

# 10.6MeV/u $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 碰撞中粒子发射的 方位角分布和方位角关联\*

叶巍 沈文庆 马余刚 冯军

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

T. Nakagawa<sup>1</sup> K. Yuasa-Nakagawa<sup>1</sup> K. Furutaka<sup>2</sup> K. Matsuda<sup>2</sup>  
Y. Futami<sup>3</sup> K. Yoshida<sup>1</sup> J. Kasagi<sup>4</sup> S. M. Lee<sup>3</sup>

1 (The Institute of Physical and Chemical Research, RIKEN, Wako, Saitama 351-01, Japan)

2 (Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Meguro, Tokyo 152, Japan)

3 (Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan)

4 (Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai, Miyagi 982, Japan)

1995-12-12 收稿

## 摘 要

研究了 10.6MeV/u  $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$  反应中与碎片符合的轻带电粒子发射, 重点研究了用二阶傅里叶级数拟合发射粒子的方位角分布和方位角关联得出的二阶各向异性系数的性质. 结果证实了一个事件中的粒子都以相同方位角分布统计独立发射. 发现二阶各向异性系数同碎片的质量用微弱的依赖性, 并随发射粒子质量的增加而增加.

**关键词** 方位角分布, 方位角关联, 统计独立发射.

## 1 引 言

中、高能重离子反应中轻粒子的方位角分布和方位角关联被认为是提取核物质的态方程和介质中核子-核子相互作用截面的一个探针, 因此受到人们的广泛注意. 在轰击能为每核子几百 MeV 时, 方位角分布明确地表明粒子在出平面发射增强, 即在  $\pm 90^\circ$  成峰, 这也就是核物质的挤出, 它归因于核物质的压缩和(或)阴影效应<sup>[1-3]</sup>. 在入射能量为每核子几十 MeV 时, 中间快度的方位角分布同时在  $0^\circ$  和  $\pm 180^\circ$  成峰, 即粒子在反应平面发射增强, 这表明原子核存在转动的集体运动<sup>[4-11]</sup>. 随着入射角动量的增加, 转动角速度也随之增大, 该效应越明显, 特别是对重的发射粒子<sup>[12]</sup>. 由于集体流的效应, 方位角分布随速度从靶速度到弹速度增加时从  $180^\circ$  成峰到  $0^\circ$  成峰演变. 这

\* 国家自然科学基金资助.

个能区的方位角分布和方位角关联通常随轰击能增加,一阶和二阶各向异性系数减小,在某个轰击能量处变成各向同性,此时相应于集体流和集体转动的消失.这些能区发射粒子的方位角分布和方位角关联反映了丰富的物理内容,但对能量低到  $10\text{MeV}/u$  的重离子反应的研究还很少.

由于方位角分布的测量需要反应平面的知识,因此在把理论值同实验结果进行比较之前,需要对实验结果进行决定反应平面的修正.而方位角关联则避免了这个复杂的问题,它不需要任何反应平面的知识<sup>[13,14]</sup>,而且与此有关的探测器限制和效率等系统误差也可以减小,统计也得到了很大的提高.

对能量低到  $10\text{MeV}/u$  的重离子二体准裂变和熔合裂变反应中,可以从测到的碎片建立反应平面,因此也就可以方便地研究与碎片符合的发射粒子的方位角分布和方位角关联.显然在这个能量下,发射粒子多重性大大小于中能时的发射粒子多重性,但这方面的研究还是可以进行的.对  $10.6\text{MeV}/u$   $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$  反应系统,已经对一些测量的量及其有关的核反应机制和性质做了深入的研究,如碎片的质量、电荷分布<sup>[15,16]</sup>和轻粒子多重性<sup>[17,18]</sup>,对实验数据的三源模型分析表明,绝大多数轻粒子是断点前发射的,并由此提取了裂变延迟时间.本文通过研究发射粒子的方位角分布和方位角关联来获取核反应机制方面的信息.

