

高能重离子碰撞中心区的粒子密度

卢世琪 赵维勤

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

在 A. Capella 等的双链模型的基础上,讨论了高能重离子碰撞,特别是对心碰撞时的多重数快度分布,估算了各种入射能量下,对心碰撞时中心区能量密度随碰撞核种类的变化. 说明重的重离子在几十 GeV 能量下的碰撞有可能实现 quark-gluon plasma 相变的条件.

一、引 言

QCD 的最新发展预言,将核物质高度激发或压缩,例如达到 $1-3\text{GeV}/\text{fm}^3$ 的能量密度,核物质可能经历相变而形成 quark-gluon plasma^[1]. 初步分析表明,高能重离子反应提供了达到这一条件的现实可能性^[2]. 这一预言引起了理论与实验两方面的广泛兴趣. 在理论上,人们从现有的质子-质子(p-p),质子-核(p-A)及 α - α 高能碰撞的现有数据及模型,外推预言高能重离子反应可能达到的条件及可能产生的现象^[3-6]. 另一方面,人们也在改建、扩建现有装置,或计划建立全新的重离子反应实验装置,试图通过实验验证这一相变的存在. CERN 的 SPS 将在 1986 年左右实现 $200\text{GeV}/N$ 的 ^{16}O 离子在各种固定靶上的重离子反应^[7]. 而美国的 Brook haven 则准备建立从轻离子到 $U+U$ 的 $100\text{GeV}/N$ 质子能量的对撞机^[8]. 它们无疑将提供检验现有理论预言的有力工具,并将获得更多的新结果.

本工作基于 A. Capella 等人描述 p-p 过程的双链模型^[9],忽略海 quark 之间的短链,推广应用到核-核(A-A)碰撞,讨论了平均多重数、多重数快度分布及中心区能量密度随过程所包含的核子数目的变化. 预言了 ^{16}O 入射时,多重数快度分布随靶核子数目变化的规律. 如果在未来的高能重离子反应实验中,出现与这种不包含相变的模型计算存在很大偏离的反常现象,就可能预示着相变的存在. 本文还特别比较了对心碰撞与对撞参数求平均后结果的差别,说明对心碰撞的能量密度有可能达到相变的条件,并分析了能量密度随入射核及靶核内核子数目的变化,供实验工作参考.

二、核-核(A-A)碰撞过程的快度分布

目前,国际上有若干从 p-p 或 p-A 过程向 A-A 过程推广的工作. 相加 quark 模

型^[3]与双链模型^[4-7]是以 p-p 过程为基础的. 它们在向 p-A 及 A-A 过程推广时, 都取得了相当的成功. 比较起来, 双链模型具有更强的预言能力. I. Ottelund 等人^[6]则以 p-A 的数据为基础, 外推导得 A-A 过程的行为. 但是, 由于以 p-A 过程为元过程, 这一模型只能用于入射核比靶核小得多的情况.

双链模型推广应用于 A-A 过程的工作已发表两年多了. 但由于数据有限, 最初的讨论仅限于 α - α 碰撞^[5]. 最近, A. Capella 等人亦试图将该模型用于讨论任意两个重离子 A + B 的碰撞, 对一些宇宙线实验的结果取得了较好的符合^[10]. 本文在[10]的基础上, 忽略海 quark 间短链的贡献, 进一步对 A + B 的过程进行了分析, 改进了他们对于能量密度较粗糙的分析. 特别讨论了两组将要进行的重离子实验的可能结果及能量密度的行为.

按照双链模型假设, p-p 碰撞的快度分布是由两个链的贡献叠加而成, 每个链的贡献以如下的参数化形式表示^[11]:

$$f(y) = \begin{cases} A(1-\xi)^3 & y \geq 0 \\ \frac{0.05 + (A-0.05)(1-\xi)^2}{1-0.5\xi} & y < 0 \end{cases} \quad (1)$$

$$\xi = \left| \frac{\mu_T}{\bar{p}} \sinh y \right|$$

其中各量的意义见文献[11]. 参数 A 是系统能量的函数^[12]. p-p 碰撞的快度分布则可表示为:

$$\left. \frac{dn}{dy} \right|_{pp} = f(y - \Delta) + f(-(y + \Delta)). \quad (2)$$

