

高能核核碰撞中反应系统的纵向扩展与横向激发

刘福虎

(山西师范大学物理系 山西临汾 041004)

摘 要 考虑到高能核核碰撞中反应系统的纵向扩展与横向激发,用热化柱图像对簇射粒子的赝快度分布和横动量分布进行了描述,计算结果与 CERN SPS 能区的实验数据符合.

关键词 核核碰撞 纵向扩展 横向激发 热化柱图像 赝快度分布 横动量分布

1 引言

高能核核碰撞,是当今原子核物理和粒子物理研究的一个重要前沿领域.一方面,人们在努力寻找理论上预期已久的在核核碰撞中有可能形成的物质新形态——夸克胶子等离子体(即夸克物质^[1]);另一方面,人们正试图用现有知识解释常规核反应所提供的全部信息的特点.

在目前的实验条件下,高能核核碰撞都是固定靶实验.可以预期,不久将会实现对撞.核乳胶作为一种固定靶和探测器,它的优势在于作用事例的图像完整、粒子径迹的空间分辨率高,这是其它类型的探测器无法比拟的.因而在高能核乳胶实验中,可以精确测定全空间范围内的发射角,这为研究整个区间的赝快度分布提供了可能.

在核核中心碰撞中,实验发现末态负粒子的横动量谱具有两温度结构^[2~5].许多模型,如化学平衡模型和统计弦碎裂模型等^[6],都只能给出 $P_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ 范围的横动量谱,对低 P_T 部分则不能解释.如何解释高能核核碰撞中的横动量谱,已引起一些研究者的注意.

目前,核核中心碰撞所能达到的最高温度是人们关心的问题之一,因为理论预言当温度达到 200 MeV 时将发生从强子物质到夸克物质的相变.从次级粒子的横动量分布或动能分布可以得到温度的估计值,有一些模

型对这个问题进行过研究^[6,7].但对核核碰撞中负粒子的横动量谱的非单温度结构现象的解释尚未形成一致的看法,不同模型解释给出的温度值也还有一些差别.

考虑到核核碰撞中反应系统的纵向扩展和横向激发,用热化柱图像对簇射粒子(相对论性单电荷粒子)的赝快度分布和横动量分布作了解释,同时得到了发射源的温度值.

2 物理图像和公式描述

热力学模型是高能碰撞中经常使用的模型之一,自本世纪中期提出以来已有相当大的发展^[8].文中也采用热力学模型的一些基本图像,并将其推广,以便解决高能核核碰撞中的一些基本问题.

设射弹从左侧入射撞击靶核,入射方向为 X .对核子与核碰撞,入射核子会穿透一串靶核子,从而形成一个沿 X 方向扩展的火条.作为领头粒子,入射核子和靶核子分别位于火条的右端和左端.对核核碰撞,将形成多根较之核子与核碰撞为粗的火条,且火条与火条之间在横向上相互混合,从而形成一根粗的火柱,称为热化柱.这根热化柱是沿纵向(X 方向)扩展的,且随着 X 的增大,速度增大.同时,入射能量越大,扩展程度越大.这里沿用了热力学模型中的“火条”名称^[8],来对反应系统的纵向扩展作形象化描述.

热化柱内具有相同速度的发射点组成一

个发射面,若干个发射面构成了热化柱.在热化柱的中心轴及其附近区域,因为参与碰撞的射弹核子数和靶核子数多,处于高激发态,将发射高横动量的粒子;在热化柱的侧面部分,因为参与碰撞的核子数少,处于低激发态,将发射低横动量的粒子;而从中心轴附近到侧面附近的区域,因为参与碰撞的核子数居中,处于中等程度的激发态,将发射中等横动量的粒子.这样,事实上我们已把沿纵向扩展的热化柱在横向(发射面)上分成激发程度不同的三个发射区域(发射源).

设在核核碰撞中形成的热化柱,在实验室系位于坐标区间 $[X_{\min}, X_{\max}]$,相应的速度区间和快度区间分别为 $[\beta_{\min}, \beta_{\max}]$ 和 $[Y_{\min}, Y_{\max}]$.热化柱内具有相同速度 β_x 的发射点组成速度空间的一个横截面,即发射面,这个发射面的快度用 Y_x 表示.