## 2 实 验

实验是在日本 RIKEN 回旋加速器上的大柱型散射筒终端 ASCHRA 上 ( $3\text{m}\times 4.8\text{m}$ ) 进行的.实验用的  $^{27}\text{Al}$  靶厚度为  $600\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ,炮弹  $^{84}\text{Kr}$  的入射能量为  $890\text{MeV}$  ( $E_L=10.6\text{MeV}/u$ ).在实验中要测量两体衰变和轻粒子发射的关联,因此在偏离束流方向  $\theta=10^\circ$  的地方放置了飞行时间谱仪,它由两个平行板探测器(CPD)和大面积的半导体探测器(SSD)构成,用来测量碎片.两个平行板探测器之间的距离为  $33.7\text{cm}$ ,典型的时间分辨率为  $300\text{ps}$ .轻带电粒子(p、d、t、 $\alpha$ )用  $3\pi$  多重探测器测量,这个探测器系统共有 120 个单元,覆盖了实验室系统  $10^\circ-160^\circ$  的空间,每个单元都是由薄的塑料闪烁体和厚的  $\text{BaF}_2$  晶体构成的光选层探测器,它们有很好的时间响应.靶中心到光选层探测器的飞行距离从前角探测器的  $60\text{cm}$  到后角的  $15\text{cm}$  不等.为了直接决定轻带电粒子的速度(尤其是对前向角的探测器),我们还从测量的加速器射频(RF)信号和探测器时间信号的差推得飞行时间.实验细节可参阅文献<sup>[15,16]</sup>.

## 3 实 验 结 果

由于粒子发射所引起的核的反冲会对发射粒子的方位角分布和方位角关联产生影响<sup>[19]</sup>,造成它们的分布在  $0^\circ$  和  $180^\circ$  不对称,所以如果要研究方位角分布和方位角关联的一阶各向异性系数,就必须考虑这种核的反冲效应的修正,这种修正必须正确选取反冲核质量.因为本文主要研究转动效应,因此对方位角分布和方位角关联进行了  $\phi=90^\circ$  对称化.经过这样对称化后,一阶各向异性系数等于零.这种对称化处理并不对二阶各

向异性系数, 即转动效应的提取产生影响, 因此可以直接研究核的转动, 也就是纯粹的出平面粒子发射对在平面粒子发射的各向异性, 本文主要研究二阶各向异性系数的特性(以下简称为各向异性系数).

从中能重离子反应的研究中知道, 发射粒子的方位角分布可以用二阶傅里叶级数很好地描述<sup>[7,8]</sup>

$$F(\phi) = a_0 + a_1 \cos(\phi) + a_2 \cos(2\phi), \quad (1)$$

这里, 一阶各向异性系数  $a_1/a_0$  主要反应了集体流的效应.  $a_2/a_0$  反应了核的转动行为 ( $+a_2/a_0$ ) 或挤出行为 ( $-a_2/a_0$ ).

由图 1 可以看出, 质子的方位角分布具有明显的各向异性, 在  $0^\circ$  和  $180^\circ$  同时成峰, 这意味着原子核存在转动行为, 粒子在反应平面优先发射.

我们也用二阶傅里叶级数拟合与碎片符合的发射粒子的方位角关联

$$C(\Delta\phi) = A[1 + \lambda_1 \cos(\Delta\phi) + \lambda_2 \cos(2\Delta\phi)], \quad (2)$$

这里,  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  是拟合参数,  $\Delta\phi$  是一个事件中两个出射粒子之间的方位角的差. 如果粒子各向同性发射, 则  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$ .

由图 2 可以看出,  $\alpha-\alpha$  的各向异性系数(也就是  $(W(0^\circ) + W(180^\circ)) / W(90^\circ)$ ) 大于  $p-\alpha$  的各向异性系数, 而后者又大于  $p-p$  的各向异性系数. 这说明轻粒子发射的各向异性度随着发射粒子质量的增加而增加. 从图中还可以看出, 各向异性系数同碎片的质量有微弱的依赖性, 它随着碎片质量的增加而缓慢增加. 这种增加与反应机制的变化有关. 由于实验中测量碎片的探测器放在偏离束流方向  $10^\circ$  处, 大于这个反应的擦边角  $5.62^\circ$ , 因此绝大部分准弹和蒸发剩余核没有被测到. 碎片质量数在 90 左右的部分主要来自深部非弹,  $A=70$  附近的产物即有深部非弹的贡献也有非对称裂变的贡献, 主要是准裂变的贡献,  $A=50$  和 30 的部分主要是对称裂变和非对称裂变的产物. 由于深部非弹较之于准裂变, 准裂变较之于熔合裂变对应更大的入射角动量, 因此前者的产物比后者的产物具有更大的转动能, 这个特征反映在  $\lambda_2$  上就是它随着碎片质量的增加而增加. 从发射粒子的方位角分布(图 1)的研究中, 也可以得出同样的结论.

