

# 相对论性 $^{16}\text{O}$ 与乳胶碰撞产生的 He 碎片动量分布宽度的分析\*

高怀林 周作僭

(山西师范大学物理系, 山西临汾 041004)

赵维勤<sup>1)</sup>

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

## 摘 要

本文探讨了在  $2\text{GeV}/N \sim 200\text{GeV}/N$  能区, 相对论性  $^{16}\text{O}$  原子核碎裂产生的 He 碎片动量分布宽度随其多重数的减小而增加的实验现象。研究表明随 He 碎片多重数的减小, 弹核旁观体所获得的表面激发能增加, 从而导致了 He 碎片的动量分布宽度增加。分析表明正是由于弹核旁观体在不同能量下获得了相同的激发能从而表现出在该能区产生的 He 碎片多重数分布与弹核能量无关的极限碎裂特征。

## 一、引 言

自重离子的能量从 Dubna 与 LBL 重离子加速器  $2\text{GeV}/N \sim 3.7\text{GeV}/N$  提高到 BNL 的  $14.6\text{GeV}/N$ 、CERN 的  $60\text{GeV}/N$  与  $200\text{GeV}/N$  能量以来, 相对论性核碎裂实验研究已给出了许多有趣的实验结果。本文对能量分别为  $2\text{GeV}/N$ 、 $14.6\text{GeV}/N$ 、 $60\text{GeV}/N$  与  $200\text{GeV}/N$  的  $^{16}\text{O}$  在核乳胶中的极限碎裂特征作了讨论。H. H. Heckman 等人的实验结果表明<sup>[1]</sup>: 在  $2 \sim 200\text{GeV}/N$  能区由  $^{16}\text{O}$  碎裂产生的碎片的动量分布特征为高斯分布; 动量分布宽度随 He 碎片的多重数的减小而增加, 并且与弹核能量无关, 见图 1 所示。

为了寻求 He 碎片动量分布宽度随其多重数变化的根源, 本文计算了弹核旁观体相对一个有着相同核子数的球形核而具有的多余表面能。假设该多余表面能是弹核旁观体的激发能, 并在此基础上得到了 He 碎片动量分布宽度的变化与其多重数的关系, 从而解释了以上的实验现象。

本文 1991 年 2 月 19 日收到。

\* 部分由国家自然科学基金资助

1) 中国高等科学技术中心理论物理分中心, 北京, 100080

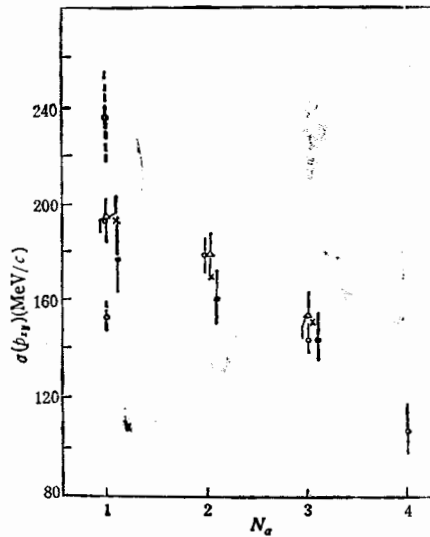


图 1 He 碎片动量分布宽度  $\sigma(p_{xy})$  (MeV/c) 随 He 多重数  $N_\alpha$  的变化  
 ○: 2GeV/N 的  $^{16}\text{O}$  在高灵敏度乳胶中实验结果;  $\Delta$ : 2GeV/N 的  $^{16}\text{O}$  在低灵敏度乳胶中实验结果; ●: 200GeV/N 的  $^{16}\text{O}$  在高灵敏度乳胶中实验结果; ×: 理论计算值

## 二、模 型

描述相对论性重离子反应的“旁观体-反应体”模型已被实验证明很有效<sup>[2]</sup>, 因而本文也采用这一模型。“旁观体-反应体”模型可简述如下: 沿弹核运动方向看去, 弹核与靶核的几何重叠区称为反应区, 几何重叠区之外的区域称为旁观区。位于反应区内的那部分弹核与靶核分别称为弹核反应体与靶核反应体, 位于旁观区内的那部分弹核与靶核分别称为弹核旁观体与靶核旁观体, 见图 2 所示。

