

# 高自旋态下 $^{160}\text{Lu}$ 能级自旋的确定\*

孙慧斌 马英君 刘运祚

(吉林大学物理系 长春 130023)

郑华 温书贤 杨春祥

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1994-9-12 收稿

## 摘 要

通过  $^{144}\text{Sm}(^{19}\text{F}, 3n)$  反应对  $^{160}\text{Lu}$  高自旋态进行了研究。首次建立了  $^{160}\text{Lu}$  高自旋态能级纲图。依据相加性法则对  $^{160}\text{Lu}$  各能级的自旋及宇称进行了讨论。

**关键词** 高自旋态, 自旋确定, 相加性。

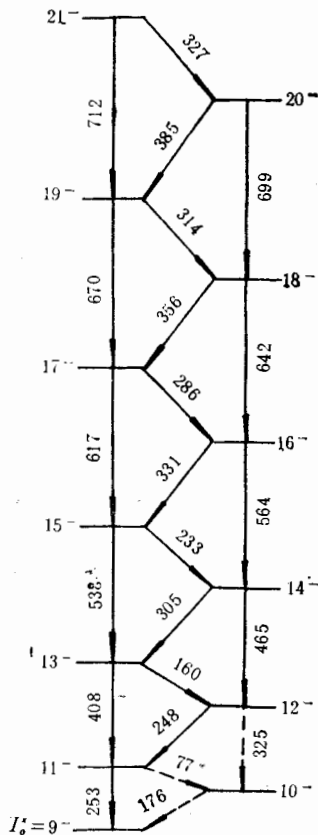
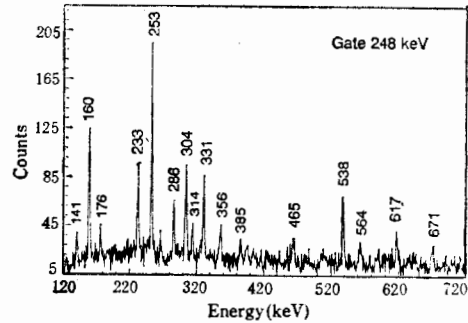
## 1 引 言

在重离子反应中, 轻稀土区的奇  $Z$  偶  $N$  核及偶  $Z$  奇  $N$  核分别强烈地布居基于  $\pi[h_{11/2}]$  和  $\nu[i_{13/2}]$  内部态上的转动带, 同样奇奇核也具有相似的性质, 即强烈的布居建立在  $\pi[h_{11/2}]\nu[i_{13/2}]$  内部态上的转动带, 并且这样的转动带通常只有一两条, 能级结构也比较简单。许多实验及理论的研究阐述了奇奇核的相加性效应<sup>[1-3]</sup>, 并且利用相加性法则来确定奇奇核的能级自旋已成为一种很好的方法。本文也依据相加性法则确定出了奇奇核  $^{160}\text{Lu}$  的能级自旋。R. Bengtsson<sup>[1]</sup> 曾指出,  $62 < Z < 70$ ,  $N \sim 90$  的奇奇核存在 signature 的反转及交叉的现象, 我们的研究表明这种有趣的现象在奇奇核  $^{160}\text{Lu}$  的能级结构中同样存在。

## 2 实验方法和结果

熔合蒸发反应  $^{144}\text{Sm} + ^{19}\text{F}(E = 90\text{MeV})$  被选择用以布居  $^{160}\text{Lu}$  的高自旋态, 束流由中国原子能科学研究院 HI-13 重离子串列加速器提供。激发函数的理论计算及实验测量表明, 在此能量点处打开的反应道比较少, 除  $^{160}\text{Lu}$ ,  $^{160}\text{Yb}$  外, 其它剩余核的生成截面都很小。由于对  $^{160}\text{Lu}$  高自旋态的研究未见报道, 所以我们采用了测量激发函数的方法来鉴定出  $^{160}\text{Lu}$  核的  $\gamma$  射线。实验中共获得三重符合事件约  $10^6$  个, 虽然统计事件较少, 但由于反应道较为干净和  $^{160}\text{Lu}$  的生成截面较大, 我们准确地建立了  $^{160}\text{Lu}$  核的部份

\* 国家教委霍英东教育基金资助项目。

图 1  $^{160}\text{Lu}$ , 高自旋态能级纲图图 2 248keV  $\gamma$  射线开窗谱

能级纲图, 见图 1. 其中的一条干净的  $\gamma$  射线开窗谱示于图 2.  $^{160}\text{Lu}$  的能级呈现强耦合带结构. 图 1 中的 77keV 跃迁可能是探测器前挡了铅吸收片的缘故而没有观测到.

