

# 6.8MeV/A—5.1MeV/A $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}, ^{51}\text{V}$ 发射 $\alpha$ 粒子的研究

诸永泰 沈文庆 乔卫民 张震

张玉虎 鄂恩九 尹淑芝 詹文龙

郑志豪 范国英 苗合宾

(中国科学院近代物理研究所)

## 摘 要

用  $\Delta E-E$  半导体望远镜测量了 6.8MeV/A—5.1MeV/A 的  $^{14}\text{N}$  轰击  $^{59}\text{Co}$  和  $^{51}\text{V}$  产生的  $\alpha$  粒子,得到了发射  $\alpha$  粒子的能谱、角分布和  $E-\theta$  平面上的  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$  等高图,区分了直接机制  $\alpha$  及复合核蒸发  $\alpha$  粒子,并对直接机制  $\alpha$  粒子的来源作了讨论。

## 引 言

早在六十年代<sup>[1]</sup>,人们就发现重离子轰击各种靶时有很大的轻粒子(如  $p, \alpha$ ) 发射截面。通常它们还存在两种组份:一组是角分布  $90^\circ$  对称,能谱是马克斯韦型,并且峰位不随角度变化的复合核蒸发组份;另一组是角分布前方向或擦边角成峰,能谱峰位随角度增大而下降,有时还有高能尾巴的直接机制产生的组份。分析复合核蒸发产生的  $\alpha$  粒子角分布和能谱,可以提取能级密度参数,从由于角动量效应造成的角分布各向异性还可以对形成全熔合的临界角动量和复合核的转动惯量等参数进行研究<sup>[2,3]</sup>。直接机制  $\alpha$  粒子产生的原因更为复杂,它们可能来自预平衡发射、热斑发射、非全熔合和准弹转移等各种机制。产生直接  $\alpha$  粒子的各种机制随轰击能和靶核-炮弹的变化而变化<sup>[4,5]</sup>。而且伴随着深部非弹,各种裂变反应也都有轻粒子发射,因此轻粒子发射的研究成了重离子反应机制研究的探针。六十年代以来,人们对轻粒子发射已作了非常广泛的研究,但是还有许多问题没有完全搞清。特别是直接机制  $\alpha$  粒子产生的原因,它们随轰击能量及靶核、炮弹的变化等,人们正在采用包括单举测量到符合测量的各种方法来深入研究这些问题。

为了进一步探索发射  $\alpha$  粒子随轰击能和靶核的变化,我们选用了 6.8MeV/A—5.1MeV/A 的  $^{14}\text{N}$  作炮弹,轰击较轻的靶  $^{59}\text{Co}$  和  $^{51}\text{V}$  此时有较大的几率产生预平衡发射的  $\alpha$  粒

