

200A GeV pp、pS 和 SS 碰撞中单奇异 粒子产生数据的分析*

萨本豪 储自力

(中国原子能科学研究院 北京 102418)

台安

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-07-29 收稿

摘 要

用相对论性核-核碰撞的蒙特卡罗事件产生器——LUCIAE, 分析了 200A GeV pp、pS 和 SS 碰撞中单奇异粒子产生的实验数据. 结果表明: SS 中心碰撞相对于 pp 或 pS 最小偏畸事件, 似乎有更强的末态相互作用, 更短的奇异粒子产生时间, 和更大的奇异粒子对压低因子. 从 pp 到 pS 再到 SS 奇异增强的实验事实, 似乎不必引入夸克-胶子等离子体就能得到解释.

关键词 奇异粒子, 奇异增强, 夸克-胶子等离子体.

1 引 言

倘若在相对论性核-核碰撞中形成了夸克-胶子等离子体(QGP), 由于在 QGP 相下, 产生奇异夸克的阈能: $E_{th} \approx 300\text{MeV}$ (譬如 $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ 或 $gg \rightarrow s\bar{s}$), 远小于强子物质(HM)的相应阈能: $E_h' \sim 600\text{MeV}$ (譬如 $\pi M \rightarrow KA$); 因此有 QGP 形成过程的相对论性核-核碰撞中产生的奇异粒子相对地会多些; 奇异粒子增强被予言为探测 QGP 的有力信号^[1].

相对论性核-核碰撞中奇异粒子产额大于同能量的核子-核子碰撞中相应产额按碰撞几何迭加的第一个实验结果是六年前发表的^[2]. 后来越来越多的实验^[3-6]都证实了此奇异增强现象.

为回答奇异粒子增强是否真的能作为 QGP 探测信号, 首先必须回答奇异粒子增强能否不引入 QGP 而得到解释的问题. 新近的理论研究结果^[7]似乎表明: 无须引入 QGP, 可以解释奇异粒子多重数的增强; 但是奇异粒子的快度分布和横动量分布未获满意的解释.

本文用蒙特卡罗事件产生器 LUCIAE (LU 指 Lund University, CIAE 指中国原子能科学研究院)继续研究上述问题. LUCIAE 其实是 FRITIOF^[8] 的新版, 它增加了辐射胶子时弦间的集体相互作用^[9, 10]和产生粒子间的再散射^[11]; 详细请见文献 [12]. 对于奇异粒

*国家自然科学基金资助.

子产生的研究说来, LUCIAE 中主要的模型参数有:

PARJ(2): FRITIOF 原有的参数, 表明产生 s 夸克对相对于产生 u 或 d 夸克的压低因子;

PARAM(7): 粒子静止系中的粒子形成时间;

和

PARAM(10): 只对落在有效球内的产生粒子考虑它们间及其与核子间的再散射, 有效球半径 = *PARAM*(10) * R_T (R_T 是靶核半径). 它是个截断因子, 类似于 *ARC* 等事件产生器中引入的能量截断因子.

计算中用了两套参数, 它们以及它们相应的计算结果分别指为 LUCIAE(1) 和 LUCIAE(2):

LUCIAE(1): *PARJ*(2) = 0.2, *PARAM*(7) = 1.5fm / c;

LUCIAE(2): *PARJ*(2) = 0.3, *PARAM*(7) = 1.0fm / c.

PARAM(10) 都取其饱和值 2.0.

计算结果表明: 解释 pp 和 pS 反应奇异粒子多重数的增强或者奇异粒子快度和横动量分布, LUCIAE(1) 好于 LUCIAE(2); 但是对于 SS 反应则相反. 另外, 对于 SS 反应的实验与理论比较, LUCIAE(2) 的结果还优于文献 [7] 中引的 HIJING^[13] 的结果, 分布也好于 VENUS^[14] 结果. LUCIAE 的这些结果, 不仅从物理上说合乎情理, 而且表明了奇异粒子增强现象无须引入 QGP 而能得到解释.

