

快报

相对论重离子碰撞中的横能和零度能的分布

缪碧霞 赵维勤

(中国科学院高能物理研究所,北京)

摘要

基于参加者-旁观者图象,本文应用多源模型,计算了相对论重离子碰撞中的零度能分布和入射核碎裂区的横能分布,以及零度能与横能的联合几率分布.对于 $60A\text{GeV}$ 和 $200A\text{GeV}$ 入射核 ^{16}O 与不同靶核的碰撞,计算结果与西欧中心 WA80 组的新实验数据符合很好.

最近,西欧中心正在进行每个核子为 60GeV 和 200GeV 的 ^{16}O 和 ^{32}S 与不同的靶核的相对论重离子碰撞的研究^[1,2]. WA80 实验组已经发表了入射核 ^{16}O 与 C、Cu、Ag、Au 靶核碰撞中的零度能分布和快度区间为 $2.4 < \eta < 5.5$ 的横能分布的数据,还发表了在 $200\text{GeV}/N$ 的 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 的反应中的横能和零度能的联合几率分布图^[3].

QCD 格点规范理论预言,在非常高的能量密度下,强子物质可能经历相变而形成一种新的物质状态,也就是夸克胶子等离子体.人们猜想,相对论重离子碰撞中会形成高温高密度区域,从而可能实现这种相变.最近在 CERN^[2] 和 BNL^[3] 进行的相对论重离子碰撞的实验使人们有可能通过实验验证这种想法的正确程度.

对心的核-核碰撞最有可能形成夸克胶子等离子体,因为在这类碰撞中,入射核和靶核中的很多核子参加反应,有可能在一个较大的区域内实现高的能量密度.因此,从理论与实验两方面,都需要寻找能挑选中心碰撞事件的可靠方法.实验上,一种方法是利用在朝前方向 $\theta < 0.3^\circ$ 范围内测量到的能量(通常称为“零度能”)去控制碰撞的中心性,另一种方法采用产生粒子的横向激发能量的总和(即横能)去挑选具有不同中心性的事件.

几何图象^[5]告诉我们,碰撞参数 b 决定了事件的中心性.碰撞参数越小,则两个碰撞核的重叠区域越大,从而事件的中心性也就越高.基于这个图象,人们已经用不同的模型成功地解释了许多高能核-核碰撞的数据^[6-8].

在这篇文章中,我们用类似于文献[6,7]采用的方法,把最初用在强子-强子和强子-核过程中的多源模型^[4]推广到核-核碰撞中,并且用几何图象分析 WA80 组最近发表的零度能分布和横能分布的实验数据.

先讨论具有固定碰撞参数 b 的事件,入射核 A 与靶核 B 的重叠区域内的核子被称为参加者.这些参加者相互作用,并且很强烈地被激发;而两个核中的其它核子-旁观者则

没有受影响. A、B 核中的参加者数目 $\mu_A(b)$ 和 $\mu_B(b)$ 的计算公式如下:

$$\begin{aligned}\mu_A(b) &= A\rho \int d\tau \theta(R_A - \sqrt{x^2 + (b-y)^2 + z^2}) \theta(R_B - \sqrt{x^2 + y^2}) \\ \mu_B(b) &= B\rho \int d\tau \theta(R_B - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \theta(R_A - \sqrt{x^2 + (b-y)^2}),\end{aligned}\quad (1)$$

其中 $\rho = 3/(4\pi r_0^3)$ 为核内单核子密度. 很显然, A、B 核内相应的旁观者数目分别为: $A - \mu_A(b)$ 和 $B - \mu_B(b)$.

