

## 高能 $hA$ 碰撞中的核内级联与靶核碎裂\*

王海桥 蔡勛 刘庸

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430070)

### 摘 要

本文在核内级联效应基础上,提出了一个反映高能强子-核碰撞中靶核碎裂的模型,给出了灰粒子和黑粒子的分布及它们之间的关联. 结果表明,核的有限电荷数造成了实验上观察到的靶核碎片分布的饱和性.

实验表明, 在 高能强子-核 ( $hA$ ) 碰撞中靶核碎裂与核内级联碰撞效应的联系十分密切<sup>[1]</sup>. 对靶核碎片的分布作分析可以提供核内级联效应和多粒子产生机制的信息. 在实验上通常采用原子核乳胶测量技术中的末态带电粒子分类: 簇射粒子, 灰粒子和黑粒子. 径迹颗粒密度小于  $1.4g$  ( $g$  取为原子核乳胶中最小电离颗粒密度)的粒子, 它们的速度大于  $0.7c$  ( $c$ :光速), 绝大多数是快速质子和产生的  $\pi$  介子, 称为簇射粒子. 径迹颗粒密度介于  $1.4g$  和  $10g$  之间(速度在  $0.3c$  到  $0.7c$ )的粒子, 主要是靶核碎裂出的反冲质子, 称为灰粒子. 径迹颗粒密度大于  $10g$  (速度低于  $0.3c$ )的粒子, 主要是靶核碎片蒸发的产物, 称为黑粒子.

一些模型<sup>[2]</sup>分析表明, 考虑核内级联碰撞效应, 灰粒子谱可以较好地描述入射强子与核内核子的碰撞次数. 在本文中, 我们将考虑核内的前三级受撞核子对末态灰粒子和黑粒子分布的贡献. 不仅灰粒子谱, 而且黑粒子谱都显现了级联碰撞效应的信息, 都与入射强子在核内的碰撞次数有关. 通过关于灰粒子数和黑粒子数依赖关系的讨论, 解释了造成核碎片分布饱和性的原因.

在 高能  $hA$  碰撞中, 入射强子与靶核内的核子碰撞, 这些被撞击的核子获得能量又可能与核内其它核子相碰, 依此类推, 产生级联碰撞过程. 被入射强子直接撞击的核子称为第一级受撞核子, 被第一级受撞核子撞击的核子称为第二级受撞核子, 被第二级受撞核子撞击的核子称为第三级受撞核子. 由于靶核的大小是有限的, 而且受撞核子获得的能量随级联次数的增加迅速下降, 故前三级受撞核子才可能对靶核碎片有明显贡献.

考虑入射强子与核子数为  $A$  的靶核碰撞. 靶核内的核子密度分布取为 Wood-Saxon 形式

$$\rho_A(r) = \rho_0 / (1 + e^{\frac{r-R_A}{d}}), \quad (1)$$

式中核半径  $R_A = 1.19A^{\frac{1}{3}} - 1.60A^{-\frac{1}{3}}$ ,  $d = 0.55$ . 按照 Glauber<sup>[3]</sup> 理论, 碰撞参数为  $b$

本文1991年5月31日收到.

\* 国家自然科学基金和霍英东基金资助.

时,入射强子与靶核内的  $\nu$  个核子碰撞的几率为

$$f(\nu) = \frac{1}{\sigma_{hA}} \int \frac{e^{-\bar{\nu}(b)}}{\nu!} \bar{\nu}(b)^\nu d^2b, \quad (2)$$

式中,剖面函数

$$\bar{\nu}(b) = \sigma_{hN} \int \rho_A(b, z) dz \quad (3)$$

给出了入射强子与靶核内核子的平均碰撞次数。 $\sigma_{hN}$  与  $\sigma_{hA}$  分别是相同入射能量下的强子-核子和强子-核的碰撞截面。前者由实验测量值输入,后者由归一化条件

$$\sum_{\nu \geq 1} f(\nu) = 1$$

确定,

$$\sigma_{hA} = \int d^2b (1 - e^{-\bar{\nu}(b)}). \quad (4)$$

入射强子与核内核子发生级联碰撞,第一级、第二级和第三级受撞核子以何种方式,沿什么轨迹,再与多少核子相碰,是复杂的问题。但是,在入射能量足够高的情况下,末态粒子的横动量远小于纵动量,所以可以采用以下的简化图象:各级受撞核子几乎沿直线飞出核外,设第一级受撞核子数

$$M_1 = \nu. \quad (5)$$

在飞出核外的过程中,  $\nu$  个第一级受撞核子中的第 1 个核子将与核内其它  $\nu - 1$  个核子相碰,第 2 个核子将与  $\nu - 2$  个核子相碰,……,而第  $\nu$  个核子将直接飞出核外。由此得到第二级受撞核子数

$$M_2 = (\nu - 1) + (\nu - 2) + \dots + 2 + 1 = \frac{\nu(\nu - 1)}{2}. \quad (6)$$