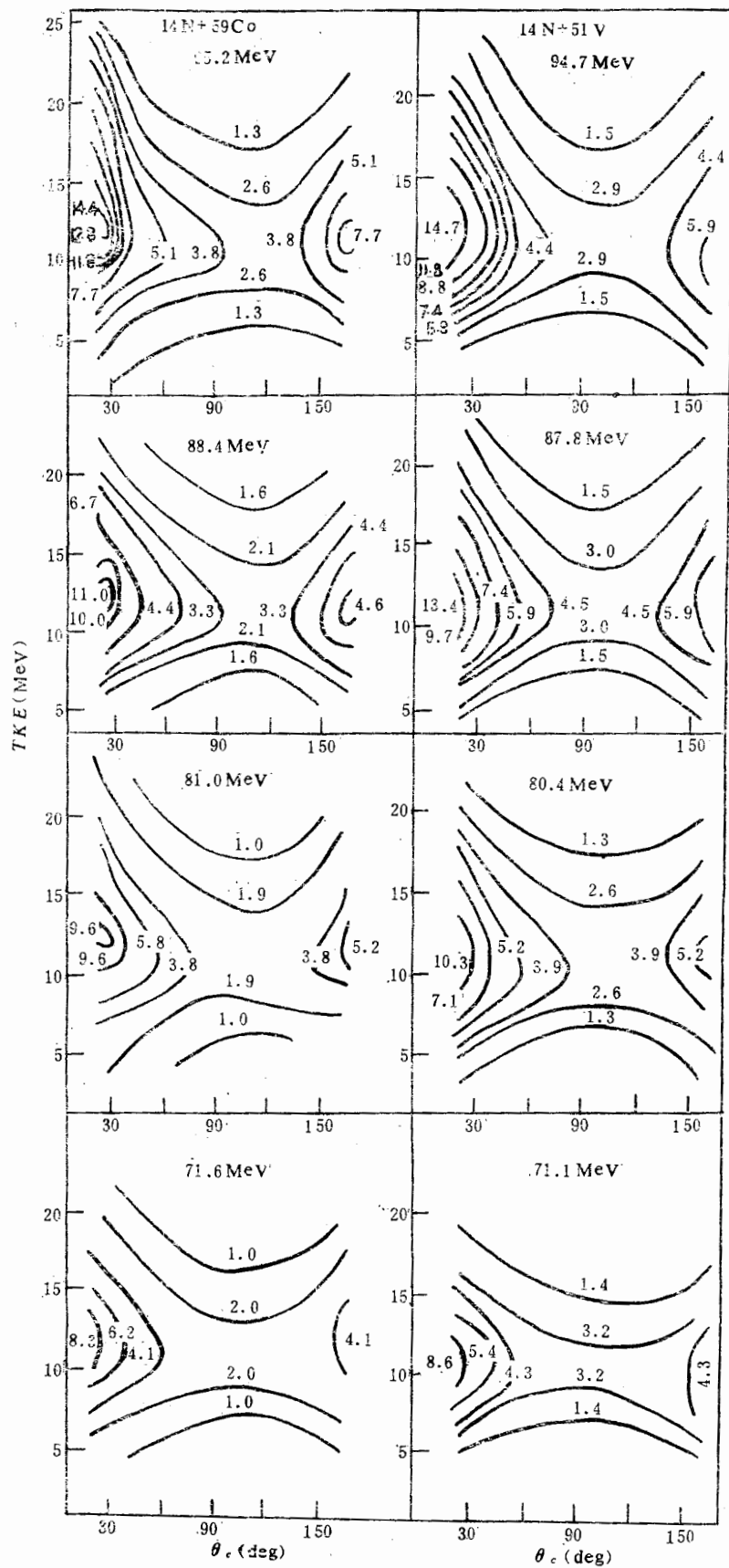


图1  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  发射  $\alpha$  粒子在  $E-\theta$  平面上  $d^2\sigma/d\Omega dE$  的等高图

子, 我们把研究的重点放在观测  $\alpha$  粒子能谱是否存在高能尾巴及高能尾巴和它们的截面随角度和轰击能的变化上。同时由于靶核较轻、角动量效应对复合核蒸发  $\alpha$  粒子还会有较大的影响, 这些都将会对发射  $\alpha$  粒子的进一步理论分析提供较多的实验资料。