对于固定碰撞参数 b 的事件, 零度能主要是由碰撞过程中未受影响的人射核中的旁观者所提供

$$E'(b) = (A - \mu_A(b)) \cdot E_0, \quad (2)$$

其中 E_0 是在实验室系入射核内每个核子的能量. 另外, 入射核中的参加者所带的束流能量 $\mu_A(b) \cdot E_0$ 中, 有很小一部分由产生的快粒子 ($\eta > 6$, 相应 $\theta < 0.3^\circ$) 携带, 进入 $\theta < 0.3^\circ$ 的区域, 被零度能的量能器所记录. 设这部分束流能量成为零度能的平均几率为 q_{ZD} , 则 $\mu_A(b) \cdot E_0$ 中有能量 E_{ZD} 在 $\theta < 0.3^\circ$ 区域内的几率可以被表示为推广的二项式分布 $B(\mu_A(b) \cdot E_0, E_{ZD}; q_{ZD}, \epsilon)$. B 的定义如下:

$$B(E, E_w; q, \epsilon) = \frac{\Gamma(E/\epsilon + 1)}{\Gamma(E_w/\epsilon + 1)\Gamma((E - E_w)/\epsilon + 1)} q^{E_w/\epsilon} (1 - q)^{(E - E_w)/\epsilon} \quad (3)$$

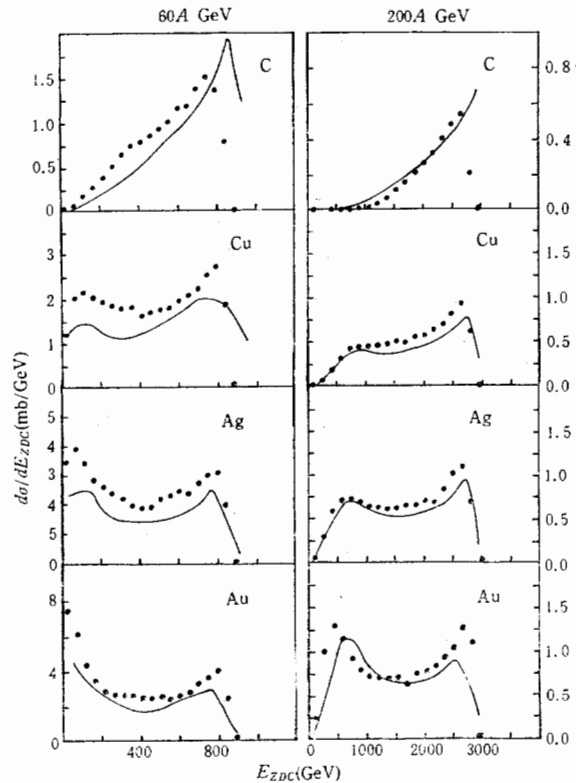


图 1 对于入射核 ^{16}O (入射能量为 $60A$ GeV 和 $200A$ GeV) 与靶核 C、Cu、Ag、Au 的碰撞, 计算的 E_{ZD} -分布如图中曲线所示, 实验点取自参考文献[1]

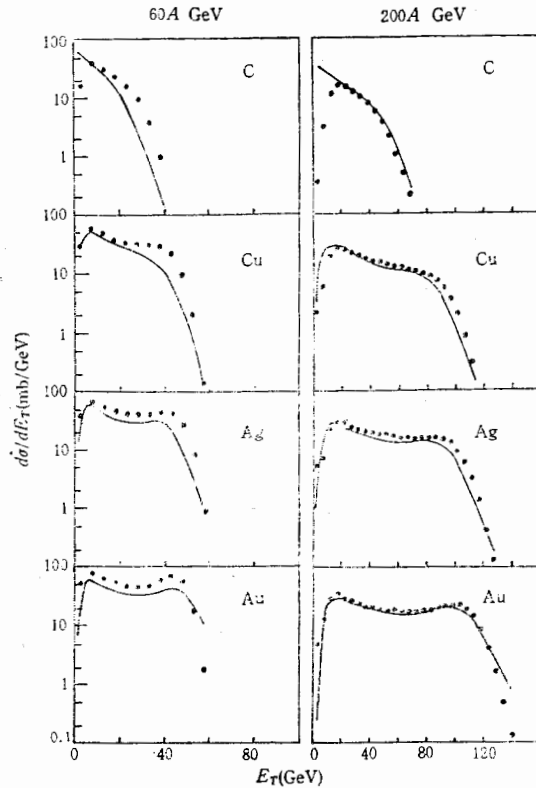


图2 对于入射核 ^{16}O (入射能量为 $60A\text{ GeV}$ 和 $200A\text{ GeV}$)与靶核C、Cu、Ag、Au的碰撞,计算的入射核碎裂区($2.4 < \eta < 5.5$)的 E_T -分布如图中曲线所示,实验点取自参考文献[1]

