第19卷 第7期 高能物理与核物理 Vol. 19, No. 7
1995年7月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS July, 1995

夸克-胶子等离子体对高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞多重产生的可能描述

陈奋策
(福建教育学院数理系 福州 350001)

1994-03-07 收稿

摘 要

以 QCD 袋模型和统计流体力学模型为基础，在二维平衡态近似下得到多重数和质心系能量的关系式，和高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞非单衍过程产生的多重数实验数据吻合得很好；在三维平衡态近似下得到中心在快度较大区域的产生粒子的源II的大小和横动量的关系，关系式和三火球模型计算结果符合.

关键词 多重产生，夸克-胶子等离子体，QCD 袋和统计流体力学模型.

1 引 言

统计模型在解释高能质子 p、反质子 $\bar{p}(p)$ 碰撞多重产生现象中起了重要的作用.朗道于1953年提出的统计流体力学模型 (SHM)[1] 成功地计算了高能强子-强子以及强子-原子核碰撞中的数据[2],尽管 SHM 中的某些假设至今还没完全清楚. 虽然量子色动力学 (QCD)、格点规范理论使我们能更深入地了解强相互作用的规律，但还不清楚怎样用 QCD 基本理论去处理高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞. 在这种情况下，强子物质和夸克-胶子等离子体两种态的唯象模型，量子色动力学袋模型 (QCDBM)[3] 就应运而生. 基于在原子核-原子核碰撞实验中，当能量足够高时，有可能发生从强子物质向夸克-胶子等离子体 (QGP) 态的相变,我们用统计模型处理高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞中的多重产生行为,相信有助于了解夸克-胶子等离子体态.

在本文中，以 QCDBM、SHM、QGP 模型 (QGPM)[3] 和三火球模型 (TFBM)[4,5] 为基础,对多重产生进行统计计算. 在第二部分中，我们给出高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞非单衍过程的物理图象；在第三部分中，给出结合 QCDBM 和 SHM 的 QCDB-SHM 的数学描述;在第四部分中,在二维平衡态近似下，给出多重数和质心系能量的关系并和实验数据进行比较;在第五部分中,在三维平衡态近似下，给出中心在快度较大处的产生粒子的源II的大小和横动量的关系并和三火球模型的计算值进行比较;第六部分进行总结和讨论.

2 物理图象

对于高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞非单衍过程,相碰时，p、$\bar{p}(p)$ 相互穿透,形成一个在它们质心

系看相对静止的"火球"[9]，碰撞过程中只通过它们内含的胶子相互作用。价夸克穿出火球后，在快度空间形成二个产生粒子的源(源 I 的中心在快度中心区，源 II 的中心在快度较大的地方)，而价夸克形成带头粒子[10]。我们称价夸克即将穿出、即将开始膨胀的火球为初始火球 (IFB)。显然，IFB 在中心区。

三火球模型[4,5]很好地解释了许多多重产生的实验事实。上述图象与三火球模型有本质的相像。TFBM 中中心火球相当于源 I，射弹火球和靶火球则相当于源 II。源 II 实际上包含两个源，因为快度绝对值相等点在快度中心的两侧有两个，记为 $\langle n_{21}\rangle$ 和 $\langle n_{22}\rangle$，分别对应 TFBM 中的射弹火球(侧边火球之一[5])大小 $\langle n_{\mathrm{P}}\rangle$ 和靶火球 (另一侧边火球) $\langle n_{\mathrm{T}}\rangle$

$$\langle n_{22}\rangle = \langle n_{21}\rangle \sim \langle n_{\mathrm{P}}\rangle = \langle n_{\mathrm{T}}\rangle. \tag{1}$$

在 p、$\bar{\mathrm{p}}$(p) 质心系中看，源 II 产生的末态粒子的平均纵动量 $\bar{p}_{/\!/}$ 比平均横动量 $\bar{p}_{\perp}$ 大得多。但是，在某一侧边火球的质心系 Σ 中看，粒子的纵动量大小和横动量大小相当。在 Σ 系中，可以用三维平衡态近似描述它。如果侧边火球经历过 QGP 阶段，根据高能强作用中的夸克组合律[13]，我们也可用三维平衡态近似描述之。