其中 Δ 是两个链的中心与系统质心快度的差. 它是由 p-p 碰撞时交换的一对慢 quark 所带动量比份决定的^[9]. 对于核 A 与核 B 相碰, 作为近似, 不考虑核子的 Fermi 运动, 略去每次碰撞的能量损失. 这样, 各对相碰核子的质心快度相等. 相对于这一质心而定义的 Δ 值也都相同. 当已知每个核中参与碰撞的平均核子数目, 即 quark 之间长链的数目, n_A 与 n_B , 在相碰核子对质心快度为零的坐标系中, 总快度分布可表示为

$$\left. \frac{dn}{dy} \right|_{AB} = n_A f(y - \Delta) + n_B f(-(y + \Delta)). \quad (3)$$

参与碰撞的平均核子数目可以通过下式求得:

$$n_A = \frac{A\sigma_{pB}}{\sigma_{AB}}, \quad n_B = \frac{B\sigma_{pA}}{\sigma_{AB}}, \quad (4)$$

其中 σ_{pA} , σ_{pB} 及 σ_{AB} 分别为 p-A, p-B 及 A-B 过程的非弹截面. 它们可分别表示为

$$\sigma_{pA} = \int d^2b [1 - (1 - \sigma_{NN}^i T_A(\mathbf{b}))^A]$$

及

$$\sigma_{AB} = \int d^2b [1 - (1 - \sigma_{NN}^i T_{AB}(\mathbf{b}))^{A \cdot B}]. \quad (5)$$

(5)式中 σ_{NN}^i 为 N-N 碰撞的非弹截面. 厚度函数 $T_A(\mathbf{b})$ 及 $T_{AB}(\mathbf{b})$ 定义如下:

$$T_A(\mathbf{b}) = \int dz \rho_A(\mathbf{b}, z)$$

$$T_{AB}(b) = \int d^2s T_A(s) T_B(b-s). \quad (6)$$

$\rho_A(b, z)$ 是 A 核的单粒子密度。

当碰撞参数 $b = 0$, 两个核发生对心碰撞。这时, A 核中参与碰撞过程的平均核子数目可表示为

$$n_A^0 = \frac{A \int T_A(s) [1 - (1 - \sigma_{NN}^{in} T_B(s))^B] d^2s}{[1 - (1 - \sigma_{NN}^{in} T_{AB}(0))^{A+B}]} \quad (7)$$

B 核中的相应量 n_B^0 , 将(7)式中 A, B 互换即可得到, 在表 1 中, 列出了各种 A + B 过程中参与碰撞的平均核子数目 n_A 、 n_B 及对心碰撞时的相应数目 n_A^0 、 n_B^0 , 在计算中, 取 $\rho(r)$ 为 Woods-Saxon 密度分布。参数 $c = 0.545 \text{ fm}$, $R = 1.14 A^{1/3} \text{ fm}$, $\sigma_{NN}^{in} = 2.8 \text{ fm}^2$ 。图 1 给出了 200 GeV/N 的 ^{16}O 入射到各种静止靶上时, 多重数的快度分布曲线。图 2 给出了 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 过程中对心碰撞与对碰撞参数平均后的快度分布的比较。从这些结果可以看到, 当靶核加重时, 参与碰撞的核子数目不断增加, 多重数也不断增加。对心碰撞时, 参与碰撞的核子数目 n^0 比平均后的数目 n 高得多 (见表 1), 中心区的多重数密度也大大增加 (见图 2), 因此, 对心的重的重离子碰撞对于提供较高的能量密度, 实现相变的条件是极为有利的。

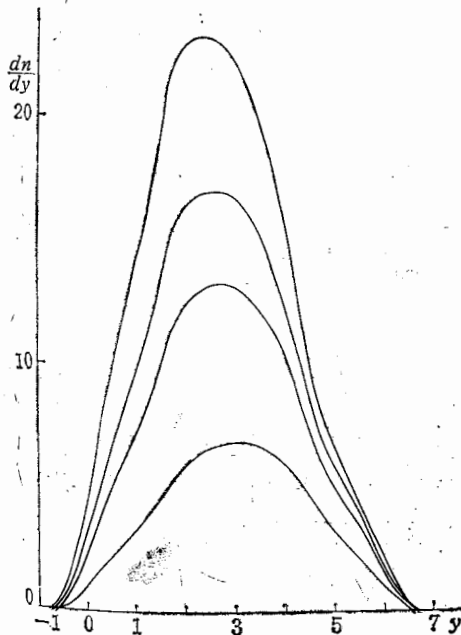


图 1 $^{16}\text{O} + A$ 的快度分布
 $E_L = 200 \text{ GeV/N}$
 四条曲线自上而下依次为
 $A = 208, 108, 64$ 及 16