## 实验和结果

实验是在近物所 1.5 米回旋加速器上进行的。从加速器引出的氮离子束经过隔油 N 窗和光栏系统后, 在靶上得到直径为 3—4 毫米、束流强度约为 30nA 的束流。靶子为  $1\text{mg}/\text{cm}^2$  左右的无衬  $^{59}\text{Co}$  和  $^{51}\text{V}$  靶, 其中  $^{59}\text{Co}$  是电解法制得的,  $^{51}\text{V}$  是用压延法制得的。为了降低轻元素的沾污量, 靶周围用液氮冷却阱冷却, 而且每隔 20 小时左右换一块新靶, 估计平均轻元素沾污量小于  $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。用  $\Delta E$ -E 半导体望远镜测  $\alpha$  粒子, 用电子学线路实现粒子鉴别, 记录下经  $\Delta E$  探测器后的  $\alpha$  粒子能谱。从实验室  $15^\circ$  左右以  $5^\circ$  为间隔测到  $160^\circ$ 。测量了 94.7, 87.8, 80.4, 71.1MeV 的  $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$ , 及 95.2, 88.4, 81.0 和 71.6MeV 的  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  发射  $\alpha$  粒子的能谱和角分布。实验数据在 TRS-80 微处理机上处理, 经  $\Delta E$  探测器厚度, 半靶厚修正后得到实验室系能谱。在两体反应的假设下, 把实验室系数据转换到质心系, 更通过内插程序得到不同质心系角度下的质心系能谱(总动能谱)。数据用检验器计数作相对归一, 用法拉第筒测到的束流电荷量作绝对归一, 角分布的相对误差估计约为  $\pm 5\%$ , 截面绝对值的相对误差约为  $\pm 10\%$ 。用两个  $\Delta E$ -E 半导体探测器同时测量, 半导体  $\Delta E$  探测器的厚度为  $9\mu$  和  $12\mu$ 。对  $\text{Thc}'\alpha$  源测得能量分辨率为  $10\%$ 。实验中包括  $\Delta E$ 、E 半导体探测器及电子学线路等造成的总的能量测量误差为  $\pm 500\text{keV}$ 。由于  $\Delta E$  探测器造成大角度能谱在低能处有切断(最多时可达能谱的  $20\%$ ), 在求全能谱积分角分布时根据谱形状进行了外推, 它造成的误差小于  $5\%$ 。数据处理时对小角度能谱低能端由于噪声等造成的干扰进行了切除, 以便进行光滑处理。

在图 1 中显示了质心系  $E$ - $\theta$  平面上  $d^2\sigma/d\Omega dE$  的等高图。总动能 TKE 峰位随角

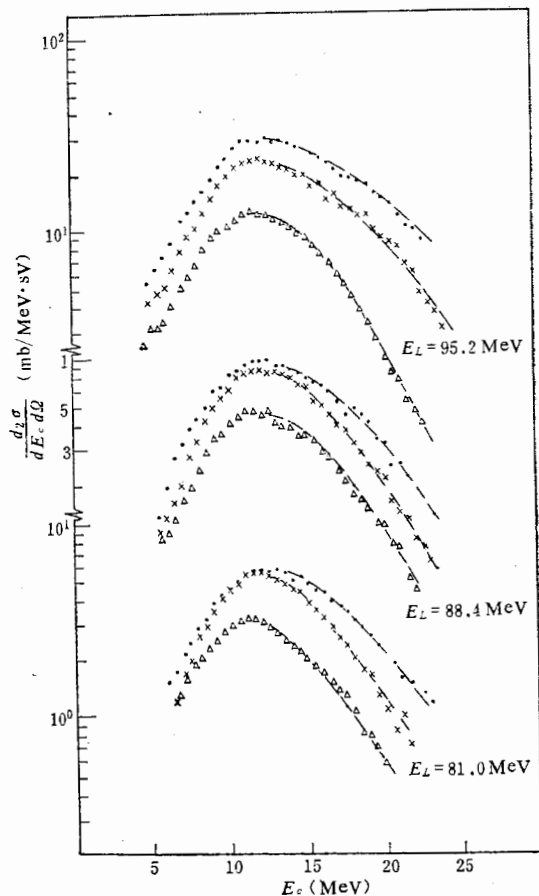


图 2  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  发射  $\alpha$  粒子质心系能谱