TFBM[4] 和邹、杨[11,12]关于末态粒子动量配分温度型分布与能量为 540GeV 时末态粒子在快度中心区的角分布符合。分布中的横动量截断表明粒子的横向运动充分混乱(热化)了，而纵向动量随机分布表明纵向没有热化，即反映了末态粒子的动量不是各向同性的 ($\bar{p}_{/\!/} \gg \bar{p}_{\perp}$)。我们用二维平衡态近似描述 IFB 衰变成的末态粒子。根据高能强作用中的夸克组合律[13]，并认为组成末态粒子(不包括带头粒子)的夸克、反夸克是由 IFB 中的胶子形成的，IFB 中的胶子的运动在纵向没有热化(仍"记得"入射粒子的动量)，而横向热化了。因而对中心区的 IFB 用二维平衡态近似描述。

采用朗道相对论流体模型[7]描述 IFB 体积

$$V = \frac{C_0^2}{1+C_0^2}\cdot\frac{2m_{\mathrm{p}}}{K\sqrt{s}}\cdot\frac{4\pi}{3m_\pi^3},\quad C_0=\sqrt{\frac{1}{3}}. \tag{2}$$

式中参数 C_0 是声速，m_π 是 π 介子的质量，参数 K 是完全非弹性碰撞部分占质心系能量 $\sqrt{s}$ 的比例。文献[7]以(2)式对 $\sqrt{s}=63\mathrm{GeV}$ 和 $\sqrt{s}=540\mathrm{GeV}$ 时 pp($\bar{\mathrm{p}}$) 碰撞产生的多重数快度分布的实验数据在 C_0 取 $\sqrt{1/3}$ 下作了拟合，结果符合得很好。因此，利用(2)式是可行的。

3 QCDB-SHM 描述

3.1 三维描述

QCD 袋模型认为强子物质是内含夸克和胶子的袋，袋中的夸克、胶子的相互作用可用微扰 QCD 描述，而非微扰效应由袋参数 B 描述[3]。认为夸克的质量很小，在温度 T 大于相变温度 T_c 时，夸克、胶子的化学势为零，系统的配分函数可写成[14]

$$\ln Z = \frac{1}{3}\xi_1 V T^3 + \frac{1}{3}\xi_2 V T^3 - \beta V B, \tag{3}$$

其中 V 是体积，$\beta = 1/T$，

$$
\begin{aligned}
&\xi_1 = \xi_1^0\left(1 - \frac{50}{21\pi}\alpha_s\right),\ \xi_1^0 = \frac{21\pi^2}{60}n_f,\\
&\xi_2 = \xi_2^0\left(1 - \frac{15}{4\pi}\alpha_s\right),\ \xi_2^0 = \frac{8\pi^2}{15},
\end{aligned}
\tag{4}
$$

$$
\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\dfrac{M^2}{\Lambda^2}},\ \Lambda = 0.1\mathrm{GeV},\ M^2 = 15.97T^2\ (T > T_c). \tag{5}
$$

其中 n_f 是夸克的味道简并度．考虑到格点规范理论的模拟计算结果[16],我们假定袋参数

$$
\begin{aligned}
&B = 常数 \doteq (0.19\mathrm{GeV})^4,\ T \leqslant T_c,\\
&B = \lambda_1\frac{T}{V}\exp\left(\frac{\lambda_2 V}{T}\Lambda^4\right),\ T > T_c.
\end{aligned}
\tag{6}
$$

其中 λ_1、λ_2 是常数．由配分函数可求系统的能量 E、压强 P、熵 A

$$
E = -\frac{\partial}{\partial\beta}\ln Z = (\xi_1 + \xi_2)VT^4 + \frac{\partial}{\partial\beta}(\beta VB),\ \left(\frac{\partial}{\partial\beta}\alpha_s = O(\alpha_s^2)\right), \tag{7}
$$

$$
P = T\frac{\partial}{\partial V}\ln Z = \frac{1}{3}(\xi_1 + \xi_2)T^4 - T\frac{\partial}{\partial V}(\beta VB), \tag{8}
$$

$$
A = \frac{1}{T}(E + PV) = \frac{4}{3}(\xi_1^0 + \xi_2^0)(1 - 0.905\alpha_s)VT^3,\ (n_f = 3). \tag{9}
$$