令弹核与靶核的核子密度均匀分布; 弹核质量数为  $A_p$ , 半径为  $r = r_0 A_p^{1/3}$  ( $r_0 = 1.12\text{fm}$ ); 靶核质量数为  $A_T$ , 半径为  $R = r_0 A_T^{1/3}$ ; 弹核与靶核的碰撞参数为  $b$ , 则弹核反应体的体积为:

$$V = \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \cdot \theta(R - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) dr. \quad (1)$$

弹核旁观体内的核子数为

$$N = 16 - V\rho_n, \quad (2)$$

式中  $\rho_n = 0.17/\text{fm}^3$ 。弹核旁观体的表面积为:

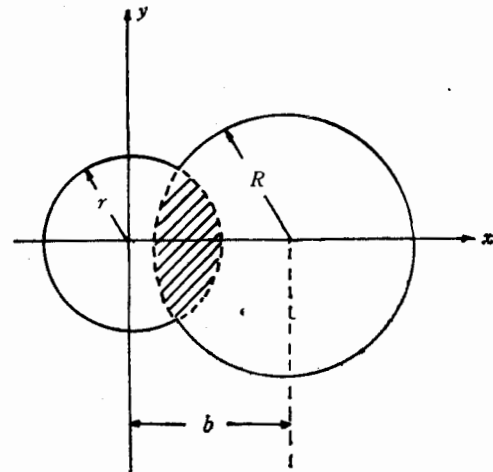


图 2 半径为  $r$  的入射核与半径为  $R$  的靶核碰撞的几何图象  
 $b$  为碰撞参数, 阴影部分为重叠区

$$S = \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \delta(R - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) dr + \int \theta(\sqrt{(x-b)^2 + y^2} - R) \delta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) dr. \quad (3)$$

一个与弹核旁观体有着相同核子数的球形核的表面积为

$$S_0 = 4\pi r_0^2 N^{2/3}, \quad (r_0 = 1.12 \text{ fm}). \quad (4)$$

该球形核所具有的表面能为<sup>[3]</sup>

$$E_0 = a_s N^{2/3}, \quad (a_s = 18.33 \text{ MeV}). \quad (5)$$

弹核旁观体表面积与该球形核表面积之比为

$$\xi = S/S_0. \quad (6)$$

弹核旁观体的表面能为

$$E = \xi E_0. \quad (7)$$

弹核旁观体所具有的表面激发能为

$$E^* = E - E_0 = (\xi - 1)E_0. \quad (8)$$

当核系统内部温度大于 7 MeV 时, J. P. Bondor 等人给出系统温度与系统激发能的关系为<sup>[4]</sup>

$$T = \frac{2}{3} (E^*/N). \quad (9)$$

在原子核内,核子的费米动量与核内部温度的关系为<sup>[5]</sup>

$$p_f = \sqrt{5m_n T}, \quad (m_n \text{ 为核子质量}). \quad (10)$$

与核子费米动量  $p_f$  相应的核碎片的动量分布宽度为

$$\sigma^2 = \frac{p_f^2}{5} \cdot \frac{A_F(A_p - A_F)}{A_p - 1}, \quad (11)$$

式中  $A_F$  为核碎片的质量数.

由激发能引起的系统温度变化与核子费米动量的变化可由以上的关系式微分求得如下:

由(9)式得

$$dT = \frac{2}{3} d\bar{E}^*, \quad (12)$$

式中  $d\bar{E}^* = (dE^*)/N$ , 它表示平均激发能的变化.

