

核-核碰撞的独立源模型及中心快度区 末态产生粒子横能量分布

姜志进 阎循领

(聊城师范学院物理系 山东 252000)

李家荣

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1994-03-15 收稿

摘 要

将强子-核碰撞的独立源模型推广到核-核碰撞,给出了核-核碰撞末态产生粒子横能量分布方程,将其与 CERN 的 NA35 合作组得到的实验数据相比较,模型较好地解释了实验结果.

关键词 核-核碰撞,独立源模型,横能量分布.

1 引 言

高能重离子碰撞是产生高温高密度强子物质的重要手段,是实现由强子物质到夸克物质转变的重要途径之一.

目前,重离子碰撞所涉及的主要问题是末态产生粒子的分布及 KNO 标度行为等.通过对这些问题的研究,以期揭示重离子碰撞的物理机制.

CERN 的 NA35 合作组曾给出了一组核-核碰撞中心快度区末态产生粒子横能量分布的数据^[1],该组数据有如下引人注目的特点:

a) 在入射能量为 $200\text{GeV}/A$ 的 $^{16}\text{O} + \text{Pb}$ 实验中,末态产生粒子的横能量分布较 HIJET 用连续的核子-核子碰撞模型预期的结果(如图 2 中虚线示)要宽得多.

b) 对于给定的弹核(如 $200\text{GeV}/A$ 的 ^{16}O),末态产生粒子横能量分布曲线 $\log d\sigma/dE_T \sim E_T$ 的斜率,在高横能量区与靶核近似无关(见图 3).

本文将强子-核碰撞的独立源模型推广到核-核碰撞,并将其用来讨论 NA35 合作组的实验结果.

2 核-核碰撞中参与碰撞的核子数及其几率分布

在核-核碰撞中,弹核与靶核处于同等地位,碰撞的直观图象是高能碰撞的两核中的

核子相互“穿透”, 并发生碰撞. 末态粒子产生源就是两核中参与碰撞的核子^[2]. 考虑到末态粒子形成的时间比较长, 碰撞过程的级联效应可以被忽略^[3,4].

在强子-核碰撞中, 有许多种确定靶核中参与碰撞核子数 ν 的方法, 对于不同模型, 其计算方法亦不同. ν 的平均值通常由式^[5]

$$\langle \nu \rangle_A = A \frac{\sigma_{h-N}^{\text{in}}}{\sigma_{h-A}^{\text{in}}} \quad (1)$$

确定, 其中 A 为靶核的质量数, σ_{h-N}^{in} , σ_{h-A}^{in} 分别是非弹强子-核子与强子-核碰撞的总横截面. ν 的取值范围一般定为^[6]

$$1 \leq \nu \leq \nu_{\text{max}}^{(A)}, \quad (2a)$$

其中

$$\nu_{\text{max}}^{(A)} = 2\langle \nu \rangle_A. \quad (2b)$$

对于核-核碰撞, 弹、靶核内的核子将相互碰撞, 弹(或靶)核内的一个核子在穿过靶(或弹)核时要与 ν_{AT} (或 ν_{AP}) 个核子相碰撞(角标 AP 与 AT 分别代表弹、靶核的质量数), 考虑到弹、靶核的对称性, 两核中参与碰撞的核子数可以表示成

$$\mu = \nu_{AP}\nu_{AT} + 1. \quad (3)$$

在上式中, 若取 $\nu_{AP} = \nu_{AT} = 1$, 则 $\mu = 2$ 等于强子-强子碰撞的粒子源数; 同理, 若取 ν_{AP} (或 ν_{AT}) = 1, ν_{AT} (或 ν_{AP}) = ν , 则 $\mu = \nu + 1$ 等于强子-核碰撞的粒子源数. 由 (2a) 式知, μ 的取值范围应为

$$2 \leq \mu \leq \nu_{\text{max}}^{(AP)}\nu_{\text{max}}^{(AT)} + 1, \quad (4)$$

其中 $\nu_{\text{max}}^{(AP)}$ 与 $\nu_{\text{max}}^{(AT)}$ 分别由 (2b) 式确定.