$\frac{4}{3}(\xi_1^0 + \xi_2^0)VT^3$ 对应于自由夸克、胶子的贡献，$-\frac{4}{3}(\xi_1^0 + \xi_2^0)\cdot 0.905\alpha_s VT^3$ 对应于相互作用部分的贡献．取自由近似时

$$
T = \left[\frac{E}{V(\xi_1^0 + \xi_2^0)}\right]^{1/4}. \tag{10}
$$

代入(9)式,得

$$
A = \frac{4}{3}(\xi_1^0 + \xi_2^0)^{1/4}(1 - 0.905\alpha_s)V^{1/4}E^{3/4}, \tag{11}
$$

在 $T = T_c = 0.141\mathrm{GeV}$[6] 处,取 $B^{1/4} = 0.190\mathrm{GeV}$，$\alpha_s = 0.4$[15]，$m_\pi = 0.139\mathrm{GeV}$，由(7)、(11)式可求 π 介子内部熵的近似值

$$
A'_\pi = \frac{4}{3}(\xi_1 + \xi_2)T_c^3 m_\pi[B + (\xi_1 + \xi_2)T_c^4]^{-1} \doteq 1. \tag{12}
$$

3.2　二维描述

我们仅讨论胶子部分的贡献．由玻色统计,自由玻色子的配分函数

$$
\ln Z_0 = -\sum_i \ln[1 - \exp(-\beta\varepsilon_i - \beta\mu_0\hat{n}_i)], \tag{13}
$$

其中 ε_i、n_i 是能级为 i 的玻色子的能量、玻色子数，μ_0 是化学势．对所有能级求和,二维时

$$
\sum_i \to \sum_{i,2} \to \frac{gV}{2\pi^2}\int \mathrm{d}\boldsymbol{P} = \frac{gV}{2\pi}\int_0^\infty P\mathrm{d}P, \tag{14}
$$

其中 g 是玻色子简并度,对于胶子 $g_g = 2\times 8 = 16$．记

$$y=\beta\varepsilon,\ y_0=\beta m_g\ (m_g=0,\ \varepsilon=P,\ \mu_g=0). \tag{15}$$

有

$$\ln Z_0=\frac{gV}{4\pi}T^2\int_{y_0}^{\infty}\frac{(y^2-y_0^2)\mathrm{d}y}{\exp(y-\beta\mu_0)-1}=\eta VT^2,\ \eta=3.063. \tag{16}$$

自由胶子的能量 E_0、压强 P_0、熵 A_0 分别为

$$E_0=-\frac{\partial}{\partial\beta}\ln Z_0=2\eta VT^3, \tag{17}$$

$$P_0=T\frac{\partial}{\partial V}\ln Z_0=\eta T^3, \tag{18}$$

$$A_0=\frac{1}{T}(E_0+P_0V)=3\eta VT^2=1.89\eta^{1/3}V^{1/3}E_0^{2/3}. \tag{19}$$

三维情况

$$\sum_i\to\sum_{i,3}\to\frac{gV}{(2\pi)^3}\int\mathrm{d}\boldsymbol{P}=\frac{gV}{2\pi^2}\int_0^{\infty}P^2\mathrm{d}P, \tag{20}$$

$$\ln Z_0\to\ln Z_{03}=\frac{1}{3}\frac{gV}{2\pi^2}T^3\int_{y_0=0}^{\infty}\frac{(y^2-y_0^2)^{3/2}}{e^y-1}\mathrm{d}y=\frac{1}{3}\xi_2^0VT^3, \tag{21}$$

$$A_{03}=\frac{gV}{2\pi^2}T^3\int_0^{\infty}\frac{y^2\mathrm{d}y}{e^y-1}=\frac{4}{3}\xi_2^0VT^3. \tag{22}$$

正是方程(9)中自由胶子部分的贡献．考虑相互作用部分的贡献时，式(17)—(19)要修正．类似式(6)—(9),引入袋参数 B、并计算,有修正式

$$E_0\to E_i=2\eta(1-0.905\alpha_s)VT^3+\frac{\partial}{\partial\beta}(\beta VB),\ E_i\doteq2\eta VT^3, \tag{23}$$

$$P_0\to P_i=\eta(1-0.905\alpha_s)T^3-T\frac{\partial}{\partial V}(\beta VB), \tag{24}$$

$$A_0\to A_i=\frac{1}{T}(E_i+P_iV)=1.89\eta^{1/3}(1-0.905\alpha_s)V^{1/3}E_i^{2/3}. \tag{25}$$

