

# 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$ 反应中态布居 核温度的同位旋效应\*

胡荣江<sup>1,2;1)</sup> 吴和宇<sup>1</sup> 诸永泰<sup>1</sup> 靳根明<sup>1</sup> 段利敏<sup>1</sup> 肖志刚<sup>1</sup> 王宏伟<sup>1</sup>  
李祖玉<sup>1</sup> 王素芳<sup>1</sup> 张保国<sup>1</sup> 魏志勇<sup>1</sup> 卢朝晖<sup>1</sup> 朱海东<sup>1</sup>  
冯兆庆<sup>1,2</sup> 袁小华<sup>1,2</sup>

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (中国科学院研究生院 北京 100039)

**摘要** 用 13 单元望远镜探测器阵列测量了 30MeV/u  $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  反应中小角关联粒子,由两体符合事件提取了  $\alpha$ - $\alpha$  关联函数. 用三体弹道理论模型 MENEKA 计算本底关联函数,用 Monte-Carlo 方法计算探测效率函数,在扣除本底产额并考虑探测效率的修正后,对不同同位旋反应系统  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  和  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  提取的相对态布居核温度分别是  $4.18 \pm 0.25^{0.21}\text{MeV}$  和  $4.10 \pm 0.22^{0.20}\text{MeV}$ ; 考察态布居核温度和粒子能量的关系时,观察到两个系统的发射温度均随着粒子能量的增加而降低,缺中子系统  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  中由低能时的  $5.13 \pm 0.30^{0.26}\text{MeV}$  降低到高能时的  $3.87 \pm 0.37^{0.29}\text{MeV}$ , 丰中子系统  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  中由低能时的  $5.39 \pm 0.30^{0.26}\text{MeV}$  降低到高能时的  $3.32 \pm 0.28^{0.23}\text{MeV}$ . 用激发热核衰变过程的同位旋选择性对这种同位旋相关性进行了解释.

**关键词** 态布居核温度 同位旋效应 关联函数 探测效率

## 1 引言

自 20 世纪 80 年代以来,国际上相继建成了一批中能重离子加速器,利用中能重离子碰撞形成高温高激发核(热核)成为可能,对热核性质,特别是其热力学性质的研究已经成为核物理研究中的前沿课题. 热核性质研究的关键问题之一是:原子核可以承受多少激发能,即热核存在的极限温度是多少? 这可以通过测量热核的激发能和核温度关系并把它推向极限来解决. 实验和理论上围绕着激发能这一自由度的研究开展了很多的工作<sup>[1-7]</sup>.

低激发热核的退激过程是一个  $\gamma$ 、中子和带电粒子蒸发以及裂变之间的竞争过程,衰变过程满足统计规律. 对于给定的粒子,由于衰变过程激发能的变化,其相对衰变几率在整个衰变链上的不同位

置是不同的<sup>[8]</sup>. 近年来,放射性束的大量使用、晕核和皮核的发现使同位旋物理这一新研究领域逐步成为当今核物理研究中的热点之一<sup>[9]</sup>. 当同位旋自由度引入以后,热核的形成与衰变性质、激发能与核温度关系等的研究又产生一些新的问题<sup>[10]</sup>. 如果热核的初始同位旋不同,那么,不同同位旋的粒子在整个衰变链上的蒸发是否具有一定的选择性呢? 近年来对热核衰变的同位旋效应已有的研究表明,热核衰变发射的粒子确实具有同位旋选择性<sup>[11]</sup>, 粒子发射顺序、产额和温度也因此而改变<sup>[12,13]</sup>.

本文用小角关联测量技术,提取了 30MeV/u  $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  反应中  $\alpha$ - $\alpha$  关联函数,分析出非稳定粒子  $^8\text{Be}$  基态和第一激发态的相对产额,利用热力学能量最低原理提取布居态核温度,旨在通过核温度信息进一步研究热核衰变过程的同位旋效应.