### 3 $^{160}\text{Lu}$ 能级自旋的计算

#### 3.1 计算原理及方法

单纯通过我们的实验不能直接确定出  $^{160}\text{Lu}$  最低能级自旋  $I_0$ , 因此我们从理论分析入手来确定  $I_0$ , 主要依据是文献 [2-5] 所展示的相加性理论, 即当多个准粒子属于同一平均场时, 在给定频率处这个多准粒子态在转动系下的能量及角动量分别等于构成多准粒子态的各个准粒子与真空态的能量及角动量之和. J. A. Pinston 等人早在文献 [2] 曾指出奇奇核的奇中子和奇质子可以看作相互独立的准粒子(忽略二者间的剩余相互作用), 因而两者总的顺排角动量只是它们各自的角动量贡献的代数和. 这样奇奇核的总角动量在转动轴  $X$  轴上的投影可以表示为:

$$I_x = R + i_n + i_p = R + i \quad (1)$$

其中  $i_p$  和  $i_n$  分别表示奇中子和奇质子携带的角动量在转动轴上的分量(即顺排角动量).  $R$  表示核实(真空态)沿  $X$  轴集体转动的角动量, 可利用 Harris 展开表示为

$$R = J_0\omega + J_1\omega^3 \quad (2)$$

原子核的顺排角动量则为

$$i = I_X - R \quad (3)$$

依据推转壳模型有

$$I_X = \sqrt{(I + 1/2)^2 - K^2} \quad (4)$$

$$\hbar\omega = \frac{E(I + 1) - E(I - 1)}{I_X(I + 1) - I_X(I - 1)} \quad (5)$$

如果得到了恰当的 Harris 参数,我们就可以根据(2-5)式获得原子核的顺排角动量  $i$ 。例如对于奇奇核  $^{160}\text{Lu}$ , 根据(1)式可知在给定频率处  $i$  即为  $i_n$  和  $i_p$  各自单独贡献之和, 而  $i_n$  和  $i_p$  可分别从相邻的奇  $A$  核  $^{159}\text{Yb}^{[7]}$  和  $^{161}\text{Lu}^{[8]}$  的单粒子顺排角动量求得。因此我们可以尝试性地赋予  $I_0$  一些合理值来检验其中哪些值符合相加性法则, 从而以此确定  $I_0$ 。

因此选择恰当的 Harris 参数成为问题的关键。在 VMI 模型<sup>[9]</sup>中指出了通过

$$J_{\text{eff}} = \frac{I_X}{\hbar\omega} = J_0 + J_1\omega^2 \quad (6)$$

关系拟合来获得 Harris 参数的方法。然而 R. Bengtsson 等已证明<sup>[6]</sup>: 在核势能面作为核形状的函数比较平坦的区域(例如轻稀土区), 准粒子对核实具有不可忽略的极化效应, 上述的拟合方法不再适用。

当奇奇核中子费米面位于  $i_{13/2}$  壳层的底部时,  $i_n$  在相当大的频率范围内几乎不变 ( $i_n \sim 5.6\hbar$ )<sup>[3]</sup>; 而质子费米面位于高  $j$  壳层中部时  $i_p$  随  $\omega$  增大而平坦缓慢地增加<sup>[3]</sup>:

$$i_p = a\omega + b\omega^3 \quad (J_1 \gg b, b < 0) \quad (7)$$

因此

$$I_X = (J_0 + a)\omega + (j_1 + b)\omega^3 + i_n = J'_0\omega + J'_1\omega^3 + i_n \quad (8)$$