式中的 α_s 值可由(5)式算得

$$\alpha_s=\frac{0.607}{\ln 40T},\ (n_f=3). \tag{26}$$

4 多重数和质心系能量的关系

认为末态粒子(不包括带头粒子)都是 π 介子,数目为 N_π．在同位旋守恒要求下，多重数

$$\langle n\rangle=\frac{2}{3}N_\pi. \tag{27}$$

如第二部分的分析,推广 $\sqrt{s}=540\mathrm{GeV}$ 情况到 $\sqrt{s}\geqslant11.5\,\mathrm{GeV}\sim\sqrt{s}\leqslant900\mathrm{GeV}$ 情况,认为 $N_\pi\pi$ 系统可用二维平衡态近似描述．类似(16)式，$N_\pi\pi$ 系统的配分函数

$$\ln Z_\pi = \frac{g_\pi V_\pi}{4\pi} T_\pi^2 \int_{\frac{m_\pi}{T_\pi}}^{\infty} \frac{y^2 dy}{\exp\left(y - \frac{\mu_\pi}{T_\pi}\right) - 1}, \quad \frac{m_\pi}{T_\pi} \to 0. \tag{28}$$

$g_\pi = 3$ 是 π 介子的简并度，μ_π 是 π 介子化学势

$$N_\pi = \frac{\partial(\ln Z_\pi)}{\partial(\mu_\pi/T_\pi)} = \frac{g_\pi V_\pi}{2\pi} T_\pi^2 \int_{\frac{m_\pi}{T_\pi}\to 0}^{\infty} \frac{y^2 dy}{\exp\left(y - \frac{\mu_\pi}{T_\pi}\right) - 1}. \tag{29}$$

N_π 个 π 介子宏观运动的熵

$$A' = \frac{3g_\pi}{4\pi} V_\pi T_\pi^2 \int_0^{\infty} \frac{y^2 dy}{\exp\left(y - \frac{\mu_\pi}{T_\pi}\right) - 1} - \frac{N_\pi \mu_\pi}{T_\pi}. \tag{30}$$

(29)式的积分收敛要求 $\mu_\pi \leqslant 0$。当 $T_\pi \to 0$，热力学第三定律要求 $A' \to 0$，就有在自由近似下，$\mu_\pi \to 0$。联立(29)、(30)式，得到

$$A' = 2.192 N_\pi. \tag{31}$$

末态 π 介子系统的总熵

$$A_f = A' + N_\pi A'_\pi = 3.192 N_\pi. \tag{32}$$

朗道认为[1,17]，向强子物质的转化，其熵只决定于初始状态而与过程无关。我们假定，IFB 中胶子部分的熵 A_i 等于末态粒子(不包括带头粒子)即 $N_\pi \pi$ 系统的熵 A_f

$$A_i = A_f. \tag{33}$$

IFB 中价夸克形成带头粒子(见第二部分的物理图象)，带头粒子携带 $\frac{1}{2}\sqrt{s}$ 的能量[4]，转化为 $N_\pi \pi$ 的 IFB 中的胶子的能量约为 $\frac{1}{2}\sqrt{s}$[4,6]。取(2)式中 $K = \frac{1}{2}$，即有

$$E_i = K\sqrt{s} = \frac{1}{2}\sqrt{s} \tag{34}$$

利用方程(2)、(23)、(34)可估算 IFB 的温度 T，结果列入表 1。从表 1 看到，对应的温度 $T > T_c \sim 0.2\text{GeV}$[16]，初始火球 IFB 可视为 QGP。

表 1　不同 $\sqrt{s}$ 下 IFB 的温度

$\sqrt{s}$(GeV)	11.5	13.8	19.7	23.9	27.6	30.4	44.5	52.6	62.6	200	540	900
T(GeV)	0.20	0.22	0.28	0.32	0.35	0.37	0.49	0.54	0.61	1.31	2.54	3.58

联立式(2)、(25)、(27)、(32)、(33)、(34)，得到多重数和质心系能量的关系

$$\langle n \rangle = 4.07(1 - 0.905\alpha_s)(\sqrt{s})^{1/3} \tag{35}$$

表 2 列出了不同 $\sqrt{s}$ 下以式(35)计算得到的 $\langle n \rangle$ 值，并与高能 p$\bar{p}$(p) 碰撞非单衍过程产生的多重数实验数据[18]（不包括带头粒子）进行了比较。从表中可看到，本文计算式(35)和实验值符合得很好。