2 LUCIAE 事件产生器新添内容概述

在 FRITIOF 7.02 中^[8], 两相碰撞强子因纵动量转移或部分子的 Rutherford 散射而激发. 此高度激发态, 将按照软辐射模型, 发射韧致胶子. 经此退激发后的强子, 被描写为 Lund 弦, 它再按 Lund 弦碎裂机制衰变为末态产物.

在相对论性核-核碰撞中一般会形成许多彼此靠近的弦. 这些弦类似于色超导 QCD 真空中涡旋线; 如同 II 类超导体中涡旋线间排斥相互作用, 这些弦间也有相互作用. 在 FRITIOF 7.02 中未包括的这种弦间的集体相互作用, LUCIAE 中用爆竹模型^[12]描写. 此模型假设: 相互靠得很近的弦, 形成许多群; 群相当于有相互作用的量子态, 它所具有大的公共能量密度(相应于弦间的集体相互作用), 将影响到韧致胶子的发射^[9]以及碎裂行为^[10].

LUCIAE 中还增加了描写产生粒子(来自 FRITIOF 7.02)彼此间及其与参加者以及旁观者核子间再作用的再散射模型^[11]. 模型中假设: 产生粒子和参加者核子(受伤核子)随机地分布在一定碰撞参数下弹核与靶核的几何交迭区内; 弹和靶的旁观者核子随机地分布在上述交迭区之外, 弹和靶核球之内. 再散射级联过程从此开始发展.

产生粒子和参加者核子的初始动量在 FRITIOF 输出时已有赋值. 至于旁观者核子的初始动量可如下确定: 首先假设它们均摊弹核的剩余纵动量(它也是 FRITIOF 的一个输出), 其次假设其横动量模由二维高斯分布

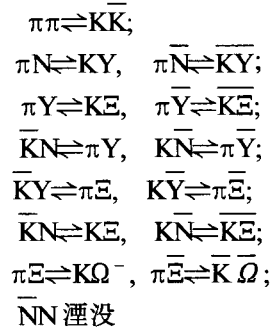
$$f(p_T)dp_T = Cp_T \exp\left[-\frac{p_T^2}{\langle p_T^2 \rangle}\right] dp_T \quad (1)$$

抽样. $\langle p_T^2 \rangle$ 取为 20—40 MeV² / c². 横动量方位角在 (0, 2 π) 间均匀抽样.

根据上述粒子及其初始状态和粒子碰撞总截面, 就可以建立以粒子碰撞对及相应碰撞时间为内容的初始碰撞表(以后就随时间演化为各瞬时的碰撞表). 由碰撞表中找出最小碰撞时间和相应的碰撞对粒子 i 和 j 后, 首先全部粒子都沿其轨迹由上个碰撞时间走到本碰撞时间. 然后根据 i 与 j 的碰撞总截面 $\sigma_{\text{tot}}^{ij}(\sqrt{s})$ 和弹性散射截面 $\sigma_{\text{el}}^{ij}(\sqrt{s})$ 如下随机决定该碰撞的性质; 若

$$\sigma_{\text{el}}^{ij}(\sqrt{s}) / \sigma_{\text{tot}}^{ij}(\sqrt{s}) \geq \xi, \quad (2)$$

则碰撞为弹性散射, 否则为非弹性散射; 上式中 \sqrt{s} 为碰撞粒子质心系能量. 为研究奇异粒子产生具体考虑的非弹反应可归类如下:



其中 Y 指 Λ 或 Σ , Ξ 指 Ξ^- 和 Ξ^0 . 共计考虑了 295 个非弹反应道; 尚未包括的非弹反应道, 均当作弹性道处理.

散射都是在碰撞粒子质心系中执行. 对于弹性散射因碰撞前后粒子动量模不变, 为得到散射角 θ_s 先如下抽样动量转移 \hat{t} :

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \exp(B\hat{t}), \quad (3)$$

$$B = \frac{\varepsilon^6}{1 + \varepsilon^6} A,$$

$$\varepsilon = 3.65(\sqrt{s} - m_i - m_j),$$

$$A = \min[10.3, (1.12\langle p_T \rangle)^2],$$

其中 $\langle p_T \rangle$ 是碰撞粒子的平均横动量(界于 0.2—0.4 GeV / c 间); 再由

$$\hat{t} = -2p_i^2(1 - \cos\theta_s) \quad (4)$$

得到 θ_s . 至于散射后粒子动量的方位角在 $(0, 2\pi)$ 均匀抽样.