把  $J'_0$  和  $J'_1$  视为新的 Harris 参数, 则

$$I_X = J_0\omega + J_1\omega^3 + i_n \quad (9)$$

以上描述不包括下列两种情况: 1) 转动角频率太小时, 单粒子充分顺排远未达到; 2) 转动角频率太大, 带交叉态的干扰发挥影响。除此以外, 则顺排角动量  $i$  几乎不随  $\omega$  而改变。因而

$$J_{10c} = \frac{dI_X}{d\omega} = J_0 + 3J_1\omega^2 \quad (10)$$

因此, 对于中子费米面位于  $i_{13/2}$  壳层底部的  $^{159}\text{Yb}$ ,  $^{160}\text{Lu}$ ,  $^{161}\text{Lu}$ , 我们完全可以按上述方法通过  $J_{10c} \sim 3\omega^2$  的线性关系进行最小二乘拟合来获得它们的 Harris 参数。

### 3.2 计算结果

由于  $^{160}\text{Lu}$  的中子费米面位于  $\nu i_{13/2}[660]1/2$  轨道附近, 质子费米面位于  $\pi h_{11/2}[523]7/2^-$  或  $9/2^-[514]$  轨道附近, 奇质子与奇中子自旋方向是相互平行的, 所以按 G-M 规则<sup>[10]</sup>可知  $^{160}\text{Lu}$  的  $\pi[h_{11/2}]\nu[i_{13/2}]$  带具有  $K = 4$  或  $5$  (分别对应于质子费米面位于  $7/2^-[523]$  和  $9/2^-[514]$  轨道附近的情况)。  $^{160}\text{Lu}$  附近的奇奇核例如  $^{152}\text{Eu}[2]$ ,  $^{154,156}\text{Tb}[3]$ ,  $^{156}\text{Ho}[4]$ ,  $^{158}\text{Tm}[5]$  的  $\pi[h_{11/2}]\nu[i_{13/2}]$  转动带普遍存在 signature 反转现象, 并且 signature  $\alpha = 0$  的转动序列与  $\alpha = 1$  的转动序列相比具有更大的顺排角动量。  $^{160}\text{Lu}$  的转动带同样也存在着 signature 反转(见下文), 并且基于  $I_0$  之上的由  $E2$  跃迁联成的

转动序列与另一侧的转动序列相比具有更低的顺排角动量,因此  $I_0$  应为奇数,这一结论对通过相加性法则来确定  $I_0$  也是至关重要的。

按照上述方法拟合的  $^{159}\text{Yb}$ ,  $^{160}\text{Lu}$ ,  $^{161}\text{Lu}$  的 Harris 参数  $J_0, J_1$  列于表 1. 对于  $^{160}\text{Lu}$  和  $^{161}\text{Lu}$ , 我们发现以表 1 的 Harris 参数算出的单粒子顺排角动量  $i$  在  $0.18\text{MeV} < \hbar\omega < 0.26\text{MeV}$  这段中频范围内随  $\omega$  的增大而减小,虽然这种减小的程度很微弱,但我们认为这是不合理的. 出现这种现象的原因在于单质子的顺排角动量具有(7)式所示的形式,所以表 1 所列的  $J_0, J_1$  实际上是(8)式中的  $J'_0, J'_1$ . 基于这种考虑我们对表 1 的各 Harris 参数进行了适当的微小修正以保证  $i$  不随  $\omega$  的增大而减小,修正后的参数列于表 2. 选择表 2 的参数所得的  $^{159}\text{Yb}$ ,  $^{160}\text{Lu}$ ,  $^{161}\text{Lu}$  在给定频率处的顺排角动量列于表 3.

表 1  $^{159}\text{Yb}, ^{161}\text{Lu}, ^{160}\text{Lu}$  Harris 参数的拟合结果

( $J_0, J_1$  分别以  $\text{MeV}^{-1}\hbar^2$  和  $\text{MeV}^{-3}\hbar^4$  为单位)

	$^{159}\text{Yb}$	$^{161}\text{Lu}$	$^{160}\text{Lu} \quad K=4$		$^{160}\text{Lu} \quad K=5$		
			$I_0=7$	$I_0=9$	$I_0=7$	$I_0=9$	$I_0=11$
$J_0$	13.2	21.5	17.3	15.5	20.8	18.0	16.2
$J_1$	134	100	133	139	124	134	141

表 2  $^{159}\text{Yb}, ^{160}\text{Lu}, ^{161}\text{Lu}$  修正后的 Harris 参数

( $J_0, J_1$  分别以  $\text{MeV}^{-1}\hbar^2$  和  $\text{MeV}^{-3}\hbar^4$  为单位)