2003-07-08 收稿

\* 国家自然科学基金(10175081, 10205020, 19575055), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077401)资助

1) E-mail: hurj@impcas.ac.cn

## 2 实验安排

实验是在中国科学院近代物理研究所重离子加速器(HIRFL)及大筒型靶室上完成的. 采用30MeV/u的稳定束流 $^{40}\text{Ar}$ 轰击稳定同位素靶 $^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn}$ .  $^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn}$ 靶的厚度分别为 $1.78\text{mg}/\text{cm}^2$ 和 $1.57\text{mg}/\text{cm}^2$ , 其同位素丰度分别为73%和84%. 在前角区放置了一套13单元的粒子望远镜阵列<sup>[14]</sup>, 用以测量小角关联的出射粒子.

阵列的每一单元均由一块 $100\mu\text{m}$ 的金硅面垒探测器和一块BGO闪烁体晶体组成, 有效探测面积为 $\phi 18\text{mm}$ . 该阵列距靶60cm, 阵列中心与束流方向的夹角为 $23.2^\circ$ , 最大夹角为 $29.5^\circ$ , 最小夹角为 $16.9^\circ$ . 阵列中两探测器间的最小夹角为 $3.6^\circ$ , 最大夹角为 $12.5^\circ$ . 测量结果表明, 该望远镜阵列对氢的同位素及所测量的其他重元素可以较好地鉴别.

探测器阵列的目的是测量非稳定粒子的态布居, 测量关联函数以再构热核的衰变时标. 分析核温度测量的同位旋效应, 热核衰变的时标的同位旋效应.

## 3 实验数据分析

### 3.1 关联函数

对于给定的粒子组合, 关联函数 $1 + R(q)$ 定义为

$$\sum Y_{12}(p_1, p_2) = C_{12} [1 + R(q)] \sum Y_1(p_1) Y_2(p_2), \quad (1)$$

其中 $p_1, p_2$ 是两个关联粒子的实验室系动量,  $q = \mu |(p_1/m_1 - p_2/m_2)|$ 为两关联粒子间的相对动量,  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ 为约化质量,  $Y_{12}(p_1, p_2)$ 表示给定粒子对的符合产额,  $Y_1(p_1), Y_2(p_2)$ 表示相应粒子的单举产额,  $C_{12}$ 为归一化系数, 以保证在大 $q$ 值时(粒子对无相对核力和电磁相互作用) $R(q) = 0$ . 由上式可得关联函数

$$1 + R(q) = \frac{\sum Y_{12}(p_1, p_2)}{C_{12} \sum Y_1(p_1) Y_2(p_2)} = \frac{Y_{12}(q)}{C_{12} Y_{\text{norm}}(q)}, \quad (2)$$

$Y_{12}(q)$ 为相对动量谱(符合谱),  $Y_{\text{norm}}(q)$ 为归一化谱. 图1给出实验测量的 $\alpha$ - $\alpha$ 关联函数. 图中最高峰对应于 $^8\text{Be}$ 基态( $J^\pi = 0^+, \Gamma = 6.8\text{eV}, \Gamma_\alpha/\Gamma =$

$1.0$ )的衰变;  $q \approx 100\text{MeV}/c$ 处的峰对应于 $^8\text{Be}^*$ 的 $3.04\text{MeV}$ 激发态( $J^\pi = 2^+, \Gamma = 1.5\text{MeV}, \Gamma_\alpha/\Gamma = 1.0$ )衰变; 在 $q \approx 50\text{MeV}/c$ 处的峰则对应于 $^9\text{Be}^*$  $2.43\text{MeV}$ 激发态的跟随衰变. 图中实线和虚线分别为 $\tau = 100\text{fm}/c$ 和 $\tau = 600\text{fm}/c$ 时的 $\alpha$ - $\alpha$ 本底关联函数(见下节).