由(10)式得

$$dp_f = \frac{5m_n}{2p_f} dT. \quad (13)$$

由(12)、(13)式得

$$dp_f = \frac{5}{3} \cdot \frac{m_n}{p_f} d\bar{E}^*. \quad (14)$$

对一确定的核碎片,由于核子费米动量的改变而引起的碎片动量分布宽度的变化可由(11)式得到

$$d\sigma = \sqrt{\frac{A_F(A_p - A_F)}{A_p - 1}} \cdot \frac{dp_F}{\sqrt{5}} \quad (15)$$

由 (14)、(15) 式得到  $d\sigma \sim d\bar{E}^*$  关系为

$$d\sigma = \sqrt{\frac{5A_F(A_p - A_F)}{A_p - 1}} \cdot \frac{m_n}{3p_t} d\bar{E}^* \quad (16)$$

若碎裂核系统在受激之前内部核子固有费米动量为  $p_t$ , 则当平均激发能为  $d\bar{E}^*$  时, 对于由该受激核系统碎裂产生的质量数等于  $A_F$  的核碎片来说, 它的动量分布宽度的变化  $d\sigma$  可由 (16) 式求得。即它的动量分布总宽度等于

$$\sigma = \sigma_0 + d\sigma, \quad (17)$$

式中  $\sigma_0$  为核碎片的固有费米动量分布宽度。

### 三、应用与讨论

基于上节的分析, 对相对论性  $^{16}\text{O}$  碎裂产生的 He 碎片作了具体的讨论。取  $A_F = 4$ ,  $A_p = 16$ , 则  $d\sigma - d\bar{E}^*$  的关系为

$$d\sigma = 4/3 m_n / p_t d\bar{E}^* \quad (18)$$

式中的核子质量  $m_n = 938 \text{ MeV}/c^2$ 。若取核子固有费米动量为  $p_t = 200 \text{ MeV}/c$ , 则由 (11) 式可求得 He 碎片固有费米动量分布宽度  $\sigma_0 = 155 \text{ MeV}/c$ , 由 (18) 式求得

$$d\sigma = 6.22 d\bar{E}^* \quad (19)$$

在不同碰撞参数  $b$  下, 用 Gaussian 数值积分法对 (1) 与 (3) 式求积分, 并把所求结果代入 (4)~(8) 式便可在碰撞参数等于  $b$  时由表面激发能引起的 He 碎片动量分布宽度的变化量  $d\sigma$ 。计算结果见表 1。

表 1 不同碰撞参数  $b$  时 He 碎片动量分布宽度的变化量  $\Delta\sigma$

$i$ (旁观体中核子数)	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$b_i(\text{fm})$	2.8	3.3	3.8	3.9	4.3	4.6	4.8	5.1	5.3	5.5	5.8	6.3
$\Delta\sigma_i(\text{MeV}/c)$	61.4	55.3	27.4	22.4	14.6	12	9.2	6.8	5.5	4.4	3.0	1.3

He 碎片动量分布宽度的变化取下面的加权平均式之值:

$$\Delta\sigma_1(p_{xy}; 1\text{He}) = \frac{\sum_{i=4}^7 b_i \cdot \Delta\sigma_i}{\sum_{i=4}^7 b_i},$$

$$\Delta\sigma_2(p_{xy}; 2\text{He}) = \frac{\sum_{i=8}^{11} b_i \cdot \Delta\sigma_i}{\sum_{i=8}^{11} b_i},$$

$$\Delta\sigma_3(p_{xy}; 3\text{He}) = \frac{\sum_{i=12}^{15} b_i \cdot \Delta\sigma_i}{\sum_{i=12}^{15} b_i},$$

式中,  $i$  表示弹核旁观体中的核子数;  $b_i$  表示碰撞参数;  $\Delta\sigma_i$  表示旁观体中核子数为  $i$  时产生的 He 碎片的动量分布宽度的变化量。计算结果见表 2。

表 2 不同 He 多重数时 He 碎片的动量分布宽度  $\sigma$

$n\text{He}$	$\sigma$	$\Delta\sigma_i(\text{MeV}/c)$	$\sigma_{\text{cal}} = \sigma_0 + \Delta\sigma_i$
1He		39.6	194.6
2He		10.5	165.5
3He		3.5	158.5