如果一个事件中的粒子都以相同的方位角分布  $F(\phi)$  统计独立发射, 那么方位角关

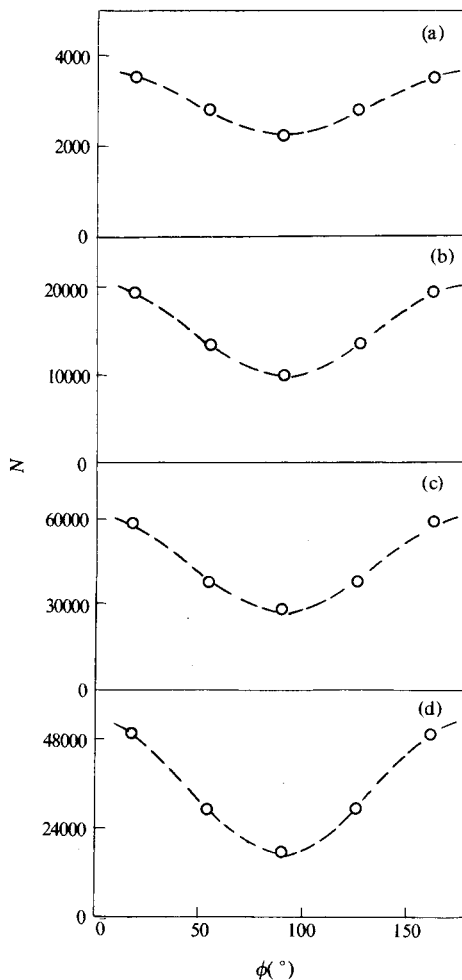


图 1  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$  反应中在 4 个碎片质量窗下并经过  $\phi=90^\circ$  对称化后的质子的方位角分布 (a) — (d) 分别对应碎片质量窗 20—40、40—60、60—80 和 80—100.  $\circ$  实验值, --- 二阶傅里叶级数拟合的结果,  $N$  表示相对计数.

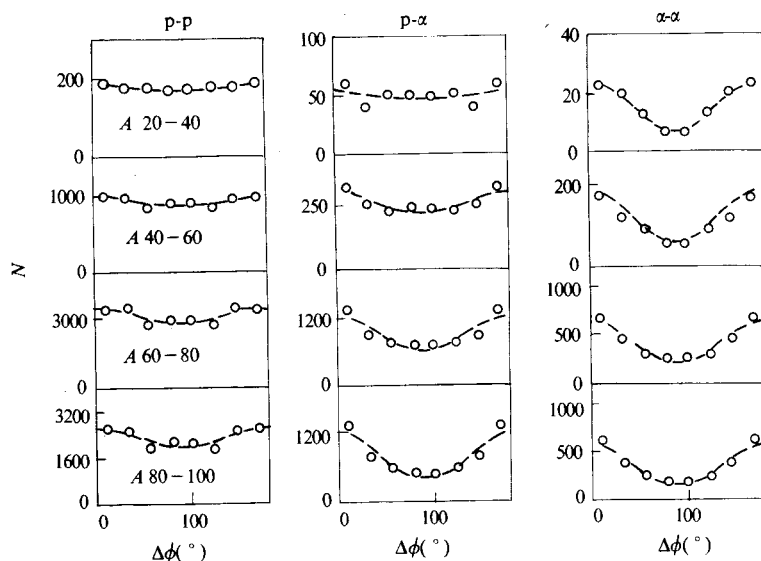


图2  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$  反应中与碎片符合的并经过  $\phi=90^\circ$  对称化后的发射粒子的方位角关联  
从左到右依次对应 p-p, p- $\alpha$  和  $\alpha$ - $\alpha$  关联, 从上到下依次对应 4 个质量窗, 符号说明同图 1.

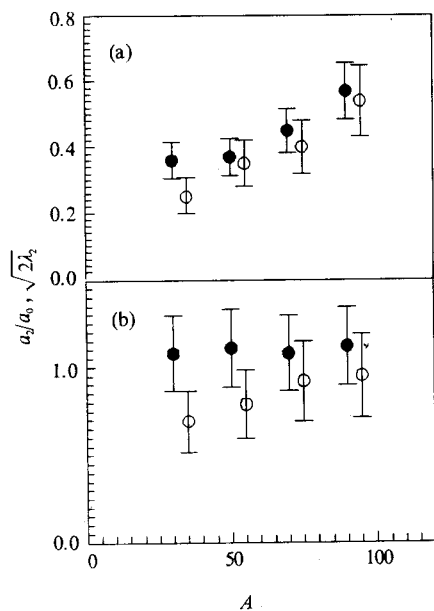


图3  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$  反应中发射粒子方位角分布各向异性系数  $a_2/a_0$  (用  $\bigcirc$  表示) 和方位角关联各向异性系数  $\sqrt{2\lambda_2}$  (用  $\bullet$  表示) 之间的关系  
(a) 质子, (b)  $\alpha$  粒子.