表2 本文(47)式计算值 $\langle n\rangle$ 与实验数据的比较

$\sqrt{s}$ (GeV)	11.5	13.8	19.7	23.9	27.6	30.4	44.5	52.6	62.6	200	540	900
计算值 $\langle n\rangle$	6.78	7.33	8.52	9.22	9.76	10.16	11.78	12.53	13.41	20.54	29.17	34.89
实验值 $\langle n\rangle$	6.35	7.21	8.56	9.25	9.77	10.54	12.08	12.76	13.63	21.6	28.9	34.6

5 源 II 的大小和横动量的关系

先假定侧边火球经历过夸克-胶子等离子体阶段。在侧边火球之一 p* 火球的质心系 Σ 中,用三维 QCDB-SHM 描述它,有类似于式(3)—(9)的诸式。作近似

$$T_{\rm p}=\left[\frac{E_{\rm p}}{V_{\rm p}(\xi_1+\xi_2)}\right]^{1/4}=\left[\frac{E_{\rm p}}{V_{\rm p}(\xi_1^0+\xi_2^0)(1-0.905\alpha_s)}\right]^{1/4} \tag{36}$$

可得到 p* 初态的熵

$$A_{\rm ip}=\frac{4}{3}(\xi_1^0+\xi_2^0)^{1/4}(1-0.905\alpha_s)^{1/4}V_{\rm p}^{1/4}E_{\rm p}^{3/4} \tag{37}$$

式中 $V_{\rm p}$ 是体积,采用(2)式形式

$$V_{\rm p}=\frac{C_0^2}{1+C_0^2}\frac{2m_{\rm p}}{K'E_{\rm p}}\frac{4\pi}{3m_\pi^3},\quad C_0^2=\frac{1}{3},\quad K'=1. \tag{38}$$

p* 火球衰变而成的 $N_{\rm p}$ 个 π 介子系统的配分函数类似于(21)式

$$\ln Z_{{\rm p}\pi}=\frac{1}{3}\frac{g_\pi V_{{\rm p}\pi}}{2\pi^2}T_{{\rm p}\pi}^3\int_{y_0}^{\infty}\frac{(y^2-y_0^2)^{3/2}{\rm d}y}{\exp\left(y-\dfrac{\mu_\pi}{T_\pi}\right)-1},\quad y_0=\frac{m_\pi}{T_{{\rm p}\pi}}, \tag{39}$$

$$\lim_{y_0\to0}N_{\rm p}=\frac{\partial\ln Z_{{\rm p}\pi}}{\partial(\mu_\pi/T_\pi)}=\frac{g_\pi V_{{\rm p}\pi}}{2\pi^2}T_{{\rm p}\pi}^3\int_0^{\infty}\frac{y^2{\rm d}y}{\exp\left(y-\dfrac{\mu_\pi}{T_\pi}\right)-1}, \tag{40}$$

$$\lim_{y_0\to0}A'_{\rm p1}=\frac{g_\pi V_{{\rm p}\pi}}{2\pi^2}T_{{\rm p}\pi}^3\int_0^{\infty}\frac{y^3{\rm d}y}{\exp\left(y-\dfrac{\mu_\pi}{T_\pi}\right)-1}=3.6\lim_{y_0\to0}N_{\rm p}. \tag{41}$$

末态总熵 $A'_{\rm fp}$ 是宏观熵 $A'_{\rm p1}$ 和微观熵 $N_{\rm p}\cdot A'_\pi$ 之和,即 $\lim\limits_{y_0\to0}A'_{\rm fp}=4.6N_{\rm p}$。但是实际上 $y_0\neq0$, $y_0\lesssim1$, 不便精确计算,我们采用朗道的取值[17]

$$A'_{\rm fp}=4N_{\rm p}. \tag{42}$$

类似于(33)式及讨论,也有

$$A'_{\rm fp}=A_{\rm ip}. \tag{43}$$

在 Σ 系中,由能量守恒和同位旋守恒,有

$$E_{\rm p}=\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2+m_\pi^2\right)^{1/2}\cdot\frac{3}{2}\langle n_{21}\rangle,\quad\left(N_{\rm p}=\frac{3}{2}\langle n_{21}\rangle\right), \tag{44}$$