	$^{159}\text{Yb}$	$^{161}\text{Lu}$	$^{160}\text{Lu} \quad K=4$		$^{160}\text{Lu} \quad K=5$		
			$I_0=7$	$I_0=9$	$I_0=7$	$I_0=9$	$I_0=11$
$J_0$	13.2	18.5	12.5	11.0	16.5	13.2	11.5
$J_1$	134	100	133	139	124	134	141

表 3  $^{159}\text{Yb}, ^{161}\text{Lu}, ^{159}\text{Yb} + ^{161}\text{Lu}, ^{160}\text{Lu}$  在  $\hbar\omega = 0.20\text{MeV}$  处的顺排角动量  $i$  (单位  $\hbar$ )

$\alpha$	$^{159}\text{Yb}$	$^{161}\text{Lu}$	$^{161}\text{Lu} + ^{159}\text{Yb}$		
	$\alpha = -1/2$		2.61	8.29	
$\alpha = +1/2$	5.68	2.04	7.72		
$\alpha$	$^{160}\text{Lu} \quad K=4$		$^{160}\text{Lu} \quad K=5$		
	$I_0=7$	$I_0=9$	$I_0=7$	$I_0=9$	$I_0=11$
$\alpha = 0$	6.60	8.83	5.74	8.27	10.55
$\alpha = 1$	6.46	8.70	5.55	8.10	10.41

根据表 3 的结果和相加性法则,很明显我们只能取  $I_0 = 9, K = 4$  或  $5$ .

需要说明的是,如果我们不做从表 1 到表 2 的修改,我们同样得到以上结论. 还需补充的是,按照表 2 的参数所得到的  $^{159}\text{Yb}$  和  $^{161}\text{Lu}$  的顺排角动量  $i$  在它们的第一对  $i_{13/2}$  中子拆对后会出现随  $\omega$  的增大而减小的现象. 为避免这种现象文献[6]、[8]选择了不同于表 2 的参数. 我们认为,  $^{159}\text{Yb}$  和  $^{161}\text{Lu}$  位于大形变核区的边缘,原子核的形变比较软,

在  $i_{13/2}$  中子拆对顺排后原子核的形状发生了显著的改变, 回弯之前描述核集体转动的关系式(例如(2)式)不再适用, 在原子核的形状发生新的显著变化之前其转动惯量应为一常量即刚体转动惯量. 换句话说, 描述参考态的 Harris 参数在回弯前后应是不同的两套参数. 如果选择文献[6]、[8]所给的  $^{159}\text{Yb}$  和  $^{161}\text{Lu}$  的 Harris 参数, 那么我们得到的结论仍然是  $I_0 = 9$ . 但就本文讨论的问题而言按照表 2 选择参数才是更合理的.

下面我们就  $K$  值进行讨论. 根据以下三点理由我们倾向于  $K = 5$ , 即图 1 所示的转动带是基于  $\pi 9/2^- [514] + \nu 1/2 [660]$  组态上的转动带.

1) 表 3 中的计算结果.

2) 按照本文所述方法对  $^{160}\text{Lu}$  的同中异荷素  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Tb}$ ,  $^{156}\text{Ho}$ ,  $^{158}\text{Tm}$  进行计算时均未出现前文所述的顺排角动量在中频段随  $\omega$  增大而减小的现象, 这恰恰说明了  $^{160}\text{Lu}$  的单质子角动量的充分顺排与其它四个核素相比有所延迟. 延迟的原因则在于  $^{160}\text{Lu}$  与其它四个核相比单质子角动量方向与转动轴的夹角更大, 换言之即  $^{160}\text{Lu}$  的  $Q_p$  更大. 而  $^{158}\text{Tm}$  的  $Q_p = 7/2$ .

3) 如果按照  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Tb}$ ,  $^{156}\text{Ho}$ ,  $^{158}\text{Tm}$  的  $11^- \rightarrow 9^-$  跃迁能量的系统学趋势<sup>[3]</sup>, 那么  $^{160}\text{Lu}$   $11^- \rightarrow 9^-$  跃迁的能量约为 125keV 左右, 而我们观测到的值则为 253keV, 这可能与  $^{156}\text{Ho}$  和  $^{158}\text{Tm}$  的质子费米面位于  $7/2^- [523]$  轨道附近而  $^{160}\text{Lu}$  的质子费米面位于  $9/2^- [514]$  轨道附近有关.