●  $\theta_c = 20^\circ$ , ×  $\theta_c = 30^\circ$ , △  $\theta_c = 50^\circ$

度增加逐渐下降达到平衡值,随轰击能下降小角度总动能峰位也略有下降,但大角度处的平衡值和轰击能基本无关,对 $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ 约为11MeV,对 $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$ 约为10.5MeV. 用 $r_c = 1.36(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0.5(\text{fm})$ 作半径计算的库仑能分别为11.2MeV及10.1MeV,与上述平衡值基本一致. 图中还可以看出,小角度和大角度截面都比 $90^\circ$ 处截面大,高轰击能时这种增强更为强烈. 如果我们仔细分析一下几个典型质心系角度下的能谱就会发现小角度的能谱有高能尾巴,它随角度增加而减小,随轰击能增加而增加. 图2显示了三个轰击能下 $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ 的几个典型质心系角度下的能谱. 由于 $90^\circ$ 以后能谱形状基本不再变化,图中未画出来. 对于 $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$ ,情况基本相似. 图3显示了对全能谱积分的角分布,可清楚地看到大角度的产额比 $90^\circ$ 时高,角分布非 $90^\circ$ 对称,小角度的产额有很大的增

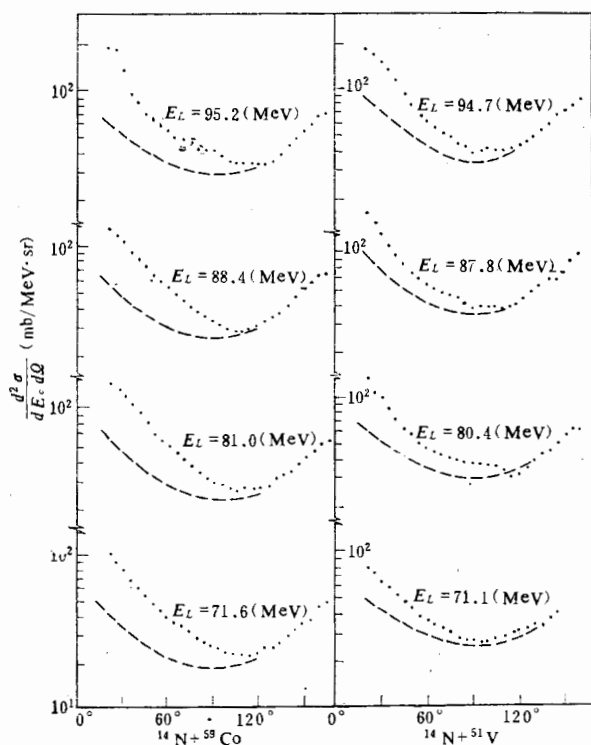


图3  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{V}$ 发射 $\alpha$ 粒子对全能谱积分的实验质心系角分布, (图中 $\cdots$ ). 复合核蒸发 $\alpha$ 粒子用(----)表示

● 实验点, --- 与大角拟合的蒸发

强,而且这种增强随轰击能的下降而下降. 能谱和角分布的这些特征显示出我们测到的 $\alpha$ 粒子有两种组份: 大部分是复合核蒸发 $\alpha$ 粒子,由于角动量效应,使角分布产生了较大的各向异性,另外在小角度有直接机制 $\alpha$ 粒子. 根据复合核蒸发 $\alpha$ 粒子角分布相对于 $90^\circ$ 对称的特性,认为大角度测到的主要是蒸发 $\alpha$ 粒子. 我们把总的 $\alpha$ 角分布分解成复合核蒸发 $\alpha$ 粒子角分布及直接机制 $\alpha$ 粒子角分布(图3). 对角分布外推到 $0^\circ$ 和 $180^\circ$ ,然后积分得到蒸发 $\alpha$ 粒子截面、直接机制 $\alpha$ 粒子截面及总的 $\alpha$ 粒子截面,其数据均列在表1中. 表1中还列出了复合核蒸发 $\alpha$ 粒子的各向异性 $W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$ ,其中 $W^*(90^\circ)$

表 1  $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$  发射  $\alpha$  粒子截面、全能谱积分的角分布各向异性、及平衡核温度