在发射面静止系,发射角为 θ^* 的粒子的赝快度 η^* 为

$$\eta^* = -\text{Intg}(\theta^*/2) \quad (1)$$

在实验室系,该粒子的赝快度 η 为

$$\eta = -\text{Intg}(\theta/2) \quad (2)$$

式中, θ 是实验室系粒子的发射角. η 和 η^* 的关系为

$$\eta \approx \eta^* + Y_x = \eta^* - \ln[\gamma_x(1 - \beta_x)] \quad (3)$$

式中, $\gamma_x = 1/\sqrt{1 - \beta_x^2}$ 是速度为 β_x 的发射面相对于实验室系的洛仑兹因子.

在发射面静止系,取粒子的角分布为^[9]

$$f_0(\theta^*) = \frac{1}{2} \sin\theta^* \quad (4)$$

由(1)、(3)和(4)式得到速度为 β_x 的发射面发射出的粒子的赝快度分布为

$$f(\eta, Y_x) = \frac{1}{2\text{ch}^2(\eta - Y_x)} \quad (5)$$

末态观测到的赝快度分布,是整个热化柱的贡献,这可由对(5)式积分并考虑到领头弹核质子的贡献得到

$$f(\eta) = A \int_{Y_{\min}}^{Y_{\max}} f(\eta, Y_x) dY_x + B f(\eta, Y_{\max}) \quad (6)$$

式中, A 和 B 是归一化常数,具体为

$$A = \frac{n_s - Z_p}{n_s \int_{-\infty}^{\infty} \int_{Y_{\min}}^{Y_{\max}} f(\eta, Y_x) dY_x d\eta}, \quad B = \frac{Z_p}{n_s} \quad (7)$$

式中, n_s 是簇射粒子多重数(末态簇射粒子数), Z_p 是弹核参加者质子数.因对固定靶实验,领头靶核质子不是相对论性粒子,所以(6)式中没有包括领头靶核质子的贡献.

对第 i 个发射区域,在发射面静止系,取其发射出的粒子动量在沿轴向的分量(P_x)和垂直于轴向的分量(P_y 和 P_z)都有宽度 σ_i 的高斯分布,即

$$f_{i,P_{x,y,z}}(P_{x,y,z}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{P_{x,y,z}^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (8)$$

式中, $i=1,2$ 和 3 分别表示低激发态、中等激发态和高激发态的发射区域.易知横动量 P_T 服从瑞利分布,即

$$f_{i,P_T}(P_T) = \frac{P_T}{\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{P_T^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (9)$$

实验观测到的横动量分布,是不同分布宽度的三个瑞利分布之和

$$f_{P_T}(P_T) = \sum_{i=1}^3 A_i f_{i,P_T}(P_T) \quad (10)$$

式中, A_i 是第 i 个分布的贡献占三个分布贡献之和的比率.

上述横动量分布中的宽度 σ_i 与相应产生粒子发射源的温度 T_i 有关,根据文献[10]可知,发射源温度

$$T_i = \frac{\sigma_i^2}{m} \quad (11)$$

式中, m 是产生粒子的质量.

由于发射源的激发程度很高,相对论效应不容忽视,在讨论发射源温度时,应将 m 看作运动质量.又由于对第 i 个发射源的某个发射面来说,其产生粒子相对于该发射面静止系的洛仑兹因子 γ 不同,这里取平均值 $\bar{\gamma}$,

$$\bar{\gamma} \approx \frac{\bar{E}}{m_0} \approx \frac{\bar{P}}{m_0} \quad (12)$$

式中, \bar{E} 、 \bar{P} 和 m_0 分别是产生粒子的平均能

量、平均动量和静止质量.

由(8)式可得出在第 i 个发射源相应的某个发射面静止系中产生的粒子的动量 P 为麦克斯威尔分布^[11], 进一步可求出平均动量为

$$\bar{P} = 2\sigma_i \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (13)$$

所以, 第 i 个发射源的温度为

$$T_i \approx \frac{\sigma_i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (14)$$

3 热化柱的纵向扩展和横向激发

文中讨论的热化柱, 它的纵向扩展程度可由快度区间的大小, 即由领头弹核核子的平均快度 Y_{\max} 和领头靶核核子的平均快度 Y_{\min} 来描述. 而横向激发程度可由发射源的温度 T_i , 或次级粒子的动量分布宽度 σ_i 来描述.