至此我们认为  $I_0 = 9$ ,  $K = 5$ .  $^{160}\text{Lu}$  的顺排角动量随  $\omega$  的变化示于图 3, 为便于比较图中也给出了相邻的  $^{159}\text{Yb}$ ,  $^{161}\text{Lu}$  顺排角动量以及虚线所示的两者顺排角动量的代数和. 从图中可以看到  $^{160}\text{Lu}$  的顺排角动量近似等于同频率时  $^{159}\text{Yb}$  和  $^{161}\text{Lu}$  单粒子顺排角动量之和. 从而证明了  $I_0 = 9$  的正确性.

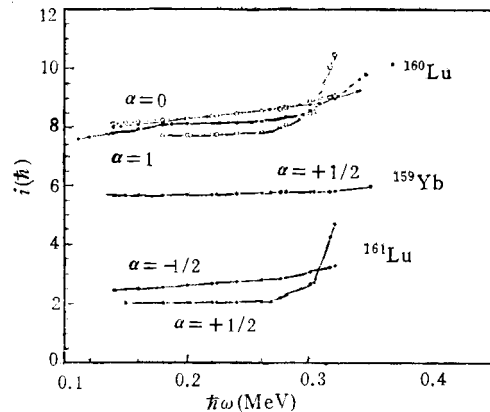


图 3  $^{159}\text{Yb}$ ,  $^{160}\text{Lu}$ ,  $^{161}\text{Lu}$  在转动参照系下的顺排角动量

#### 4 对奇奇核 signature 反转及交叉的探讨

奇奇核基于同一组态的转动带由于 signature 的不同包含由  $E2$  跃迁联接而成的两条转动序列, 如果把各能级的能量  $E(I)$  按照推转壳模型<sup>[6]</sup>的关系式

$$e'(\omega) = E(I) - \omega I_x - E'_g(\omega) + \Delta \quad (11)$$

变换到转动参照系中的 Routhian  $e'$ , 那么两条转动序列的  $e' \sim \omega$  曲线有时并不重合, 比如在不太高的频率下其中一条转动序列的 Routhian 曲线总是处于下方, 通常这条转动序列的 signature 量子数为相邻两奇  $A$  核 favoured signature 量子数之和, 即

$$\alpha = \frac{1}{2} (-1)^{i_a - \frac{1}{2}} + \frac{1}{2} (-1)^{i_b - \frac{1}{2}} \quad (12)$$

人们把由上式确定的  $\alpha$  称为奇奇核的 favoured signature 量子数  $\alpha_f$  但对于轻稀土区奇奇核的研究<sup>[2]</sup>却发现了 signature splitting 反常的现象,即具有  $\alpha_f$  的转动序列的 Routhian 曲线反而位于另一条的上方,我们延用 R. Bengtsson 的习惯<sup>[3]</sup>把这种反常 signature splitting 称为 signature 反转。对于奇奇核 signature 反转机制的研究引起了人们广泛的兴趣。

R. Bengtsson 在引入  $\gamma$  形变的推转壳模型下通过理论计算<sup>[4]</sup>成功地再现了  $N \sim 90$ ,  $62 < Z < 70$  等区域奇奇核的 signature 反转现象。为检验  $^{160}\text{Lu}$  的转动带中是否存在 signature 反转,我们首先进行(11)式的变换,其中中子对力参数取为  $\Delta = \Delta_p + \Delta_n \approx 2.4\text{MeV}$ , 参考态为

$$E'_g(\omega) = J_0 - 2\omega^2 + J_1 - 4\omega^4 - \hbar^2/8J_0 \quad (13)$$

中的 Harris 参数按表 3 有关数据选取,最后结果示于图 4。从图 4 中我们看到了  $^{160}\text{Lu}$  的 signature 反转。对  $^{160}\text{Lu}$  signature 反转机制的解释,我们接受 R. Bengtsson 的观点<sup>[3]</sup>,即是由于  $^{160}\text{Lu}$  核具有正的  $\gamma$  形变导致的。R. Bengtsson 在推转壳模型中引入  $\gamma$  形变的理论计算表明:当奇奇核具有正  $\gamma$  形变且质子费米面位于  $K = 5/2$  或  $7/2$  能级附近时,奇奇核的 yrast 转动带会被观测到 signature 反转。而原子核具有正的  $\gamma$  形变就必须要求原子核形状对  $\gamma$  形变很软,且中子费米面位于  $K = 1/2$  能级附近以保证奇中子的正  $\gamma$  形变驱动作用能充分发挥。包括  $^{160}\text{Lu}$  在内的许多轻稀土区奇奇核是满足这些条件的,因而被观测到了 signature 反转。