反应系统	$^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$				$^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$			
	轰击能 $E_i(\text{MeV})$	94.7	87.8	80.4	71.1	95.2	88.4	81.0
总的 $\alpha$ 截面 $\sigma_\alpha(\text{mb})$	857	757	623	491	751	628	593	476
蒸发 $\alpha$ 截面 $\sigma_\alpha$ 蒸发 (mb)	603	580	470	391	483	421	379	319
直接 $\alpha$ 截面 $\sigma_\alpha$ 直接 (mb)	254	177	153	106	268	207	214	157
$V/C$	0.097	0.091	0.085	0.076	0.095	0.089	0.082	0.073
平衡核温度 $T_0(\text{MeV})$	3.2	3.1	2.8	2.6	3.2	3.1	2.8	2.7
平衡核温度计算值 <sup>2)</sup>	3.13	3.03	2.93	2.79	3.17	3.06	2.94	2.79
$W(160^\circ)/W^*(90^\circ)^{1)}$	2.56	2.50	2.24	2.04	2.43	2.38	2.32	2.25
$W(20^\circ)/W(90^\circ)$	4.6	4.3	3.7	3.0	4.8	4.3	4.3	4.0

注: 1)  $W(20^\circ)/W(90^\circ)$  是实验测到的质心系  $20^\circ$  和  $90^\circ$  发射  $\alpha$  粒子产额比,  $W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$  是实验测到的质心系  $160^\circ$  产额和根据大角度实验数据推出的质心系  $90^\circ$  处蒸发  $\alpha$  粒子产额的比.

2) 对  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  及  $^{51}\text{V}$  分别用能级密度参数为  $a = A/10.1$  和  $a = A/8.3$  来计算的核温度.

是分解出来的  $90^\circ$  处的蒸发  $\alpha$  粒子产额, 因此这个量有较大的不确定性, 此值随轰击能的下降而下降, 说明角动量效应对蒸发  $\alpha$  粒子的影响随轰击能下降而减小. 表中也列出了测到的  $\alpha$  粒子角分布的小角度各向异性  $W(20^\circ)/W(90^\circ)$ , 这里采用了实验的  $90^\circ$  处  $\alpha$  粒子产额, 这个各向异性大于大角度的各向异性  $W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$ , 而且也是随轰击能下降而减小的. 为了进一步显示上述区分蒸发  $\alpha$  及直接机制  $\alpha$  的合理性、做了对不同 TKE 间隔下的积分角分布. 表 2 中列出了 95.2MeV  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  发射  $\alpha$  粒子在不同 TKE 时的角分布(以 5MeV 为间隔积分)的各向异性  $W(20^\circ)/W(90^\circ)$  及  $W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$ . 可以看到随 TKE 增大小角度的各向异性  $W(20^\circ)/W(90^\circ)$  增大, 即直接  $\alpha$  粒子机制分量增加, 这些都支持了小角度主要在能谱高能端存在着直接  $\alpha$  粒子.

## 讨 论

实验测到的单举  $\alpha$  粒子能谱和角分布特性显示出除复合核蒸发外, 还有直接机制的  $\alpha$  粒子. 根据能谱形状为  $E_\alpha \exp(-E_\alpha/T)$ , 拟合不同质心系角度的能谱可以导出核温度  $T$  随角度的变化<sup>[6]</sup>. 作为一个例子, 图 4 中显示了  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  导出的核温度随角度的变化. 结果表明, 小角度处  $T$  较大, 然后逐渐下降达到平衡值  $T_0$ , 平衡值随轰击能下降而下降, 其值列在表 1 中. 假如平衡值是复合核的核温度, 根据  $T = \frac{11}{12} \sqrt{E^*/a}$  (其中  $E^*$  是激发能,  $a$  是能级密度参数), 可以拟合这些平衡核温度, 并提取能级密度参数(表 1). 图 4 中还显示了  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  反应中  $T - T_0$  作为角度的函数, 它们基本上随角度的增加而指数下降, 这样提取的核温度误差约  $\pm 0.2\text{MeV}$ . 总的趋向是随角度增大及轰击能下降核温度下降, 在  $70^\circ - 90^\circ$  以后达到平衡. 在根据能谱积分的角分布和不同 TKE (以 5MeV 间隔积分) 的角分布及能谱高能尾巴等特征, 我们推测这些直接  $\alpha$  可能主要来自预平衡发