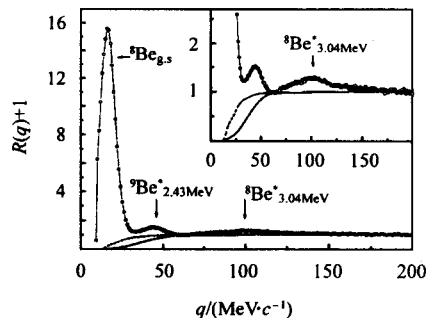


图1  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应中 $\alpha$ - $\alpha$ 关联函数及本底关联函数

### 3.2 相对态布居核温度的提取原理

由热力学和统计物理的知识可以知道, 一个体系处于热平衡时, 占据能量为 $E_i$ 的量子态 $i$ 的几率分布为

$$N_i = N_0 \exp\left(-\frac{E_i}{T}\right), \quad (3)$$

其中 $T$ 为体系的温度,  $N_0$ 是体系总的状态数. 由于体系总的状态数 $N_0$ 无法得到, 因此, 直接测量某个量子态 $i$ 的布居来提取核温度是不现实的. 对于两个能量不同的非简并量子态 $i, j$ 被占据的相对产额为

$$R_{ij} = \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{T}\right), \quad (4)$$

即相对产额仅仅和体系的温度及两能级的间距有关. 实验中无法直接探测粒子的态布居, 而是选择不稳定粒子态布居, 通过关联测量其衰变出的两个稳定粒子而进行的, 如 $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ . 因此通过测量非稳定粒子两个不同激发态发射碎片的相对布居就可以获得核温度参数.

在实验测量中不可能测量非稳定粒子的两个态的自旋量子数, 在不区分自旋量子数时, 考虑自旋量子数简并其相对产额为

$$R_{ij} = \frac{2S_i + 1}{2S_j + 1} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{T}\right), \quad (5)$$

其中 $S_i$ 和 $S_j$ 分别为量子态 $i$ 和 $j$ 的自旋. 进一步考虑探测器对量子态 $i$ 和 $j$ 探测效率 $\epsilon_i$ 和 $\epsilon_j$ , 以及衰变道的分支比为 $\Gamma_i$ 和 $\Gamma_j$ , 则相对产额为

$$R_{ij} = \frac{(2S_i + 1)\epsilon_i\Gamma_i}{(2S_j + 1)\epsilon_j\Gamma_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{T}\right). \quad (6)$$

由于自旋和衰变道分支比已知,而探测效率未知,我们定义相对布居  $f_{ij}$  为

$$f_{ij} = R_{ij}\epsilon_j/\epsilon_i = R_{ij}/\epsilon_{ij} = \frac{(2S_i + 1)\Gamma_i}{(2S_j + 1)\Gamma_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{T}\right), \quad (7)$$

其中  $\epsilon_{ij} = \epsilon_i/\epsilon_j$  为相对探测效率. 得到相对布居  $f_{ij}$  后,根据上式就可以得到核温度参数.

关联函数中存在本底的贡献,其中库仑作用的贡献是最主要的<sup>[15]</sup>. 总的符合产额可以写成

$$Y_{12}(q) = Y_c(q) + Y_b(q), \quad (8)$$

$Y_c$  对应于粒子非稳态的衰变产额;  $Y_b$  对应于本底产额,它由本底关联函数  $1 + R_b(q)$  来确定:

$$Y_b(q) = C_{12}[1 + R_b(q)]\sum Y_1(p_1)Y_2(p_2), \quad (9)$$

所以粒子非稳态的衰变产额  $Y_c$  为

$$Y_c(q) = Y_{12}(q) - C_{12}[1 + R_b(q)]\sum Y_1(p_1)Y_2(p_2). \quad (10)$$

为了准确地提取产额  $Y_c$ ,我们应用了三体弹道理论模型 MENEKA<sup>[16]</sup> 计算了本底关联函数  $1 + R_b(q)$ ,本底关联函数与发射时间有关. 得到粒子非稳态的衰变产额  $Y_c$  后,就可以得到不同量子态  $i, j$  的相对产额  $R_{ij}$ .