按照计算第二级受撞核子数相同的方法,第三级受撞核子数为

$$M_3 = \frac{(\nu - 1)(\nu - 2)}{2} + \frac{(\nu - 2)(\nu - 3)}{2} + \dots. \quad (7)$$

由于靶核的核子数  $A$  和电荷数  $Z$  是有限的,第一、二、三级实际受撞的核子数应分别为

$$\mu_1(\nu) = \min(M_1, A), \quad (8a)$$

$$\mu_2(\nu) = \min(M_2, A - \mu_1(\nu)), \quad (8b)$$

$$\mu_3(\nu) = \min(M_3, A - \mu_1(\nu) - \mu_2(\nu)). \quad (8c)$$

pp 碰撞的实验给出靶质子成为灰粒子和簇射粒子的几率各为 50%<sup>[4]</sup>。在 hA 碰撞中,由于第一级受撞核子还可能与靶内其它核子碰撞而损失能量,这样它们在飞出靶核后处于灰粒子能区的几率将会大于 50%,第二级受撞核子从第一级受撞核子获得能量,能量较低,主要成为灰粒子和黑粒子。第三级受撞核子的能量更低,主要成为黑粒子。假定第一级和第二级受撞核子能量落入灰粒子能区范围的几率分别为  $\alpha$  和  $\beta$ ,第三级受撞核子能量落入黑粒子能区范围的几率为  $\gamma$ ,这样,  $\mu_1$  个第一级受撞核子中出现  $n_{g1}$  个灰粒子的几率

$$P_{\mu_1}(n_{g1}) = \binom{\mu_1}{n_{g1}} \cdot \left(\alpha \frac{Z}{A}\right)^{n_{g1}} \cdot \left(1 - \alpha \frac{Z}{A}\right)^{\mu_1 - n_{g1}}, \quad (9)$$

$\mu_2$  个第二级受撞核子中出现  $n_{g2}$  个灰粒子,  $n_{b1}$  个黑粒子的几率

$$P_{\mu_2(\nu)}(n_{g2}, n_{b1}) = \sum_n \binom{\mu_2}{n} \beta^n (1-\beta)^{\mu_2-n} \cdot \binom{n}{n_{g2}} \left(\frac{Z}{A}\right)^{n_{g2}} \left(1 - \frac{Z}{A}\right)^{n-n_{g2}} \cdot \binom{\mu_2-n}{n_{b1}} \left(\frac{Z}{A}\right)^{n_{b1}} \left(1 - \frac{Z}{A}\right)^{\mu_2-n-n_{b1}}, \quad (10)$$

其中  $n$  表示在  $\mu_2$  个第二级受撞核子中有  $n$  个核子能量落入灰粒子能量范围.  $\mu_3$  个第三级受撞核子中出现  $n_{b2}$  个黑粒子的几率为

$$P_{\mu_3(\nu)}(n_{b2}) = \binom{\mu_3}{n_{b2}} \left(\gamma \frac{Z}{A}\right)^{n_{b2}} \left(1 - \gamma \frac{Z}{A}\right)^{\mu_3-n_{b2}}. \quad (11)$$

这样,由  $\nu$  次 hN 碰撞产生  $n_g$  个灰粒子,  $n_b$  个黑粒子的几率

$$P(n_g, n_b | \nu) = N \sum_{n_{g1}, n_{g2}, n_{b1}, n_{b2}} P_{\mu_1}(n_{g1}) P_{\mu_2}(n_{g2}, n_{b1}) P_{\mu_3}(n_{b2}) \cdot \delta(n_g - n_{g1} - n_{g2}) \delta(n_b - n_{b1} - n_{b2}) \theta(Z - n_g - n_b), \quad (12)$$

式中  $N$  是归一化系数,由  $\sum_{n_g, n_b} P(n_g, n_b | \nu) = 1$  确定,

$$\theta(m) = \begin{cases} 1, & \text{当 } m \geq 0, \\ 0, & \text{当 } m < 0. \end{cases}$$