(4) 式仅给出了 μ 的取值范围, 而对于某次碰撞, μ 的具体取值是无法确定的, 所能确定的仅仅是它的几率分布函数.

对于强子-核碰撞, 靶核中有 ν 个核子参与碰撞的几率可以写成^[7]

$$W_\nu^A = \frac{\sigma_\nu^A}{\sum_\lambda \sigma_\lambda^A}, \quad (5a)$$

其中

$$\sigma_\nu^A = \int d^2b \frac{T_A^\nu(b)}{\nu!} \exp[-T_A(b)], \quad (5b)$$

$$T_A(b) = \sigma_{h-N}^{\text{in}} \int dz \rho(z, b), \quad (5c)$$

式中 b 为碰撞参数, z 为入射粒子在靶核中所穿过的路径长度, $\rho(z, b)$ 为靶核的核子数密度, 作为近似, 可将其取作常数^[8] $\rho_0 = 0.17/\text{fm}^3$.

对于核-核碰撞, 假设弹核内有 α 个核子参与碰撞, 它的取值范围显然为 $1 \leq \alpha \leq \mu - 1$, 则靶核内参与碰撞的核子数为 $\mu - \alpha$ 个. 那么两核中有 μ 个核子参与碰撞的几率为

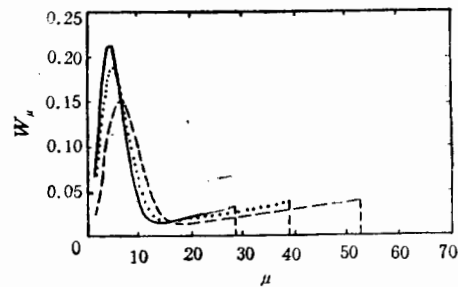


图 1 核-核碰撞中参与碰撞核子数的几率分布
实线代表过程 $^{16}\text{O} + \text{Al}$, 点线 $^{16}\text{O} + \text{Cu}$, 虚线 $^{16}\text{O} + \text{Au}$.

$$W_{\mu} = \sum_{\alpha=1}^{\mu-1} W_{\alpha}^{AP} W_{\mu-\alpha}^{AT}, \quad (6)$$

其中 W_{α}^{AP} 与 $W_{\mu-\alpha}^{AT}$ 分别为弹、靶核中有 α 与 $\mu-\alpha$ 个核子参与碰撞的几率, 它们分别由 (5a) 式确定. 对于强子-核碰撞, $\alpha=1$ $W_{\alpha}^{AP}=1$, 则上式将回到 (5a) 式, 这正是我们所期望的.

图 1 给出了过程 $^{16}\text{O} + \text{Al}$ (实线), $^{16}\text{O} + \text{Cu}$ (点线) 及 $^{16}\text{O} + \text{Au}$ (虚线) 的 W_{μ} 随 μ 的变化曲线.

3 核-核碰撞末态产生粒子横能量分布

与强子-核碰撞的独立源模型中的基本假设一样^[2], 这里假定, 核-核碰撞中两核内参与碰撞的核子之间的作用是非相干的, 它们在衰变产生末态粒子的过程中彼此独立, 且衰变强度及多重数分布相同.

按照上述假设, 末态粒子的平均多重数可以表示成

$$\langle n \rangle_{A-A} = \frac{1}{2} \mu \langle n \rangle_{h-N}, \quad (7)$$

式中 $\langle n \rangle_{h-N}$ 是强子-核子碰撞中的平均多重数, 上式表明每个粒子源产生的平均多重数是 $\frac{1}{2} \langle n \rangle_{h-N}$.

实验表明^[9-11], 多重产生的末态粒子绝大部分是 π 介子, 它们近似地有相同的横能量分布, 因此有

$$n_i \propto E_{iT}, \quad (8)$$

即每个源产生的末态粒子数正比于其横能量.

在强子-强子碰撞中, 末态粒子由弹与靶两个粒子源产生, 该过程的末态粒子多重数分布可以写成^[12]

$$P_{h-h}^{(z)} \propto \frac{1}{\langle n \rangle_{h-N}} z^{k-1} \exp(-kz), \quad (9)$$

其中 $z = n_{h-N} / \langle n \rangle_{h-N}$, k 为一常数, 在本文中, 由于实验结果是在中心快速度区, 所以 $k=2$ ^[10].