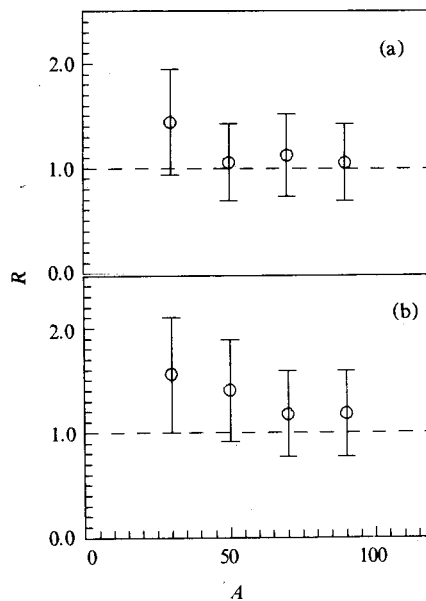


图4  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$  反应中发射粒子方位角关联和方位角分布各向异性系数的比率  $R$   
(a) 质子, (b)  $\alpha$  粒子.  $R = \sqrt{2\lambda_2} / (a_2/a_0)$ .

联函数  $C(\Delta\phi)$  同方位角分布函数  $F(\phi)$  之间可以用下式联系起来<sup>[20]</sup>

$$C(\Delta\phi) = \int_0^{2\pi} F(\phi)F(\phi+\Delta\phi)d\phi, \quad (3)$$

把公式(1)代入公式(3), 得到

$$C(\Delta\phi) = a_0^2 + 0.5a_1^2\cos(\Delta\phi) + 0.5a_2^2\cos(2\Delta\phi), \quad (4)$$

比较(2)和(4)式, 可得

$$a_2/a_0 = \sqrt{2\lambda_2}. \quad (5)$$

公式(5)给出了方位角分布的各向异性系数同方位角关联的各向异性系数之间的关系.

图3给出了 $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ 反应中从方位角分布和方位角关联提取的各向异性系数之间的关系. 为了更明显起见, 在图4中给出了这两个系数的比值 $R$ . 可以看出, 在误差范围内, 对发射质子和 $\alpha$ 粒子两种情况等式 $a_2/a_0 = \sqrt{2\lambda_2}$ 近似成立. 这个结论意味着在一个事件中粒子是以相同的方位角分布的形式统计独立发射的.

下面定量地研究各向异性度同发射粒子质量之间的关系. 在文献[21]中, 粒子发射的各向异性度定义为:

$$\beta = \frac{I^2\hbar^2}{2TJ} \frac{\mu R^2}{\mu R^2 + J}, \quad (6)$$

这里,  $I$ 和 $T$ 分别是母核的角动量和温度,  $\mu$ 是发射粒子和子核的约化质量,  $R$ 是位垒半径<sup>[22]</sup>,  $J$ 是系统的转动惯量, 用RFRM<sup>[23]</sup>来计算. 根据(6)式, 可以算出对10.6MeV /u  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ 反应发射 $\alpha$ 粒子和发射质子的各向异性度之比近似等于3.6. 从图5可以看出, 在误差范围内 $\lambda_{\alpha} \approx 4\lambda_p$ . 这与图2以及从(6)式得出的结论是一致的. 这表明对这样的反应系统, 粒子发射的各向异性度是随着发射粒子质量的增加而增加的.

## 4 讨 论

通过研究10.6MeV /u  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ 反应中与碎片符合的轻粒子发射的方位角分布和方位角关联, 可以得出下面的结论: 在一个事件中的粒子是以相同方位角分布的形式统计无关的独立发射的; 方位角分布和方位角关联的各向异性系数随碎片质量的增加而缓慢增加, 而且它还随着发射粒子质量的增加而增加. 通过研究与碎片符合的发射粒子的方位角分布和方位角关联, 可以提取反应形成的组合系统发射粒子的各向异性度 $\beta$ . 对碎片质量在80—100之间符合的 $\alpha-\alpha$ 实验方位角关联得出 $\beta = 1.2 \pm 0.3$ , 这与T. Nakagawa等人用三源模型拟合同一实验数据时所用的 $\beta \sim 1.5$ 是一致的. 这比用平均角动量 $J = 72\hbar$ 对10.6MeV /u  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ 反应两体衰变并且假设球形核组合系统得出的 $\beta \sim 3$ 要小得多<sup>[15]</sup>, 这是由于绝大多数轻粒子是在鞍点到断点即反应形成的组合系统有很大形变时发射的有关. 与碎片符合的发射粒子的方位角分布和方位角关联可以提供反应机制, 反