在未态中观察到  $n_g$  个灰粒子,  $n_b$  个黑粒子的几率

$$G(n_g, n_b) = \sum_{\nu} f(\nu) P(n_g, n_b | \nu). \quad (13)$$

按照 (13) 式可以计算末态灰粒子数分布,黑粒子数分布,以及它们之间的关联.

$$P(n_g) = \sum_{n_b} G(n_g, n_b), \quad (14a)$$

$$P(n_b) = \sum_{n_g} G(n_g, n_b), \quad (14b)$$

和

$$\langle n_g \rangle_{n_b} = \frac{\sum_{n_g} n_g G(n_g, n_b)}{\sum_{n_g} G(n_g, n_b)}, \quad (15a)$$

$$\langle n_b \rangle_{n_g} = \frac{\sum_{n_b} n_b G(n_g, n_b)}{\sum_{n_b} G(n_g, n_b)}. \quad (15b)$$

入射强子与核内核子的平均碰撞次数对核碎片的依赖关系为

$$\langle \nu \rangle_{n_g} = \frac{\sum_{\nu, n_b} \nu f(\nu) P(n_g, n_b | \nu)}{\sum_{\nu, n_b} f(\nu) P(n_g, n_b | \nu)}, \quad (16a)$$

$$\langle \nu \rangle_{n_b} = \frac{\sum_{\nu, n_g} \nu f(\nu) P(n_g, n_b | \nu)}{\sum_{\nu, n_g} f(\nu) P(n_g, n_b | \nu)}. \quad (16b)$$

图1是400 GeV p-Em相互作用的灰粒子数分布<sup>[1]</sup>,在计算中选 $\sigma_{bN} = 38.5\text{mb}$ .显然模型给出的结果比较好地符合了实验数据.图2是黑粒子多重数分布,计算值在 $n_b \leq 1$ 处明显高于实验值,而在 $n_b > 1$ 处又低于实验值.原因是在本文中,仅考虑参与核内级联碰撞的核子的贡献.没有参与碰撞的核子,也可以通过摩擦等方式吸收能量.由于这

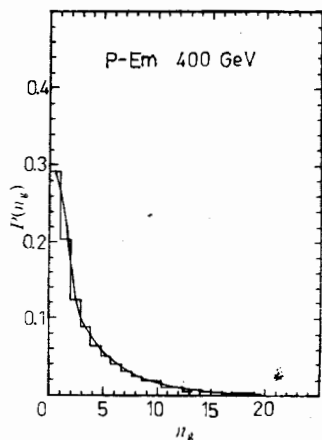


图1 灰粒子数分布

曲线表示计算值,圆点为实验结果,  
 $\alpha = 0.6, \beta = 0.8, \gamma = 1.0$

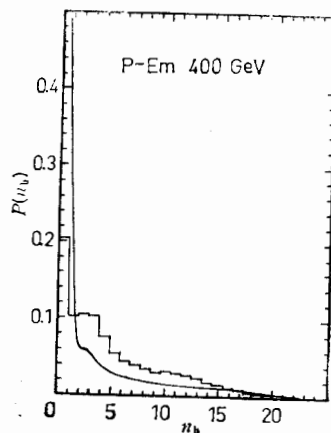


图2 黑粒子数分布

曲线表示计算值,折线为实验结果

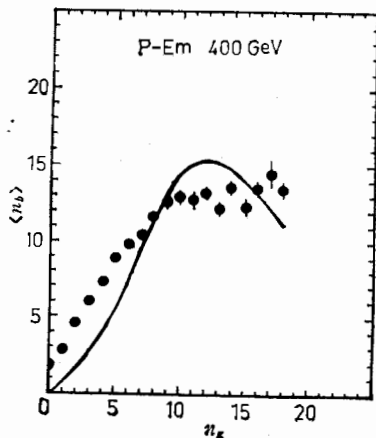


图3 灰粒子平均多重数与黑粒子数的关系

曲线表示计算值,圆点为实验结果.

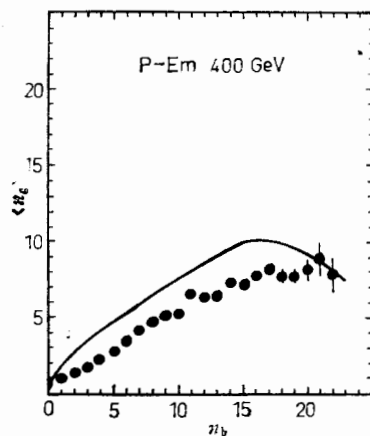


图4 黑粒子平均多重数与灰粒子数的关系

曲线表示计算值,圆点为实验结果.