式中 $E_{\rm p}$ 是 p* 火球能量, $p_{\pi\perp}$ 是 π 介子平均横动量, $\langle n_{21}\rangle$ 是 p* 火球的大小。联立式(36)—(38)、(42)—(44),有

$$\langle n_{21}\rangle = 1.98(\xi_1^0 + \xi_2^0)^{1/2}(1 - 0.905\alpha_s)^{1/2}\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2 + m_\pi^2\right)^{1/2}, \tag{45}$$

及 T_p 的近似值，

$$T_p = \left[4.21\frac{m_\pi^3}{m_p}\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2 + m_\pi^2\right)^2\right]^{1/4} = 0.33\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2 + m_\pi^2\right)^{1/2}. \tag{46}$$

再代入(26)式，得 α_s 近似值

$$\alpha_s = \frac{1.21}{5.16 + \ln\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2 + m_\pi^2\right)}. \tag{47}$$

联立(45)、(47)式，得到 $\langle n_{21}\rangle$ 和 $p_{\pi\perp}$ 的关系式

$$\langle n_{21}\rangle = 7.79\left[1 - \frac{1}{5.16 + \ln\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2 + m_\pi^2\right)}\right]^{1/2}\cdot\left(\frac{3}{2}p_{\pi\perp}^2 + m_\pi^2\right)^{1/2}. \tag{48}$$

$\langle n_{21}\rangle$、$p_{\pi\perp}$ 是洛仑兹不变量，在 p、$\bar{p}$(p) 质心系中看也有(48)式不变，源 II 的大小

$$\langle n_2\rangle = 2\langle n_{21}\rangle = 2\langle n_{22}\rangle \tag{49}$$

表 3 列出了式(46) T_p 的估算值、(48)式的计算值 $\langle n_{21}\rangle$，三火球模型的计算值 $\langle n_p\rangle$[5] 和 $p_{\pi\perp}$ 的实验值[19]。

表 3　不同 $\sqrt{s}$ 下 p* 火球温度 T_p 的估算值、式(49) $\langle n_{21}\rangle$ 计算值、三火球模型计算值 $\langle n_p\rangle$ 和平均横动量 $p_{\pi\perp}$ 的实验值

$\sqrt{s}$(GeV)	11.5	13.8	19.7	23.9	27.6	30.4	44.5	52.6	62.6	200	540	900
T(GeV)	0.131	0.131	0.131	0.131	0.131	0.131	0.157	0.164	0.164	0.169	0.181	0.188
$\langle n_{21}\rangle$	2.52	2.52	2.52	2.52	2.52	2.52	2.97	3.26	3.26	3.42	3.64	3.78
$\langle n_p\rangle$	2.57 ±0.42	2.47 ±0.45	2.70 ±0.50	2.51 ±0.28	2.18 ±0.16	2.53 ±0.15	2.91 ±0.18	2.93 ±0.16	3.37 ±0.18	3.82 ±0.30	3.71 ±0.17	3.98 ±0.21
$p_{\pi\perp}$(GeV)	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.35	0.38	0.38	0.39	0.425	0.446

从表 3 看到式(49)的计算值 $\langle n_{21}\rangle$ 和三火球模型计算值 $\langle n_p\rangle$ 符合；$\sqrt{s} \geqslant 44.5$GeV 时对应的 $T_p > T_c = 0.141$GeV[3]，对应的 p* 火球可以看作是 QGP；而 $\sqrt{s} \leqslant 30.4$GeV 时，对应的 $T_p < T_c$，把对应的 p* 火球看作是 QGP 是不可信的，但还有 $\langle n_{21}\rangle$ 正比于 $p_{\pi\perp}$ 的结论。

6　总结和讨论

本文在二维平衡态近似下，用 QCD 袋模型和统计流体力学模型 (QCDB-SHM) 描述高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞非单衍过程产生的初始火球 IFB，得到多重数和质心系能量的一种可能关系式(35)，(35)式与质心系能量 $\sqrt{s} = 11.5$GeV—900GeV 时高能 $p\bar{p}(p)$ 碰撞非单衍过程产生的多重数实验数据符合得很好．在三维平衡态近似下，在 p* 火球质心静止系中，以 QCDB-SHM 描述在快度较大处的源 II 之一侧边火球 p*，得到 p* 的大小 $\langle n_{21}\rangle$ 和末态粒子平均横动量 $p_{\pi\perp}$ 的关系式(48)，(48)式和三火球模型的计算值符合．本

文的计算有助于了解微观物质的新形态——夸克、胶子等离子体.