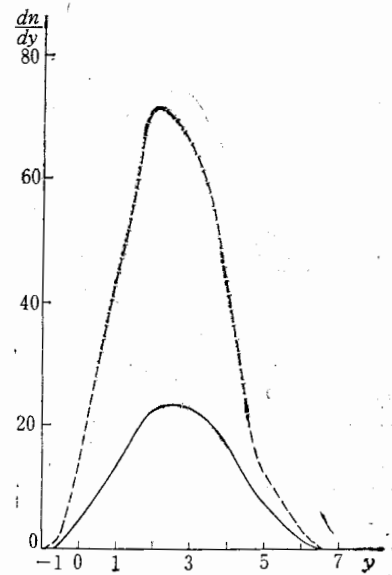


图 2 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 的快度分布
 $\sqrt{s_{NN}} = 100 \text{ GeV}$
 虚线为对心碰撞, 实线为
 平均结果

能量密度的估算:

重离子对心碰撞时, 能量密度会达到多高呢? 我们按照 Kajantie 等人^[2] 的方法进行

表1 A + B 过程中参与碰撞的核子数目

A	B	$\langle N_A \rangle$	$\langle N_B \rangle$	$\langle N_A(0) \rangle$	$\langle N_B(0) \rangle$
16	16	3.6	3.6	10.0	10.0
64	64	14.4	14.4	53.5	53.5
108	108	24.7	24.7	95.7	95.7
208	208	48.3	48.3	193.0	193.0
16	64	5.6	8.2	14.8	28.1
16	108	6.4	11.1	15.5	37.9
16	208	7.4	16.0	15.8	51.8
64	208	21.0	30.9	63.1	124.4
108	208	30.6	38.1	105.3	159.3

$\langle N_A \rangle, \langle N_B \rangle$ 为平均数目

$\langle N_A(0) \rangle, \langle N_B(0) \rangle$ 为对心碰撞时的数目

了估算. 在系统的质心系中, 中心快度区的 π 介子平均具有能量 $\langle m_{\perp} \rangle \sim 0.3 \text{ GeV}$. 每个 π 所占有的体积可表示为

$$\Delta V = \sigma_{AB}^{\pi} \cdot \Delta z \quad (8)$$

其中, σ_{AB}^{π} 为 π 所占的相应横截面积. 对于 A + B 碰撞, σ_{AB}^{π} 是该过程的总非弹截面; 而对于 A + B 的对心碰撞, 我们取 σ_{AB}^{π} 为两个相碰撞核中较小一个的几何截面. 每个 π 所占的空间距离

$$\Delta z \sim \Delta v \sim \Delta y = \frac{1}{\rho} \quad (9)$$

其中

$$\rho = \left. \frac{dn}{dy} \right|_{AB} (y=0) = R \cdot \rho_{pp}$$

$$R = \frac{n_A + n_B}{2}, \quad \rho_{pp} = \left. \frac{dn}{dy} \right|_{pp} (y=0).$$

因此, 中心快度区的能量密度为

$$\varepsilon = \frac{\langle m_{\perp} \rangle}{\Delta V} \quad (10)$$

ρ_{pp} 是 p-p 碰撞时中心区产生粒子 (包括中性粒子) 多重数的密度. 它是碰撞体系能量的函数. 我们取 CERN 的 SPS 上的结果^[13], 并考虑到快度分布中心区的密度平均比膺快度的中心区密度高约 0.5^[14], 这一函数可以近似表示为如下线性关系:

$$\rho_{pp}(s) = \frac{3}{2} (0.33 + 0.51 \ln \sqrt{s}) \quad (11)$$

因子 3/2 是假定中性 π 与 π^+, π^- 平均以相同几率产生而引入的. 表 2 列出了 NN 体系质心能量为 60 GeV 时, 各种 A + B 过程对心碰撞的中心区能量密度的值. 图 3 为各种等质量重离子碰撞的对心碰撞中心区能量密度随 A 及 N-N 体系质心能量 $\sqrt{S_{NN}}$ 变化的曲线. 计算表明, 随入射核与靶核的加重, 中心区能量密度不断上升, 最终可能达到相变的条件. 但如果取定最重的靶核, 增加入射核的核子数 A 对能量密度影响不大, 只是由于入射核的几何截面不断增大, 扩大了可能实现相变的区域. 总之, 重的重离子对心碰

撞时,将有可能在较大空间范围内实现相变条件.