其中 ϵ 为能量标度,可视为每个快粒子平均所带能量。因此, b 固定时,观察到的零度能 $E_{ZD} = E'(b) + E_{ZD}^0$ 的分布即为推广的二项式分布:

$$Q_{\mu_A(b)}(E_{ZD}) = B(\mu_A(b) \cdot E_0, E_{ZD} - E'(b); q_{ZD}, \epsilon). \quad (4)$$

固定碰撞参数时,横能是由入射核A和靶核B内的参加者 $\mu_A(b) + \mu_B(b)$ 所产生的末态粒子提供的,按照参考文献[7]的公式,每个核子源提供的横能分布取参数化形式:

$$p^i(E_T) = 1/\langle E_T^i \rangle \cdot \exp(-E_T/\langle E_T^i \rangle), \quad (5)$$

其中 $i = A, B$ 相应于核A、B内的源, $\langle E_T^i \rangle$ 是 i 核内每个源提供的平均横能。入射核中的核子和靶核中的核子有不同的初始动量,因此从靶核(入射核)的核子源产生的粒子较集中于靶核(入射核)碎裂区。在入射核碎裂区($2.4 < \eta < 5.5$)测量横能时,则有 $\langle E_T^B \rangle < \langle E_T^A \rangle$ 。固定 b 时总的横能分布可以从 $\mu_A(b) + \mu_B(b)$ 个参加者的独立贡献的卷积中得到:

$$P_{\mu_A + \mu_B}(E_T) = \int dE_T^A dE_T^B \delta(E_T - E_T^A - E_T^B) P_{\mu_A}^A(E_T^A) P_{\mu_B}^B(E_T^B), \quad (6)$$

其中

$$P_{\mu_i}^i(E_T^i) = (E_T^i)^{\mu_i - 1} / [\langle E_T^i \rangle^{\mu_i} \cdot \Gamma(\mu_i)] \cdot \exp(-E_T^i/\langle E_T^i \rangle),$$

$$i = A, B.$$

为了与实验数据相比较,我们对 b 求平均后,得到总的 E_T -分布和 E_{ZD} -分布:

$$P(E_T) = 1/\pi b_{\max}^2 \int_0^{b_{\max}} 2\pi b db P_{\mu_A(b)+\mu_B(b)}(E_T) \quad (7)$$

$$Q(E_{ZD}) = 1/\pi b_{\max}^2 \int_0^{b_{\max}} 2\pi b db Q_{\mu_A(b)}(E_{ZD}), \quad (8)$$

其中 b_{\max} 为下面条件所决定:

$$\min(\mu_A(b_{\max}), \mu_B(b_{\max})) = 1.$$

图 1, 图 2 给出了在入射核 ^{16}O (入射能量为 $60A$ GeV 和 $200A$ GeV) 与 C、Cu、Ag、Au 靶碰撞中,计算得的 E_{ZD} -分布和 E_T -分布. 结果与 WA80 组的数据符合相当好. 对于 C 靶, 在小横能与大零度能区计算曲线略高于实验数据. 这主要由于 C 核比 ^{16}O 半