对于非弹性散射首先根据前面所列的非弹反应道中碰撞粒子 i 和 j 所决定的 λ 射道所对应的各个反应道的截面, 随机决定具体的反应道(亦即出射粒子-散射后粒子). 然后由通常的两体运动学公式

$$E_i' = \frac{s - m_j^2 + m_i^2}{2\sqrt{s}}, \quad (5)$$

$$|p_i'| = \frac{1}{2\sqrt{s}} [(s - (m_i + m_j)^2)(s - (m_i - m_j)^2)] \quad (6)$$

(交换角标 i 和 j 即得到碰撞后 j 粒子的相应量)得到散射后粒子动量模. 至于散射后粒子

动量的方向, 像通常那样对于 $\pi\pi$ 和 NN 碰撞由 4π 立体角均匀抽样, 对于介子和重子间的再散射假设散射后重子继续沿碰撞粒子质心中碰撞前重子的方向前进.

$\pi\pi \rightarrow \overline{KK}$ 的截面像^[15]那样取为 2.0mb. $\pi N \rightarrow KY$ 以及其它奇异夸克产生反应的截面, 采用文献 [16] 的同位旋平均的参数化公式; 当然这儿要考虑各个反应道有不同的阈能. 像 $\overline{KN} \rightarrow \pi Y$ 这样的奇异夸克交换反应, 假设其截面是相应的奇异夸克产生反应截面的十倍^[16]. 为求逆过程截面, 需用细致平衡假设, 详见文献 [17].

文献 [12] 中已谈到前面所列的这些反应道, 实际上是一种‘代表性反应道’, 各都代表着尚未列出的一系列反应道(它们都对应着同一入射道); 因此替代上述与质心系能量有关的同位旋平均的截面参数化公式, 也可赋予 $\pi N \rightarrow KY$ 以常数有效截面, 如 0.3mb.

为了简单起见总截面都取为常数: $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} = 40\text{mb}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = 25\text{mb}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}} = 35\text{mb}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\pi\pi} = 10\text{mb}$, 并假设: $\sigma_{\text{tot}}^{\pi\bar{\pi}} = \sigma_{\text{tot}}^{\pi Y} = \sigma_{\text{tot}}^{\pi N}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\text{K}\bar{\text{K}}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{KY}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}}$. 至于非弹性截面与总截面比根据实验事实取为 0.75—0.85.

3 结果和讨论

表 1 给出 200.4 GeV pp, pS 最小偏畸事件 (minimumbias, 各种碰撞参数的平均) 和 SS 中心碰撞中电荷粒子和中性单奇异粒子的平均多重数的实验数据及其与各种理论结果的比较.

先看表 1 中 Λ 粒子的实验产额. pp 情况下它为 0.096; 在 pS 无偏畸事件中, 入射质

表1 200.4 GeV pp, pS 和 SS 碰撞中电荷粒子和中性奇异粒子的平均多重数

反应	$\langle h \rangle$	$\langle \Lambda \rangle$	$\langle \bar{\Lambda} \rangle$	$\langle K_s^0 \rangle$	
p+p	data ^a	2.85±0.03	0.096±0.015	0.013±0.005	0.17±0.01
	LUCIAE(1)	2.94	0.0931	0.0119	0.160
	LUCIAE(2)	2.87	0.132	0.0166	0.225
	HJING ^b	2.99	0.16	0.030	0.26
	VENUS ^b	2.79	0.181	0.033	0.27
	RQMD ^b	2.59	0.11	—	0.21
p+S (最小偏畸事件)	data ^a	5.7±0.2	0.28±0.03	0.049±0.006	0.38±0.05
	LUCIAE(1)	5.67	0.287	0.035	0.33
	LUCIAE(2)	5.53	0.444	0.053	0.46
	HJING ^b	4.83	0.255	0.046	0.4
	VENUS ^b	5.40	0.340	0.065	0.510
	S+S (中心碰撞事件)	data ^a	98±3	9.4±1.0	2.2±0.4
LUCIAE(1)		116	5.49	0.90	9.30
LUCIAE(2)		114	7.48	1.25	11.6
HJING ^b		88.8	4.58	0.86	7.23
VENUS ^b		94.1	8.20	2.26	11.9
RQMD ^b		110.2	7.76	—	10.0

a 取自文献[5];

b 取自文献[7]中表3.