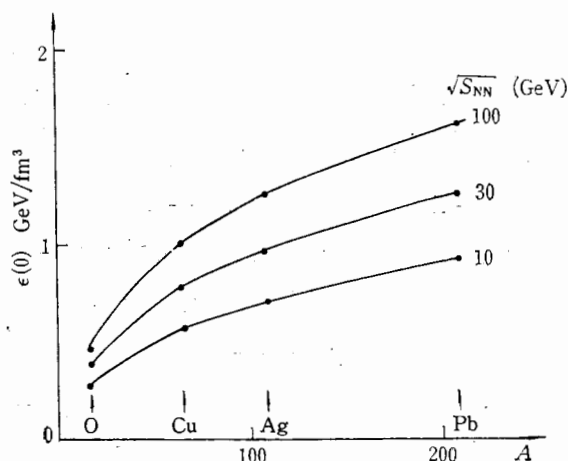


图 3 $A + A$ 对心碰撞能量密度随 A 及 $N-N$ 系质心能量 $\sqrt{S_{NN}}$ 的变化

表 2 $A + B$ 过程对心碰撞时中心区的能量密度

A	B	$\pi R_A^2(\text{fm}^2)$	$\epsilon(0) (\text{GeV}/\text{fm}^3)$
16	16	25.9	0.42
64	64	65.3	0.89
108	108	92.6	1.11
208	208	143.3	1.46
16	64	25.9	0.89
16	108	25.9	1.11
16	208	25.9	1.41
64	208	65.3	1.55
108	208	92.6	1.55
208	208	143.3	1.46

$$\sqrt{S_{NN}} = 60 \text{ GeV}$$

参 考 文 献

- [1] G. Baym Quark Matter Formation and Heavy Ion Collisions (1982) eds. M. Jacob, H. Satz, pp17—37; L. Van Hove, *ibid.*, pp349—370; M. Jacob, H. Satz, *ibid.*, pp3—14.
- [2] K. Kajantie, *ibid.*, pp39—61.
- [3] A. Bialas, *ibid.*, pp139—165.
- [4] A. Capella, J. Kwiecinski, J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett.*, **108B**(1982), 347.
- [5] W. Q. Chao, H. J. Pirner, *Z. Phys.*, **C14**(1982), 165.
- [6] I. Otterlund et al., *Z. Phys.*, **C20**(1983), 281.
- [7] M. G. Albrow, *ibid.* [1] p329.
- [8] *Physics Today*, **37**(1984), 21. T. W. Ludlam Preprint BNL-35237 (1984).
- [9] A. Capella, U. Sukhetme, Chung-I Tan, J. Tran Thahn Van, *Phys. Lett.* **81B** (1979), 68; A. Capella LPTHE, Orsay Preprint, 83/15.
- [10] A. Capella, C. Pajares, A. V. Ramallo Ref. TH 3700-CERN Preprint.
- [11] W. Q. Chao, C. B. Chiu, Z. X. He, D. M. Tow, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 518.
- [12] W. Q. Chao, *Commun. in Theor. Phys.* **3**(1984), 155.
- [13] M. Jacob, Ref. TH 3728-CERN Fig. 5

[14] P. Carruthers, Minh Duong-Van, *Phys. Rev.*, D8(1973), 859; A. Capella, LPTHE Orsay 83/15.

PARTICLE DENSITIES AT THE CENTER REGION IN HIGH ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS

LU SHI-QI ZHAO WEI-QIN

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

ABSTRACT

Based on the two-chain model by A. Capella et al. the rapidity distributions of the multiplicity in high energy heavy-ion collisions, especially in head-on collisions, are discussed. The energy density at the center region in head-on collisions is estimated for different incident energies and different heavy ions. It is shown that the condition of the phase transition to the quark-gluon plasma can be realized in heavy-ion collisions at several tens of GeV.