射。正在考虑用预平衡发射的激子模型计算来拟合能谱和角分布,并试图分析出预平衡在我们测到的直接 $\alpha$ 粒子中所占的比份。

文献[4]中给出了以  $V/C = \left[ \frac{2(E_{cm} - V_c)}{\mu C^2} \right]^{1/2}$  为能量标度的直接 $\alpha$ 截面  $\sigma_{\alpha\text{直接}}$  在全熔合截面  $\sigma_{CF}$  中所占的比份  $\sigma_{\alpha\text{直接}}/\sigma_{CF}$  的结果(图5)。计算  $V/C$  的公式中  $E_{cm}$  是质心系轰击能,  $\mu$  是折合质量,  $V_c$  是以  $R_c = 1.36(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) + 0.5(\text{fm})$  计算的人射道库仑

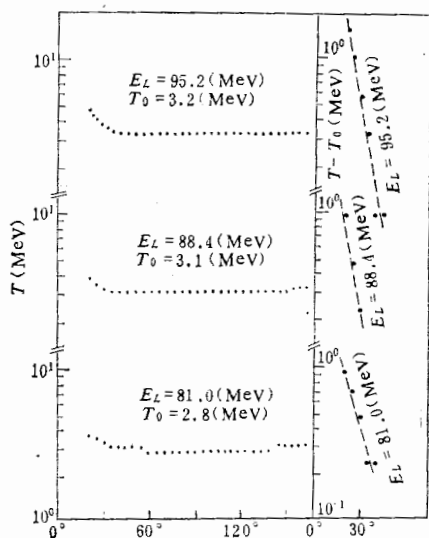


图4  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  发射 $\alpha$ 粒子导出的核温度随发射 $\alpha$ 粒子质心系角度的变化

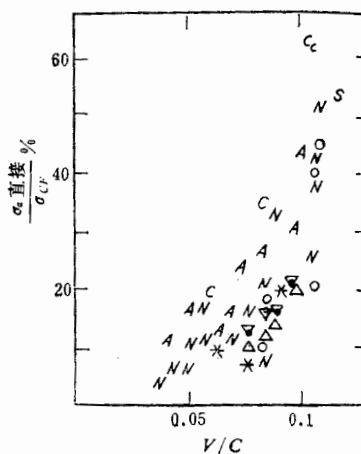


图5 作为  $V/C$  函数的直接 $\alpha$ 粒子截面的比较。不同字母代表不同炮弹: C—— $^{12}\text{C}$ , N—— $^{14}\text{N}$ , O—— $^{16}\text{O}$ , S—— $^{32}\text{S}$ , A—— $^{40}\text{Ar}$ , \*  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{124}\text{Sm}$ ,  $\triangle$ 本工作  $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$ ,  $\bullet$ 本工作  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$

能。他们得出结论: 直接 $\alpha$ 粒子的产生阈是  $V/C > 0.035$ 。上述系统结果主要是对中重和重核的结果。文献[7, 8]指出  $\sigma_{\alpha\text{直接}}/\sigma_{CF}$  和炮弹种类、靶核种类及靶核形变特性关系不大。我们将我们较轻的  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{V}$  结果也列在该图上, 其中采用文献[9]的方法计算了全熔合截面。我们的结果基本上符合上述系统性, 但  $\sigma_{\alpha\text{直接}}/\sigma_{CF}$  在偏小的方向, 这可能是计算的  $\sigma_{CF}$  偏大及用  $^{14}\text{N}$  作炮弹时直接机制 $\alpha$ 粒子较小造成的。