子平均说来与 S 中两个核子发生碰撞^[7], 若按 pp 的 Λ 产额迭加, pS 中 Λ 产额只有 0.19, 而实际是 0.28. 对于 SS 中心碰撞, 作为上限的估计也可假设每入射核子平均地与 2 个靶核子碰撞, 其 Λ 产额应是 pp 的 64 倍即 6.14; 而实际是 9.40. 这就是核-核碰撞中奇异粒

子增强的实验事实。

至于理论与实验的比较,表1告知:对于pp和pS, LUCIAE(1)比(2)好; HIJING比VENUS或RQMD^[15]好; LUCIAE(1)又略好于HIJING. 对于SS, LUCIAE(2)好于(1); VENUS或RQMD好于HIJING; LUCIAE(2)和VENUS或RQMD不相上下.

在本文所研究的能量范围, HIJING与FRITIOF相近^[7]; LUCIAE比FRITIOF多考虑了弦间的集体相互作用(发射胶子时)和产生粒子的再散射; VENUS除比FRITIOF多了再散射外,还考虑了双弦效应^[14]; RQMD与FRITIOF相比的情况,与VENUS相似,因为RQMD中含有的色绳效应与VENUS中双弦效应相当,都是弦(部分子)高度密集的结果.

无论pp, pS或SS,入射能量都是每核子200GeV;而中心碰撞的SS,其剧烈程度显然要高于pp或pS. 因此SS的末态相互作用(再散射效应)比pS大(pp无末态相互作用),SS中产生粒子的形成时间比pS或pp短,SS中产生奇异夸克对的可能性(相对于u或d夸克而言)比pS或pp要大. 这也许就是SS碰撞VENUS或RQMD好于HIJING, LUCIAE(2)好于(1), LUCIAE(2)和VENUS或RQMD相当的原因.

有必要对LUCIAE三个主要参数中的PARJ(2)另作些叙述. 迄今人们对s夸克对压低因子的了解还不完善. 一般认为:对于 e^+e^- 湮没中奇异粒子产生,它取0.3(也是FRITIOF或LUCIAE中用的缺省值)合适. 但是深度非弹的实验表明:当 \sqrt{s} 由5GeV变到20GeV时,它的值由0.15上升到0.35^[18];但是新近HERA和E665的深度非弹实验^[19]却认为它应是0.2. 在强子-强子碰撞中PARJ(2)的值是随能量而变的,从ISR能量下的