为了得到 Y_{\max} , 需要知道领头弹核核子在靶核中动量损失的比率 k . 设弹核核子平均与靶核核子发生了 $\bar{\nu}$ 次碰撞, 在 CERN SPS 能区, 取前 $\bar{\nu}-1$ 次碰撞中每次碰撞损失掉前一次碰撞剩余动量的 10%, 最后一次碰撞中损失掉第 $\bar{\nu}-1$ 次碰撞剩余动量的 50%, 则最后一次碰撞后, 领头弹核核子带走的动量占入射动量的比率为

$$k = 0.9^{\bar{\nu}-1} / 2 \quad (15)$$

碰撞参数一定时, 位于重叠区中的弹核核子在靶核中碰撞的次数可由几何关系计算出. 为使问题简化, 这里只分析中心碰撞的情形. 这时, 平均每个弹核核子在靶核中穿过的路程为

$$\bar{d} = \frac{\int_0^{\min(R_P, R_T)} 2 \sqrt{R_T^2 - r^2} \sqrt{R_P^2 - r^2} r dr}{\int_0^{\min(R_P, R_T)} \sqrt{R_P^2 - r^2} r dr} \quad (16)$$

式中, r 是核子距中心轴的距离, $R_P = r_0 A_P^{1/3}$ 是弹核半径, $R_T = r_0 A_T^{1/3}$ 是靶核半径. 这里 $r_0 = 1.2 \text{ fm}$, A_P 和 A_T 分别是弹核和靶核的质量数. 弹核核子发生碰撞的次数为

$$\bar{\nu} = \frac{\bar{d}}{2R_T} \nu_{NA_T} \quad (17)$$

式中

$$\nu_{NA_T} = A_T [1 - (1 - A_T^{-2/3})^{3/2}] \quad (18)$$

是位于中心轴上的一个弹核核子与靶核核子碰撞的次数, 即 NA_T 中心碰撞的碰撞数.

由(16)、(17)和(18)式可决定 $\bar{\nu}$, 从而决定(15)式中的 k , 并得到领头弹核核子的平均快度

$$Y_{\max} = \text{sh}^{-1}(k \text{sh} Y_p) \quad (19)$$

式中, Y_p 是入射弹核的快度.

同理, 可在弹核静止系中讨论靶核核子在弹核中动量损失的比率, 并得到领头靶核核子在弹核静止系中的平均快度, 进一步得到它在实验室系中的平均快度 Y_{\min} .

为了研究热化柱在横向的激发程度, 这里给出三个发射区域相应 T_i 或 σ_i 的比. 中心碰撞时, 距中心轴距离为 r 的弹核核子, 与靶核核子碰撞的次数为

$$\nu' = \frac{\sqrt{R_T^2 - r^2}}{R_T} \nu_{NA_T} \quad (20)$$

动量剩余率为

$$k' = 0.9^{\nu'-1} / 2 \quad (21)$$

形成火条的能量密度为

$$\epsilon = \frac{m_N \nu_{NA_P} \sqrt{R_P^2 - r^2}}{R_P S_F (X_{\max} - X_{\min})} \cdot (\text{ch} Y_p - \sqrt{k'^2 \text{sh}^2 Y_p + 1}) \quad (22)$$

式中 m_N 是核子质量, S_F 是火条横截面积, X_{\max} 和 X_{\min} 分别是火条两端点空间位置坐标,

$$\nu_{NA_T} = A_P [1 - (1 - A_P^{-2/3})^{3/2}] \quad (23)$$

是位于中心轴上的弹核核子数, 即 NA_P 中心碰撞的碰撞数.

将火条位置坐标 r 的分布范围 $[0, R_P]$ 分成 $[0, R_1]$ 、 $[R_1, R_2]$ 和 $[R_2, R_P]$ 三个区域, 即上述热化柱的三个发射区域, 其中 R_1 和 R_2 满足条件

$$\int_0^{R_1} (\sqrt{R_P^2 - r^2} + \sqrt{R_T^2 - r^2}) r dr$$

$$= \int_{R_1}^{R_2} (\sqrt{R_p^2 - r^2} + \sqrt{R_T^2 - r^2}) r dr$$

$$= \int_{R_2}^{R_p} (\sqrt{R_p^2 - r^2} + \sqrt{R_T^2 - r^2}) r dr \quad (24)$$

这近似保证了可以取(10)式中的 $A_1 = A_2 = A_3 = 1/3$.