图 1 中“×”所示即为理论计算值。与实验测量比较可见,在实验误差之内,实验值与理论值基本一致。由于碎裂过程  $^{16}\text{O} \rightarrow 3\text{He} + x$  为弹核轻度激发的擦边过程,所以该过程产生的 He 碎片动量分布很接近固有费米动量时的分布宽度,随产生 He 碎片多重数减小,碰撞的中心度增加,即碰撞参数  $b$  不断减小,多余表面激发能使得碎裂核系统内部核子费米运动变得更加剧烈,He 碎片动量分布宽度变得更宽。其结果是表面激发能越大,核子费米动量就越大,导致  $\sigma(p_{xy})$  的变化也就越大,与 He 碎片的动量分布固有宽度  $\sigma_0$  的偏离  $d\sigma$  也就越大。

另一方面,由于旁观体表面激发能仅与旁观体几何形状有关,而与弹核能量无关,所以在  $2 \sim 200 \text{ GeV}/N$  能区  $^{16}\text{O}$  原子核碎裂产生的 He 碎片动量分布宽度的变化与弹核能量无关,表现出极限碎裂的特征。其物理根源在于弹核旁观体在不同入射能量下获得了相同的激发能。

此外图 1 中 1He 下方误差以虚线标记的实验点对应于  $(1\text{He} + x_{Z_p} \geq 3)$  的情况,所以它的值与旁观体中核子数  $i > 10$  的情况相对应。如取  $i=11$ ,则  $\Delta\sigma_{11}=6.8 \text{ MeV}/c$ ,  $\sigma = 155 + 6.8 = 161.8 \text{ MeV}/c$ ,此值与实验结果一致。而与该实验点位置相反的上方实验点,则对应于 1He 的情况。如果取  $i=4$ ,则  $\Delta\sigma_4 = 61.4 \text{ MeV}/c$ ,  $\sigma = 216.4 \text{ MeV}/c$ 。在实验误差之内,此值与实验结果相符。

但是,本文所述的机制不能讨论  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\text{He}$  的过程。因为这是一个电磁离介过程,不是由强相互作用引起的核碎裂,有待以后用其它机制作进一步的讨论。

总之,对  $^{16}\text{O}$  原子核极限碎裂行为的分析表明, $^{16}\text{O}$  原子核极限碎裂的物理根源在于其旁观体在不同能量下获得了相同表面激发能。

致谢 感谢中国科学院高能物理研究所研究员、山西师大兼职教授唐孝威先生对本问题的讨论所给予的指导与关怀。

### 参 考 文 献

- [1] H. H. Heckman, *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 66.

- [2] Chao Wei-qin, Gao Chong-shou and Zhu Yun-Lun, *Nucl. Phys.*, **A514**(1990), 734.  
[3] 卢希庭、胡济民,《原子核物理学》,科学出版社出版, p. 51.  
[4] J. P. Bondar et al., *Nucl. Phys.*, **A443**(1985), 321; **A444**(1985), 460.  
[5] G. D. Westfall et al., *Phys. Rev.*, **C17**(1978), 1368.

## Analysis of the Width of the Momentum Distribution of He Fragments Produced in Relativistic $^{16}\text{O} + \text{Em}$ Collisions

GAO HUAILIN    ZHOU ZUOXU

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

ZHAO    WEIQIN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing, 100039)

(Center of Theoret. Physics, CCAST (World Lab.), Beijing, 100080)

### ABSTRACT

The increase of the width of the momentum distribution of He fragments with decreasing He-multiplicity in relativistic  $^{16}\text{O}$  fragmentation at 2 GeV/N to 200 GeV/N is analyzed. The result shows that with decreasing He-multiplicity the surface-excitation energy of the projectile-spectator increases, which is the reason of the increase of the width of the momentum distribution. Although the incident energy changes the projectile-spectator obtains the same excitation energy under the same geometric conditions. This gives the limiting fragmentation behavior of the He-multiplicity distribution.