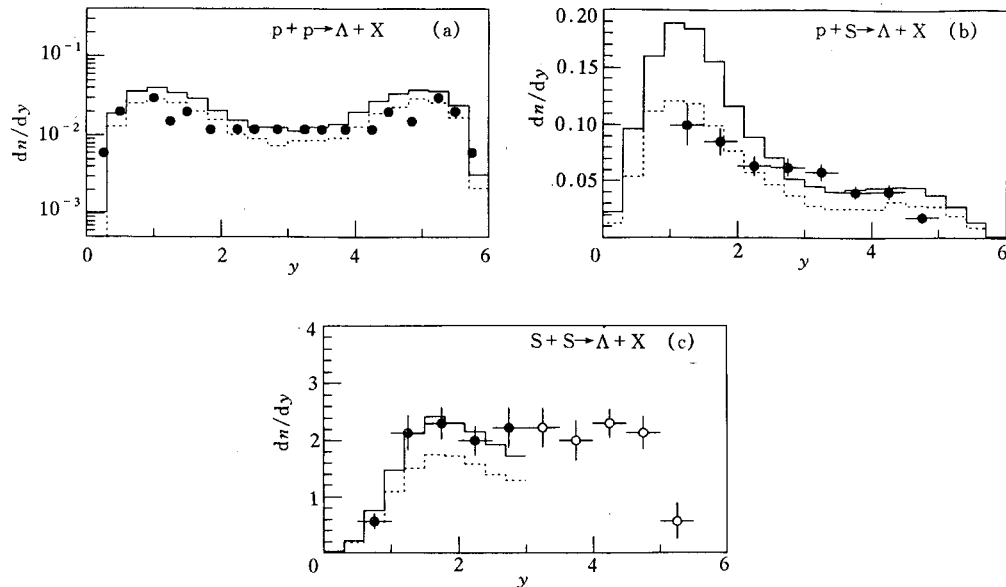


图1 200.4 GeV pp, pS和SS反应中单奇异粒子的快度分布(全 p_T 空间)

(a) pp反应; (b) pS最小偏畸事件; (c)SS中心碰撞.

0.2 变到 $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ 时的 0.4^[18]. 深度非弹和强子-强子碰撞实验还表明^[19]: $PARJ(2)$ 值还与相空间有关, 它的值在 0.15 到 0.55 间变化, 而平均值近于 0.3. 正因此本文也研究了此因子在 pp, pA 和 AA 碰撞的奇异粒子产生中的作用.

图 1 给出单奇异粒子 Λ 的全 p_T 空间的快速度分布. 图中实点是实验数据, pp 取自文献[20], pS 和 SS 取自文献 [5]; 虚线是 LUCIAE(1) 结果, 实线是 LUCIAE(2) 结果. 同样地, 和实验相比, 对于 pp 和 pS, LUCIAE(1) 好于 (2), 但是对于 SS 则相反. 假如把 LUCIAE 的结果与文献 [7] 中 HIJING 和 VENUS 的结果 (参看文献 [7] 的图 1, 5 和 2) 相比, 不难看出: LUCIAE 符合实验一般更好些.

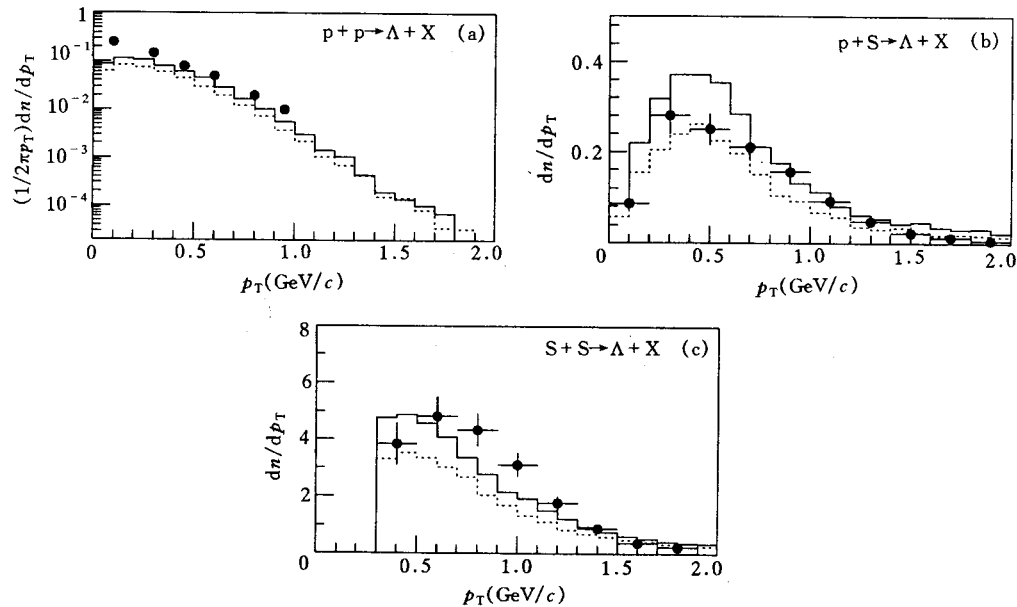


图 2

同图 1, 但指 Λ 的横动量分布.

(a) pp 全 y 空间; (b) pS $1 < y < 5$; (c) SS $0.5 < y < 3$.