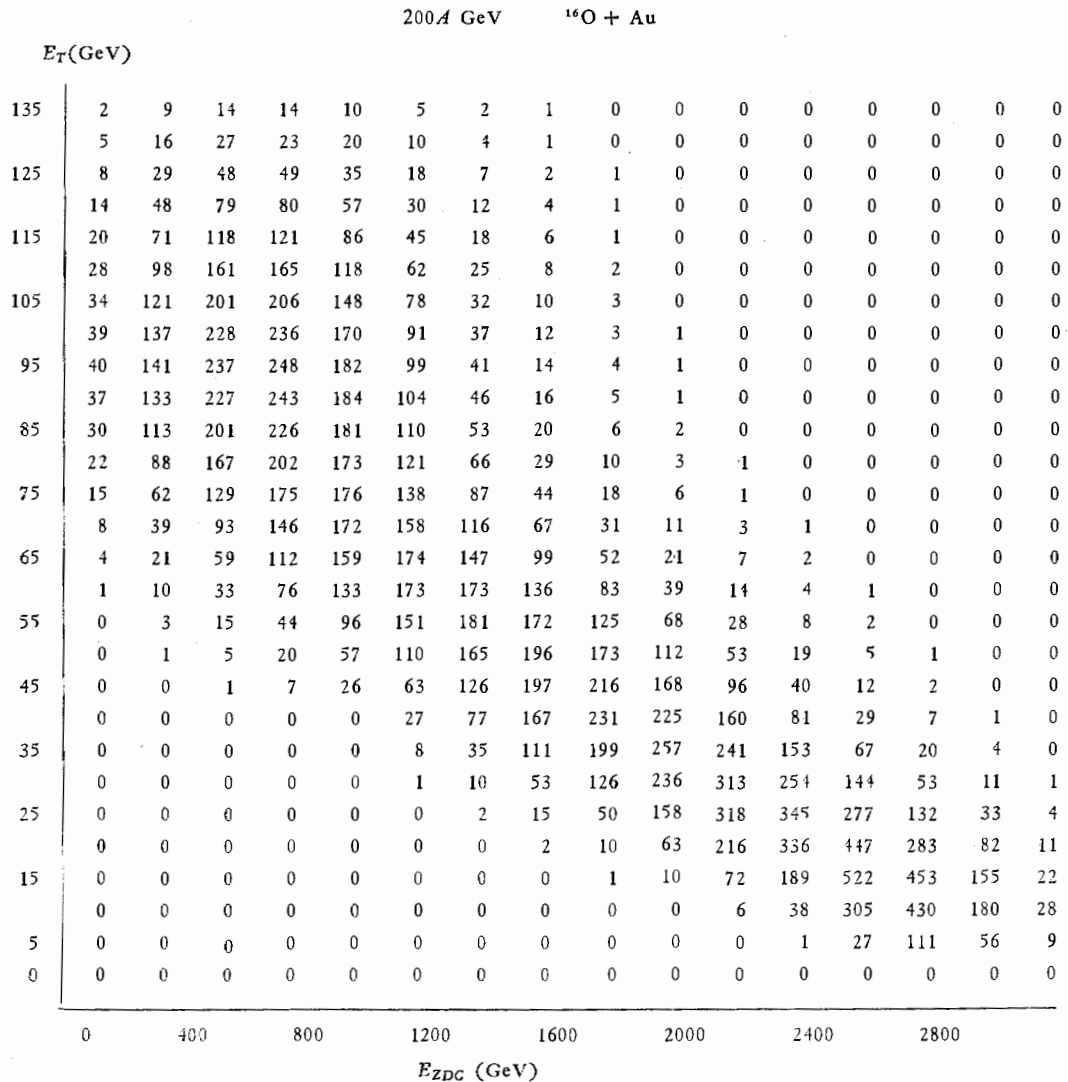


图 3 对于 200A GeV 的 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 反应,计算的 E_T -和 E_{ZD} -的联合几率分布图