假定每个源的多重数分布为 $f(n)$, 两个源的卷积应是 (9) 式, 即

$$P_{h-h}^{(z)} = \int \delta(n - n_1 - n_2) f(n_1) f(n_2) dn_1 dn_2. \quad (10)$$

对于核-核碰撞, 共有 μ 个粒子源, 所以其多重数分布应为

$$P_{A-A}^{(z, \mu)} = \int \delta\left(n - \sum_{i=1}^{\mu} n_i\right) \prod_{i=1}^{\mu} f(n_i) dn_i. \quad (11)$$

利用富里叶变换, 由 (9)、(10) 两式可以得到 $f(n)$, 将得到的 $f(n)$ 代入 (11) 式并利用 (8) 式, 可以得到核-核碰撞末态产生粒子横能量分布为

$$P_{A-A}^{(E_T, \mu)} = \frac{k^{\mu/2}}{\Gamma(k\mu/2)} \frac{E_T^{k\mu/2-1}}{\langle E_T^{h-N} \rangle^{k\mu/2}} \exp[-kE_T / \langle E_T^{h-N} \rangle]. \quad (12)$$

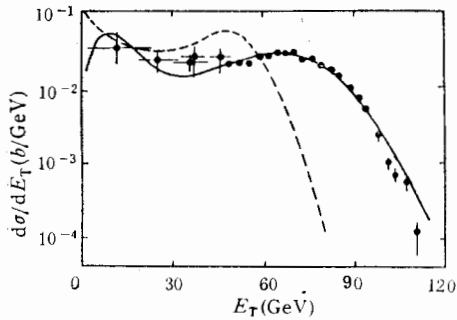


图 2 入射能量为 $200\text{GeV}/A$ 的 $^{16}\text{O} + \text{Pb}$ 中心快度区末态产生粒子横能量分布
实线为理论结果, 实验数据取自文献[1]第一篇文章, 虚线为 HIJET 预言。

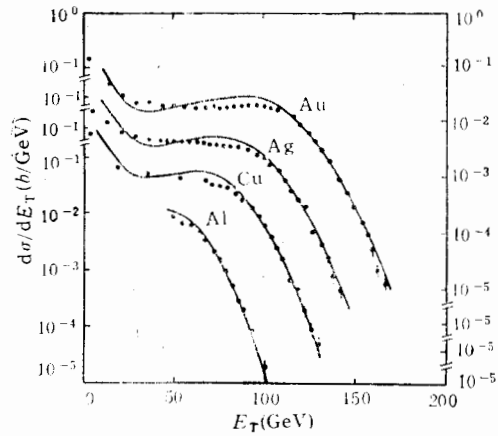


图 3 入射能量为 $200\text{GeV}/A$ 的 $^{16}\text{O} + \text{Al}, \text{Cu}, \text{Ag}$ 及 Au 中心快度区末态产生粒子横能量分布
实线为理论结果, 实验数据取自文献[1]第二篇文章。

上式仅是对于一定的 μ , 末态产生粒子的横能量分布。如前所述, μ 在每次碰撞中的具体取值是未知的, 实验上得到的末态粒子横能量分布是对不同 μ 碰撞事例的平均结果。由(4)(6)两式知, 其相应的横能量分布为

$$P_{A-A}^{(E_T)} = \sum_{\mu \geq 2} \sum_{\alpha=1}^{\mu-1} W_{\alpha}^{A^P} W_{\mu-\alpha}^{A^T} P_{A-A}^{(E_T, \mu)}. \quad (13)$$

完成上式的数值计算, 得到的结果如图 2 及图 3 所示(实线), 图中还给出了实验结果。由这两图可以看出, 理论与实验结果符合得比较好。

在计算中, 实验常数取值如下: $\sigma_{h-N}^{\text{in}} = 32.5\text{mb}^{[13]}$, $\langle n \rangle_{h-N} = 5$, $\langle E_T^{h-N} \rangle$ 由下式给定^[11]

$$\langle E_T^{h-N} \rangle = \frac{3}{2} \langle n \rangle_{h-N} \varepsilon_T, \quad (14)$$