图 2 和图 1 类似但给的是横动量分布. 这儿 y (快速度) 空间的截断情况如下: pp 对应于全 y 空间; pS 的 y 截断是 $1 < y < 5$; SS 是 $0.5 < y < 3$. 相空间的上述截断, 与实验数据完全一致.

Λ 及 K_s^0 的快速度和横动量分布理论与实验比较的情况, 与 Λ 非常类似, 故不另给出. 从本文的结果似乎可以引出以下结论:

SS 中心碰撞和相同入射能量的 pp 及 pS 最小偏畸事件相比, 似乎末态相互作用 (再散射效应) 要强些, 奇异粒子形成时间要短些, 奇异夸克对压低因子要大些 (亦即产生的奇异夸克对要多些).

无论 pp, pS 或 SS 的单奇异粒子多重数, 快速度分布和横动量分布的实验数据, 以及从 pp 到 pS 再到 SS 奇异增强的事实, 不引入 QGP 也可得到解释.

参 考 文 献

- [1] M. Jacob, J. Tran Van., *Phys. Rep.*, **88** (1982)321.
J. Rafelski, *Phys. Rep.*, **88** (1982)331.
P. Koch, J. Rafelski, *Nucl. Phys.*, **A444** (1985)678.
J. Ellis U. Heinz, *Phys. Lett.*, **B233** (1989)223.
- [2] J. Bartke *et al.*, NA35 Colla., *Z Phys.*, **C48** (1990)191.
- [3] E. Andersen *et al.*, NA36 Colla., *Phys. Lett.*, **B316** (1993)603.
- [4] S. Abatzis *et al.*, WA85 Colla., *Phys. Lett.*, **B244** (1990)127.
- [5] T. Alber *et al.*, NA35 Colla., *Z Phys.*, **C64** (1994)195.
- [6] E. Andersen *et al.*, NA36 Colla., *Nucl. Phys.*, **A590** (1995)291c.
- [7] V. Topor Pop *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52** (1995)1618.
- [8] B. Andersson, G. Gustafson, Hong Pi, *Z Phys.*, **C57** (1993)485.
- [9] B. Andersson, *Phys. Lett.*, **B256** (1991)337.
- [10] B. Andersson, Peter A. Henning, *Nucl. Phys.*, **B355** (1991)82.
- [11] Sa Ben-Hao, Wang Zhong-Qi, Zhang Xiao-Ze *et al.*, *Phys. Rev.*, **C48** (1993)2995.
- [12] Sa Ben-Hao, Tai An, *Comp. Phys. Commu.*, **90** (1995)121.
- [13] X. N. Wang, M. Gyulassy, *Comp. Phys. Commu.*, **83** (1994)307.
- [14] K. Werner *et al.*, *Phys. Rep.*, **232** (1993)87.
- [15] R. Mattiello, H. Sorge, H. Stöcker *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989)1459.
- [16] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, *Phys. Rep.*, **142** (1986)167.
- [17] G. Bertsch, S. Das Gupta, *Phys. Rep.*, **160** (1988)189.
- [18] A. K. Wróblewski, Proceedings of the 25th International Conference on HEP, p. 125, Singapore, 1990.
- [19] ZEUS Colla., *Z Phys.*, **C68** (1995)29;
Fermilab E665 Colla., *Z Phys.*, **C61** (1994)539.
- [20] K. Jaeger *et al.*, *Phys. Rev.*, **D11** (1975)2405.

Analysis for the Data of Singly Strange Particle Production in 200A GeV pp, pS and SS Reactions

Sa Benhao Chu Zili

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Tai An

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

Received 29 July 1996

Abstract

We have used the event generator LUCIAE to analyse the data of singly strange particle production in pp, pS, and SS reactions at 200A GeV. The results seem to indicate that in comparing with the pp and the pS minimum bias event, the SS center collision seems having stronger final state interaction, shorter formation time of strange particles, and larger s quark pair suppression factor. The strangeness enhancement evidence from pp to pS and to SS could be explained without the introduction of quark-gluon plasma formation.

Key words Strange particle, strangeness enhancement, quark-gluon plasma.