下面作几点讨论:

文中用二维平衡态近似描述初始火球 IFB 以及 IFB 衰变成的末态粒子系统是基于末态粒子横动量截断和纵动量随机分布,动量分布不是各向同性(横向运动充分混乱,纵向没有热化),末态粒子平均纵动量大大于平均横动量.系统没能达到三维平衡态,其混乱程度只相当于二维平衡态(并不是只考虑横向动量的二维热平衡).而在侧边火球质心系中看,粒子的纵动量和横动量大小相当,故要用三维平衡态近似.

本文中重要参数声速 $C_0=\sqrt{1/3}$ 是确定值;IFB 中完全非弹性碰撞部分的能量与总能量的比例K取 $\frac{1}{2}$ 是确定值;袋常数 $B(T)$ 在计算熵时被消去,对计算 $\langle n\rangle$ 无影响;夸克味道简并度 n_f 取值对 α_s 大小影响很小,对初态熵 A_i 无影响,对侧边火球大小 $\langle n_{21}\rangle$ 有小影响.

参 考 文 献

[1] L. D. Landau, *Izv. AKad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **17** (1953)51.
[2] E. I. Daibog et al., *Fortschr. Phys.*, **27** (1979)313. E. V. Shuryak, *Phys. Rep.*, **61**(1980)71.
[3] R. Gagnon, L. Marleau, *Phys. Rev.*, **D36** (1987)910 and other reference thesis.
[4] Liu Liansou, Qin Lihong, Zhung Pengfei, *Scincia A*, **29**(1986) 1063.
[5] 蔡勖、吴元芳、刘连寿,高能物理与核物理,**11**(1987)554.
[6] P. Carruthers, Minh Duong-Van, *Phys, Rev.*, **D28** (1983)130.
[7] K. Wehrberge, R. M. Weiner. *Phys. Rev.*, **D31** (1985)222.
[8] M. Plümer, S. Raha, R. M. Weiner, *Phys. Lett.*, **B139** (1984)198.
[9] G. N. Fowler, R. M. Weiner, G. Wilk, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985)173; G. N. Fowler et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986)2119.
[10] L. Van Hove, S. Pokorski, *Nucl Phys.*, **B86** (1975)243.
[11] T. T. Chou, Chen Ningyang, E. Yen, *Phys, Rev. Lett.*, **54** (1985)510.
[12] T. T. Chou, Chen Ningyang, *Phys. Rev.*, **D32** (1985)1692.
[13] V. Cerny et al., *Phys, Rev.*, **D16**(1977)2822. V. N. Gumen et al., *Nucl. Phys.*, **B99**(1975)523.
[14] S. A. Chin, *Phys. Lett.*, **78B** (1978)522; E. V. Shargak, *Phys. Rep.*, **61**(1980)71.
[15] R. Gagnon, *Phys. Rev.*, **D28**(1983)2862.
[16] T. CELIK, J. ENGELS, H. SATZ, *Phys. Lett.*, **129B**(1983)323.
[17] Landau, L. D., Collected Papers of L. D. Landau, 1965, 569.
[18] UA5 Collaboration, CERE-EP/85-197(1985). UA5 Collaboration, *Phys. Lett.*, **160B** (1985) 199.
[19] Frazer, W. R., *Review of Modern Physics*, **44**(1972)284; Alner, G. J., UA5 Collaboration, CERN-EP, 1986(126).

Possible Manifestation of Quark-Gluon Plasma in Multiplicity Distributions in High Energy p$\bar{p}$(p) Collisions

Chen Fence

(*Math. and Phys. Dept., Fujian Education Institute*, 350001)

Received 7 March 1994

Abstract

Based on the Quantum Chromodynamics Bag and Statiscal Hydrodynamical Model (QCDB-SHM), the inital fireball produced in high energy p$\bar{p}$ (p) collisions is discribed under the approxmation of two dimensional equilibrium state. The relation between the multiplicity and center-of-mass energy obtained is in a good agreement with the experimental date of the nondiffractive processes. The side-fire ball of source II is discribed under the approximation of three dimensional equilibrium state. The relation between the transverse momentum and average size of the side-fire ball obtained fits well the date calculated by the Three Fire Ball Model.

Key words multiplicity distributions, quark-gluon plasma, quantum chromodynamics bag and statistical hydrodynamical model.