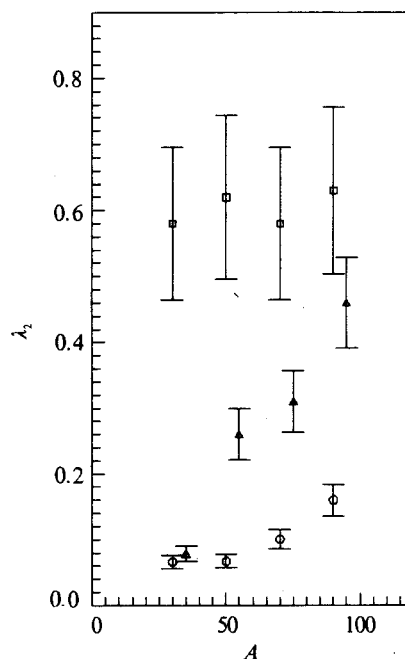


图5  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ 反应中发射粒子方位角关联的各向异性系数同发射粒子质量的关系

○ p-p, △ p- $\alpha$ , □  $\alpha$ - $\alpha$ .

应中的集体行为和组合系统形变等方面的信息。这些都正在进一步研究之中。

### 参 考 文 献

- [1] H. H. Gutbord *et al.*, *Phys. Lett.*, **B46**(1989)267.
- [2] KAOS Collaboration, D. Brill *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993)336.
- [3] TAPS Collaboration, L. B. Venema *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993)835.
- [4] M. B. Tsang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988)1479.
- [5] W. K. Wilson *et al.*, *Phys. Rev.*, **C41**(1990)R1881.
- [6] G. D. Wsetfall *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A519**(1990)141c.
- [7] W. Q. Shen *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A551**(1993)333.
- [8] Y. G. Ma *et al.*, *Phys. Rev.*, **C48**(1993)R1492.
- [9] Y. G. Ma *et al.*, *Z. Phys.*, **A346**(1993)285.
- [10] R. Popescu *et al.*, *Phys. Lett.*, **B331**(1994) 285.
- [11] G. Pantis, S. Das Gupta, *Phys. Rev.*, **C49**(1994)338.
- [12] C. B. Chitwood *et al.*, *Phys. Rev.*, **C34**(1986)858.
- [13] S. Wang *et al.*, *Phys. Rev.*, **C44**(1991)1091.
- [14] R. A. Lacey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993)1224.
- [15] T. Nakagawa *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A583**(1995)149.
- [16] K. Yuasa-Nakagawa *et al.*, *Phys. Lett.*, **B351**(1995)77.
- [17] S. M. Lee *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A519**(1990)221.
- [18] K. Yuasa-Nakagawa *et al.*, *Phys. Lett.*, **B283**(1992)185.
- [19] R. Wada *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A539**(1992)326.
- [20] M. B. Tsang *et al.*, *Phys. Lett.*, **B297**(1992)243.
- [21] L. Schad *et al.*, *Z. Phys.*, **A318**(1984)179.
- [22] John. M. Alexander *et al.*, *Z. Phys.*, **A313**(1984)311.
- [23] A. J. Sierk *et al.*, *Phys. Rev.*, **C33**(1986)2039.

## Azimuthal Distribution and Azimuthal Correlation of the Particles in 10.6MeV/u $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ Collision

Ye Wei Shen Wenqing Ma Yugang Feng Jun

(Shanghai Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

T. Nakagawa<sup>1</sup> K. Yuasa-Nakagawa<sup>1</sup> K. Furutaka<sup>2</sup> K. Matsuda<sup>2</sup>

Y. Futami<sup>3</sup> K. Yoshida<sup>1</sup> J. Kasagi<sup>4</sup> S. M. Lee<sup>3</sup>

1 (The Institute of Physical and Chemical Research, RIKEN, Wako, Saitama 351-01, Japan)

2 (Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Meguro, Tokyo 152, Japan)

3 (Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan)

4 (Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai, Miyagi 982, Japan)

Received 12 December 1995

### Abstract

The light charged particle emission in coincidence with fragments in 10.6MeV/u  $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$  collision is studied. Emphasis is laid on the characters of two-order anisotropy coefficient of Fourier expansion up to two order from fitting particle azimuthal distribution and particle-particle azimuthal correlation. The derived results prove that particle emission is statistically independent with the same azimuthal distribution in each event. It is found that two-order anisotropic coefficient depends weakly on the fragment mass and increases with increasing emitted particle mass.

**Key words** azimuthal distribution, azimuthal correlation, statistically independent emission.