径小,其密度分布接近高斯型.使用简单的均匀密度分布过高估计了参加者数目很小的事件的几率.在计算中,我们选择 $r_0 = 1.2\text{fm}$,使几何截面 πb_{max}^2 与测量截面一致.在 $200A\text{ GeV}$ 时 ($E_0 = 200\text{GeV}$),选取 $\epsilon = 200\text{GeV}$, $q_{ZD} = 0.18$, $\langle E_T^A \rangle = 2.0\text{GeV}$, $\langle E_T^B \rangle = 1.5\text{GeV}$.在 $60A\text{ GeV}$ 时 ($E_0 = 60\text{GeV}$),选取 $\epsilon = 60\text{GeV}$, $q_{ZD} = 0.09$, $\langle E_T^A \rangle = 1.0\text{GeV}$, $\langle E_T^B \rangle = 0.7\text{GeV}$.最终结果对参数 ϵ 不敏感,但依赖于 $\langle E_T^A \rangle$, $\langle E_T^B \rangle$ 及 q_{ZD} 的选择.

为了得到更多的信息,我们还计算了 E_T -和 E_{ZD} -联合几率分布:

$$F(E_T, E_{ZD}) = 1/\pi b_{\text{max}}^2 \int_0^{b_{\text{max}}} 2\pi b db P_{\mu_A(b)+\mu_B(b)}(E_T) \cdot Q_{\mu_A(b)}(E_{ZD}) \quad (9)$$

方程(9)很清楚地显示了 E_T 与 E_{ZD} 是通过碰撞参数 b 密切相关的.图3是计算的 $200A\text{ GeV}$ 时 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞中的 E_T -和 E_{ZD} -的联合几率分布图. E_T 和 E_{ZD} 的反关联完全来自 E_T 与 b 的负关联和 E_{ZD} 与 b 的正关联.几率分布图的左上角是由高中心性事件组成的,也就是由 b 很小,相应参加者数目很大,提供大的 E_T 和小的 E_{ZD} 的事件组成的.因此,实验上选择高 E_T 或低 E_{ZD} 的事件都可以用来作为挑选中心碰撞的方法,而这些中心碰撞事件提供的高能量密度对实现预言的夸克胶子等离子体相变最有利.

参 考 文 献

- [1] S. P. Sorensen et al. (WA80), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 3;
R. Albrecht et al. (WA80), preprint GSI-87-60.
- [2] T. Akesson et al. (HELIOS), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 15, 59, 85;
A. Bamberger et al. (NA35), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 19, 89;
R. Albercht et al. (WA80), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 51, 97, 109;
I. Otterlund, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 65.
- [3] B. Bassalleck et al. (E814), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 45;
T. Abbott et al. (E802), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 35, 135.
- [4] Cai Xu, Chao Wei-qin, Meng Ta-chung, *Phys. Rev.*, **D36**(1987), 2009.
- [5] A. Bealas, M. Bleszynski, W. Czyz, *Nucl. Phys.*, **B111**(1976), 461.
- [6] Liu Lian-sou, Meng Ta-chung, Peng Hong-an, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 3327;
Liu Lian-sou, Meng Ta-chung, Pan Ji-cai, Peng Hong-an, preprint FUB-HEP/88-1.
- [7] Chao Wei-qin, Ren Jiang-long, preprint BIHEP-TH-88-11.
- [8] A. D. Jackson, H. Boggild, *Nucl. Phys.*, **A470**(1987), 669;
A. Capella, J. Tran Thanh Van, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 177;
B. Andersson, *Nucl. Phys.*, **A461**(1987), 513c;
J. Ftacnik et al., *Phys. Lett.*, **B188**(1987), 279;
K. Werner, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 193;
Chao Wei-qin, Liu Bo, preprint BIHEP-TH-88-12.

DISTRIBUTIONS OF TRANSVERSE ENERGY AND ZERO-DEGREE ENERGY IN RELATIVISTIC HEAVY ION COLLISIONS

MIAO BIXIA ZHAO WEIQIN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

Based on the participant-spectator picture, the distributions of the zero-degree energy and the transverse energy, and the joint distribution of the mentioned two energies in relativistic heavy ion collisions are calculated. For 60 A GeV and 200 A GeV ^{16}O colliding with different targets our results fit the new data of WA80 at CERN very well.