当 r 落在不同的发射区域时, 相应不同的能量密度. 对第 i 个区域, 平均能量密度 ϵ_i 与温度 T_i 满足方程

$$\epsilon_i = aT_i^4 \quad (25)$$

式中, ϵ_i 可视 r 的取值范围根据(22)式决定, a 是尚需进一步确定的常数. 结合(14)式得到

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = T_1 : T_2 : T_3$$

$$= \sqrt[4]{\epsilon_1} : \sqrt[4]{\epsilon_2} : \sqrt[4]{\epsilon_3} \quad (26)$$

4 与实验结果的比较

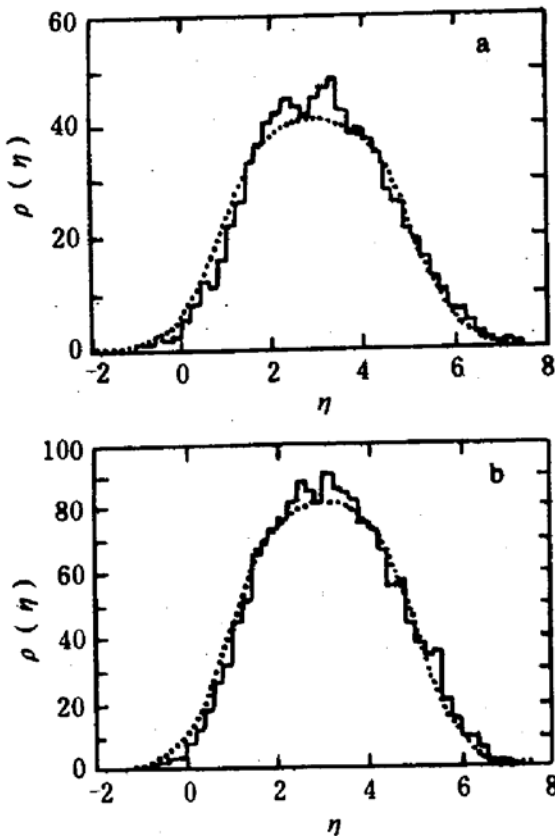


图1 200A GeV ^{16}O 与 AgBr (图 a) 和 200A GeV ^{32}S 与 AgBr (图 b) 中心碰撞的簇射粒子赝快度分布

一般, 碰撞参数不同, 热化柱的纵向扩展程度及横向激发程度就不同. 而中心碰撞

时, 可以认为每对核核碰撞形成的热化柱有相同的纵向扩展程度及横向激发程度.

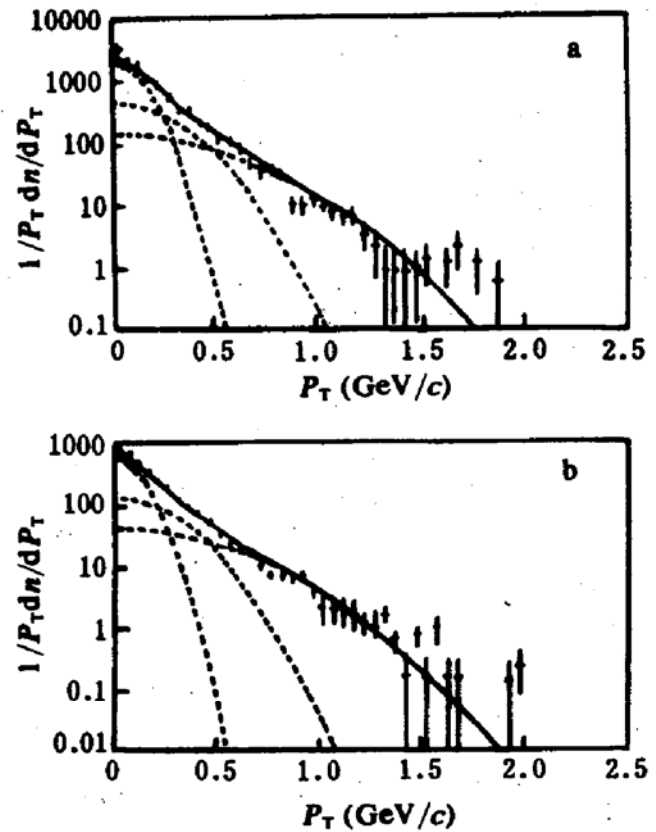


图2 200A GeV ^{16}O -Au (图 a) 和 200A GeV ^{32}S -S (图 b) 中心碰撞的簇射负粒子横动量分布

图1(a)和(b)分别是 EMU01 协作组测得的 200A GeV ^{16}O 和 ^{32}S 与核乳胶中的 AgBr 中心碰撞中簇射粒子的赝快度分布. 直方图是文献[12]给出的实验结果, 曲线是本文计算结果. 图中纵轴用 $\rho(\eta)$ 标度, 归一化条件 $\int \rho(\eta) d\eta = \int \langle n_s \rangle f(\eta) d\eta = \langle n_s \rangle$, 这里 $\langle n_s \rangle$ 是 n_s 的平均值. 计算时, 根据核乳胶中 Ag 和 Br 含量及 ^{16}O 和 ^{32}S 与之作用的截面^[13]进行加权平均, 得到 $A_T \approx 95$. 对图1(a), 计算给出 $Y_{\min} = 0.85, Y_{\max} = 4.80$; 对图1(b), 计算给出 $Y_{\min} = 0.92, Y_{\max} = 4.83$. 可以看出, 热化柱图像给出的赝快度分布与实验结果符合.