其中 $\varepsilon_T \approx 0.35\text{GeV}$ 是每个末态粒子的平均横能量, 因子 $\frac{3}{2}$ 来源于同位旋守恒。

4 讨 论

由核-核碰撞的独立源模型, NA35 合作组给出实验结果的特点不难得到合理解释。

实验结果的一个显著特点是对于给定的弹核(如 ^{16}O), 曲线 $\log(d\sigma/dE_T) \sim E_T$ 在高横能量区的斜率对于不同的靶核近似相等(见图 3)。

由(12)式知
$$\frac{d}{dE_T} \log P_{A-A}^{(E_T, \mu)} = \frac{k\mu/2}{E_T} - \frac{1}{E_T} - \frac{k}{\langle E_T^{h-N} \rangle}. \quad (15a)$$

注意到末态粒子的高横能量区, 主要来源于小碰撞参数或高 μ 的碰撞, 所以在该能区, 上式中的第二项可被忽略。由(7)、(8)两式知, 上式第一项可以写成 $\frac{k}{\langle E_T^{h-N} \rangle} \frac{\langle E_T \rangle}{E_T}$ 。由图 1 知, 在高 μ 区, W_{μ} 随 μ 近似线性增加, 这说明弹、靶核内每个参与碰撞的核子几乎以同

样的几率衰变成末态粒子。假设衰变几率为 β , 则 $\langle E_T \rangle = \beta \sum_{i=1}^n E_{iT} = \beta E_T$, 那么在高横能区, (15a)式可以写成:

$$\frac{d}{dE_T} \log P_{A-A}^{(E_T, \mu)} = -\frac{k}{\langle E_T^{h-N} \rangle} (1 - \beta). \quad (15b)$$

注意到 β 对于不同的靶核几乎相同(见图1), 所以在高横能区, 曲线 $\log d\sigma/dE_T \sim E_T$ 的斜率对不同的靶核近似相等。

综上所述, 核-核碰撞的独立源模型成功地解释了 NA35 合作组给出的实验结果, 所以该模型在一定程度上反映了高能重离子碰撞的物理机制。

参 考 文 献

- [1] NA35 Collaboration(A. Bamberger et. al.), *Phys. Lett.*, **B184**(1987) 271; *Z. Phys.*, **C38**(1988)19.
- [2] J. Hüfner, B. Liu, *Z. Phys.*, **C27** (1985) 283.
- [3] W. Q. Chao, H. J. Pirner, *Z. Phys.*, **C14** (1982) 165.
- [4] B. Andersson et. al., *Phys. Scr.*, **34** (1986) 451.
- [5] M. K. Hegab, J. Hüfner, *Phys. Lett.*, **B105** (1981) 103.
- [6] W. Q. Chao, M. K. Hegab, J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, **A395** (1983)482.
- [7] R.J. Glauber, G. Mattiae, *Nucl. Phys.*, **B21** (1970) 135.
- [8] L. P. Csernai, J. I. Kapusta, *Phys. Rev.*, **D29** (1984) 2664; **31** (1985) 2795.
- [9] EMU-01 Collaboration, Lund University (August 1987).
- [10] Liu Liansou, Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D27** (1983) 2640.
- [11] Liu Liansou, Qin Lihong, Zhung Penfei, *Scientia Sinica A*, **29** (1986)1063.
- [12] DCMOR Collaboration (A. L. S. Angelis et. al.), *Phys. Lett.*, **B168** (1986) 158.
- [13] C. De Marzo et al., *Phys. Rev.*, **D26** (1982) 1019.

Independent Source Model and Mid-Repidity Transverse Energy Distributions for Nucleus-Nucleus Collisions

Jiang Zhijin Yan Xunling

(Department of Physics, Liaocheng Normal College, Shandong 252000)

Li Jiarong

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Received 15 March 1994

Abstract

The independent source model for hadron-nucleus collisions is generalized to include nucleus-nucleus collisions. A simple analytical formula for transverse energy distributions is derived which is then compared with the experimental data obtained by NA35 Collaboration at CERN. The features of the experimental results are shown to be the natural consequences of the generalized model.

Key words Nucleus-nucleus collision, independent source model, transverse energy distribution.