从不同 TKE (以 5MeV 间隔积分)的发射 $\alpha$ 粒子角分布上可看出随 TKE 下降, 蒸发 $\alpha$ 粒子的各向异性  $W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$  也随之下降。作为一个例子表2中列出了 95.2 MeV  $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  在不同 TKE 时的蒸发 $\alpha$ 粒子角分布各向异性随 TKE 的下降而下降的情况。这实际上反映了较高能量的 $\alpha$ 粒子来自较高角动量的人射分波, 产生的复合核的内禀角动量也较大,  $\alpha$ 粒子带走的角动量也较大。定性地讲, 全能谱积分的蒸发 $\alpha$ 粒子的角分布各向异性与该轰击能下反应系统的形成全熔合的临界角动量有关, 不同 TKE 时的蒸发 $\alpha$ 粒子角分布各向异性则与复合核的角动量分布有关。表1中全能谱积分的蒸发 $\alpha$ 粒子各向异性  $W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$  随轰击能下降而下降反映了形成全熔合的临界角动量随轰击能下降而下降。不同 TKE 时的蒸发 $\alpha$ 粒子角分布各向异性随 TKE 下降而下降

(表 1) 反映了高能量的  $\alpha$  粒子主要来自具有较大内禀角动量的复合核, 这些量的定量关联需要作较多的理论探索后才能做出。

表 2 95.2MeV $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$  不同 TKE (5MeV 积分) 的发射  $\alpha$  粒子各向异性(说明见表 1 的注)

TKE (总动能)积分范围 (MeV)	26—21	21—16	16—11	11—6	<6
$W(20^\circ)/W(90^\circ)$	17.5	14.9	5.5	3.6	2.5
$W(160^\circ)/W^*(90^\circ)$	2.9	2.8	2.6	2.3	1.9

综上所述, 6.8MeV/A—5.1MeV/A 的  $^{14}\text{N}$  轰击  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{V}$  产生的发射  $\alpha$  粒子主要是蒸发  $\alpha$  粒子. 由于角动量效应, 蒸发  $\alpha$  粒子有强烈的各向异性, 且随轰击能增加而增加. 在小角度能谱有高能尾巴, 角分布前方呈峰, 来自直接  $\alpha$  粒子发射机制. 直接  $\alpha$  粒子产生截面符合中重及重靶上发射直接  $\alpha$  粒子的系统性, 这些直接  $\alpha$  粒子可能主要来自预平衡发射.

### 参 考 文 献

- [1] H. C. Britt and A. R. Quinton, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 877.
- [2] J. Galin et al., *Phys. Rev.*, **C9 N3**(1974), 1113, 1126.
- [3] G. Liggett et al., *Phys. Rev.*, **C3 N1** (1971), 167.
- [4] C. Gerschel, *Nucl. Phys.*, **A387** (1982), 297.
- [5] Z. Sujkouski International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy (1982), 737.
- [6] J. Nomura et al., 私人通讯.
- [7] H. Utsunomiya et al., *Nucl. Phys.*, **334**(1980), 127.
- [8] R. Billerey et al., *Z. Physik*, **A284** (1978), 319.
- [9] W. W. Wilcke et al., UR-NSRL-221.

## THE RESEARCH OF $\alpha$ -EMISSION INDUCED BY 6.8 MeV/A—5.1 MeV/A $^{14}\text{N}$ ON $^{50}\text{Co}$ AND $^{51}\text{V}$

ZHU YONG-TAI SHEN WEN-QING QIAO WEI-MIN  
ZHANG ZHEN ZHANG YU-HU WU EN-CHIU  
YIN SHU-ZHI ZHAN WEN-LONG ZHENG ZHI-HAO  
FAN GUO-YING MIAO HE-BING

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The  $\alpha$ -particles induced by 6.8 MeV/A—5.1 MeV/A  $^{14}\text{N}$  on  $^{59}\text{Co}$  and  $^{51}\text{V}$  targets were measured using  $\Delta E$ - $E$  semiconductor telescope. The energy spectra, the angular distributions and the contour plots of  $d^2\sigma/d\Omega dE$  in the  $E$ - $\theta$  plane were obtained. The direct  $\alpha$ -particles and the compound evaporation  $\alpha$ -particles were separated. The possible mechanism of the direct  $\alpha$ -particle emission is discussed.