图2(a)和(b)分别是 200A GeV ^{16}O -Au 和 200A GeV ^{32}S -S 中心碰撞的簇射负粒子横动量分布. 实验数据取自文献[14], 快度取值为 $2 < Y < 3$, 曲线是根据(10)式得到的. 纵轴标度中的 n_s 是负粒子多重数. 作为一种粗略估

计, 当取(10)式中的 $\sigma_1 = 0.13\text{GeV}/c$, $\sigma_2 = 0.26\text{GeV}/c$, $\sigma_3 = 0.45\text{GeV}/c$ 时, 得到的结果见图中的曲线, 图中同时给出了三个瑞利分布各自的贡献和它们的和. 经检验, 当 r 分别落在上述三个发射区域时, 计算得到的三个发射区域相应 σ_i 的比与图2中三条曲线相应 σ_i 的比基本一致. 图2看出, 热化柱图像给出的横动量分布半定量地与实验结果符合.

由(14)式, 可以求出图2中三个瑞利分布相应的发射源的温度. 对图2(a)和(b), 均有 $T_1 = 81\text{MeV}$, $T_2 = 163\text{MeV}$, $T_3 = 282\text{MeV}$. 可以看到, 不管是热化柱的侧面部分, 还是从中心轴附近到侧面附近区域, 发射源的温度都低于理论预言形成夸克物质所需要的临界温度(200MeV), 而对热化柱的中心轴及其附近区域, 其发射源温度已达到此值. 文献[14]也指出, 核核碰撞中心部分的温度已高于200MeV, 与文中的估计在量级上一致.

5 结 论

通过以上比较分析, 可以认为: 在核核碰撞中, 由于两核相互穿透, 将会形成一个沿纵向扩展的热化柱, 这种热化柱在横向上有不同的激发程度. 根据热化柱图像计算得

到的簇射粒子赝快度分布和横动量分布与CERN SPS能区的实验结果符合.

感谢丁林垵研究员的有益讨论.

参 考 文 献

- Collins J C, Perry M. Phys. Rev. Lett., 1975, 34:1353
- Atwater T W, Freier P S, Kapusta J I. Phys. Lett., 1987, B119:30
- Schukraft J. (Helios Collaboration), Nucl. Phys., 1989 A498:79
- Harris J W. (NA35 Collaboration), Nucl. Phys., 1989, A498:133
- Chkhaidze L, et al. Z. Phys., 1992, C54:179
- Barz H W, et al. Phys. Lett., 1991, B254:332
- Li B A, et al. Phys. Lett., 1991, B254:335
- Chapman S, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 1991, 67:1210; Phys. Rev., 1992, 45:2952
- 刘福虎, 孙汉城. 高能物理与核物理, 1994, 18:208
- Bhalla K B, et al. Nucl. Phys., 1981, A367:446
- 刘福虎, 许国发. 高能物理与核物理, 1993, 17:494
- Adamovich M I, et al. Proce. of the 10th EMU01 Collaboration Meeting, China, Sep. 19~21, 1991
- Adamovich M I, et al. (EMU01 Collaboration) Mod. Phys. Lett., 1990, A5:169
- Rafelski J, Rafelski H, Danos M. Phys. Lett., 1992, B294:131

Longitudinal Extension and Transverse Excitation of Interacting System in Nucleus-nucleus Collisions at High Energy

Liu Fuhu

(Department of Physics, Shanxi Normal University, Shanxi Linfen 041004)

Abstract The longitudinal extension and transverse excitation of interacting system in high energy nucleus-nucleus collisions are considered. The pseudorapidity and transverse momentum distributions of shower particles are described by the thermalized cylinder picture. The calculated results are in agreement with the experimental data in CERN SPS energy region.

Key Words nucleus-nucleus collisions longitudinal extension transverse excitation thermalized cylinder picture pseudorapidity distribution transverse momentum distribution