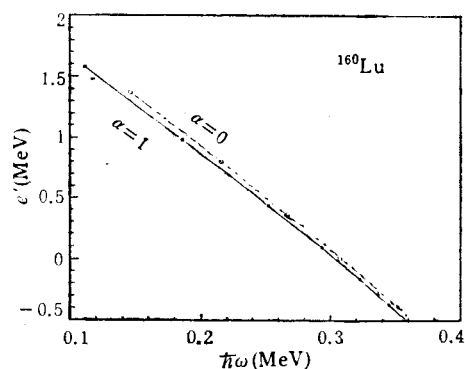


图 4  $^{160}\text{Lu}$  在转动参照系中的 Routhian 曲线

R. Bengtsson 的计算还指出,当质子费米面位于  $K = 7/2$  和  $K = 9/2$  之间时,奇奇核转动带两个 signature 的 Routhian 会在  $\hbar\omega_c \sim 0.05\hbar\omega_0$  时发生交叉 ( $\hbar\omega_0 = 41/A^{1/3}\text{MeV}$ ),即 signature 反转消失。为此我们从图 4 中提取了  $^{160}\text{Lu}$  的 signature 交叉频率,并与其它几个  $N=89$  的奇核相应值一起列于表 4。表 4 中  $^{160}\text{Lu}$  的 signature 交叉频率与 R. Bengtsson 的预言是相符的;同时从表 4 中还可看到  $N = 89$  奇奇核的 signature 交叉频率呈现出随质子数增加而增加的系统学规律,

R. Bengtsson 的计算表明出现这种规律的原因在于质子费米面的变化。

我们向兰州近物所的孙相富研究员、雷祥国副研究员等同志在实验期间给以的大力

表 4  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Tb}$ ,  $^{156}\text{Ho}$ ,  $^{158}\text{Tm}$ ,  $^{160}\text{Lu}$  的 signature 交叉频率 (MeV 单位)

核素	$^{152}\text{Eu}$ [2]	$^{154}\text{Tb}$ [3]	$^{156}\text{Ho}$ [4]	$^{158}\text{Tm}$ [5]	$^{160}\text{Lu}$
$\hbar\omega_c$	0.19	0.27	0.32	0.36	>0.36

帮助表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- [1] R. Bengtsson et al., *Nucl. Phys.*, **A415**(1984) 189.
- [2] J. A. Pinston et al., *Nucl. Phys.*, **A361**(1981) 464.
- [3] R. Bengtsson et al., *Nucl. Phys.*, **A389**(1982) 158.
- [4] G. Lørhøiden et al., *Phys. Scripta*, **25**(1982) 459.
- [5] S. Drissi et al., *Nucl. Phys.*, **A451**(1986) 313.
- [6] R. Bengtsson, S. Frauendorf, *Nucl. Phys.*, **A327**(1979) 139.
- [7] Byrski, *Nucl. Phys.*, **A474**(1987) 193.
- [8] C. H. Yu, *Nucl. Phys.*, **A489** (1988) 477.
- [9] M. A. J. Mariscotti et al., *Phys. Rev.*, **178**(1969) 1864.
- [10] J. P. Boisson et al., *Phys. Reports*, **C26**(1976) 99.

## Spin Determination of $^{160}\text{Lu}$ at High-Spin States

Sun Huibin    Ma Yingjun    Liu Yunzuo

(*Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023*)

Zheng Hua    Wen Shuxian    Yang Chunxiang

(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Received 12 September 1994

### Abstract

One rotational band of  $^{160}\text{Lu}$  was identified through the  $^{144}\text{Sm}(^{19}\text{F}, 3n)^{160}\text{Lu}$  fusion-evaporation reaction. The  $J^\pi$  assignments of this band are discussed on the basis of additivity law.

**Key words** high spin states, spin assignments, additivity law.