部分核子的能量低,只可能对黑粒子的分布有贡献,而不会影响灰粒子分布.显然,考虑到这部分核子对黑粒子的贡献,无疑会改善模型中关于黑粒子的计算结果.实际上,实验观察到的黑粒子主要来源于这些核碎片,来自核内高级受撞核子的贡献只占少部分.图3和图4给出了灰粒子和黑粒子之间的关联.一个突出的特点是在 $n_g = 10$ 和 $n_b = 15$ 附近,模型给出的 $\langle n_b \rangle$ 和 $\langle n_g \rangle$ 值分别出现了饱和现象,与实验事实吻合. $\langle n_b \rangle$ 和 $\langle n_g \rangle$ 在大 $n_g$ 和大 $n_b$ 的时候分别不再上升,甚至逐渐下降,这是由于核内有限电荷 $Z$ 的限制

( $n_g + n_b < Z$ )造成的。当  $n_b, n_g \ll Z$  时, 有限电荷的限制并不很强, 即使  $n_b$  或  $n_g$  增加,  $\langle n_g \rangle$  或  $\langle n_b \rangle$  的平均值仍然可以上升。然而当  $n_g$  或  $n_b$  上升以至超过某一值时, 有限电荷  $Z$  就会起到很强的限制作用, 使得  $\langle n_b \rangle$  或  $\langle n_g \rangle$  不再上升, 而是趋于饱和。

图 5 给出了入射强子在核内的平均碰撞次数对靶核碎片分布的关系, 显然平均碰撞次数对灰粒子数的依赖性更为敏感。另外, 随着黑粒子数增加, 平均碰撞次数也增加, 表明黑粒子分布也反映了入射强子在核内的平均碰撞次数。

本文考虑核内三级级联碰撞, 可以较好的描述末态灰粒子数的分布, 定性解释靶核碎片的饱和现象。如果扩充模型, 把那些没有参与碰撞的核子对黑粒子分布的贡献也考虑在内, 无疑会进一步对黑粒子分布以及灰粒子与黑粒子之间的关联给出更好的描述。

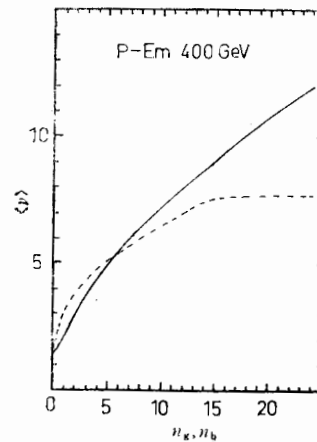


图 5 核内 hN 平均碰撞次数与灰粒子数和黑粒子数的关系  
实线和虚线分别表示对灰粒子数和黑粒子数的依赖性。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] D. H. Brick et al., *Phys. Rev.*, **D39**(1989), 2484;  
J. Babecki and G. Novak, *Krakow Report*, 970/PH(1977);  
B. Andersson, I. Otterlund and E. Stenlund, *Phys. Lett.*, **73B**(1978), 343.
- [ 2 ] M. K. Hegab and J. Hufner, *Nucl. Phys.*, **A384**(1982), 353.  
B. Andersson et al., *Phys. Lett.*, **73B**(1978), 343.  
王海桥和蔡勳, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 333.
- [ 3 ] B. Hahn et al., *Phys. Rev.*, **101**(1956), 1131;  
D. R. Yenni et al., *Phys. Rev.*, **95**(1954), 500.
- [ 4 ] B. J. Babecki and G. Nowak et al., *Acta Phys. Pol.*, **B9**(1978), 401.
- [ 5 ] E. Stenlund and I. Otterlund, *Nucl. Phys.*, **B198**(1982), 407.

## The Intranuclear Cascade and the Target Fragmentation in High Energy hA Collisions

WANG HAIQIAO CAI XU LIU YONG

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

### ABSTRACT

A model for describing the target fragmentation in high energy hadron-nucleus collisions on the bases of intranuclear cascade is suggested. The analysis of the correlation between grey and black particles shows that the phenomena of saturation about mean number of grey and/or black particles observed in experiments result from the limitation of charge number in the nucleus.