Comp. Phys. Commu., 1995, **90**:121
- [16] B. Andersson, G. Gustafson, Hong Pi. Z. Phys., 1993, **C57**:485
- [17] B. Andersson. Phys. Lett., 1991, **B256**:337
- [18] B. Andersson, Tai An. Z. Phys., 1996, **C71**:155
- [19] Sa Ben-Hao et al., Phys. Rev., 1993, **C48**:2995;
Sa Ben-Hao, Tai An, Lu Zhong-Dao. Phys. Rev., 1995, **C52**:2069;
B. Andersson, Tai An, Sa Ben-Hao. Z. Phys., 1996, **C70**:499
- [20] G. Bertsch, S. Das Gupta. Phys. Rep., 1988, **160**:189
- [21] A. K. Wróblewski. Proceedings of the 25th International Conference on HEP, p. 125, Singapore, 1990.
- [22] ZEUS Colla. Z. Phys., 1995, **C68**:29;
Fermilab E665 Colla. Z. Phys., 1994, **C61**:539
- [23] H. Sorge. Z. Phys., 1995, **C67**:479

Reduction of Strangeness Suppression and Strange Antibaryon Production in Sulphur–Nucleus Collisions at 200A GeV

Sa Benhao

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Tai An

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100039)

Abstract We use the event generator LUCIAE to analyse NA35 data of the \bar{p} and $\bar{\Lambda}$ yields, the transverse mass distributions and the ratio $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ in pp and central sulphur–nucleus collisions at 200A GeV. The results seem to indicate that NA35 data might imply the reduction of strangeness suppression in ultrarelativistic nucleus–nucleus collisions comparing to the nucleon–nucleon collision at the same energy. However, the ratio $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ approaching to unity in AA collisions comparing to pp collision does not necessarily mean quark flavor symmetry.

Key words event generator, strangeness suppression, quark flavor symmetry