### 3.3 探测效率

我们用 Monte-Carlo 方法计算探测效率  $\epsilon$ , 在计算中考虑了探测器的几何布置、能量分辨、测量能量范围和分布,并假定非稳定粒子在其质心系中的衰变是各向同性的. 非稳定粒子产生的粒子对的关联效率不仅决定于非稳定粒子的动能(出射速度),还决定于非稳定粒子的激发能,图 2 中的实线是 30MeV/u  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应中不同激发能的  $^8\text{Be}$  衰变成两个  $\alpha$  的探测效率曲线,用测量的 Be 元素能谱作为  $^8\text{Be}$  的动能谱. 而虚线和点线分别为低能碎片、高能碎片(定义见下节)的探测效率曲线.

需要指出的是,  $^8\text{Be}$  的激发能并不是连续的,基态和第一激发态的分离能是固定的,如在计算  $^8\text{Be}$  衰变成两个  $\alpha$  的探测效率时,对于  $^8\text{Be}$  的基态( $J^\pi = 0^+$ ,  $\Gamma = 6.8\text{eV}$ ,  $\Gamma_c/\Gamma = 1.0$ )必须使激发能为零,计算探测效率曲线时不能对激发能分段平均处理. 这是由于在分离能为零时探测效率对各种能量的非稳定粒子均为零,分离能增加(激发能增加)探测效率迅速增加到极大值,并随能量的进一步增加而缓慢

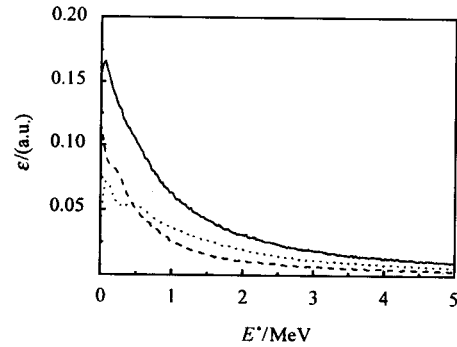


图 2 探测器阵列对不稳定核  $^8\text{Be}$  衰变成两个  $\alpha$  的探测效率曲线

地降低. 在低激发能时还因为探测器的几何布局,探测效率曲线出现结构效应,对于不同能量范围的非稳定粒子探测效率的上升并不是同步的,绝对值可以相差很大,在低能段  $^8\text{Be}$  基态已经到达峰值,在 高能段  $^8\text{Be}$  基态探测效率却很低. 对于  $^8\text{Be}$  的基态,两裂变  $\alpha$  的相对动能全部为分离能(0.092MeV)提供. 探测效率对激发能的变化很敏感,对不同非稳定粒子的动能范围也非常敏感. 这一点从图 2 中效率函数曲线在零点附近的行为可以看出. 计算探测效率曲线时对激发能分段平均处理,实际上是对零附近的探测效率进行了平均,如果分段不够细就不能真正反映激发能能为零时的探测效率,甚至得出完全错误的结论.

## 4 实验结果与讨论

在提取相对态布居核温度时,我们根据两关联粒子的能量和  $E_1 + E_2$ ,将  $^8\text{Be}$  碎片分成三种情况:

低能碎片  $\left(0.1 \leq \frac{E_1 + E_2}{30(A_1 + A_2)} \leq 0.45\right)$ 、高能碎片  $\left(0.45 \leq \frac{E_1 + E_2}{30(A_1 + A_2)} \leq 1\right)$  和所有碎片  $\left(0.1 \leq \frac{E_1 + E_2}{30(A_1 + A_2)} \leq 1\right)$ . 其中  $A_1$  和  $A_2$  分别为两关联粒子的质量数,对于  $\alpha$ - $\alpha$  关联  $A_1 + A_2 = 8$ ,常数 30 为束流能量 30MeV/u. 对于两组不同能量范围的碎片,分别计算了  $^8\text{Be}$  核裂变成两个  $\alpha$  的探测效率曲线. 对于我们的探测器布局,低能组  $^8\text{Be}$  基态的探测效率远大于  $^8\text{Be}$  核激发态(3.04MeV)的探测效率;而对于高能组,两者的探测效率相差不大.

图 3 给出了 30MeV/u  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应中测得的低能和高能组的  $\alpha$ - $\alpha$  关联谱. 对于低能组,由于探测器阵列对  $^8\text{Be}$  基态的探测效率远高于  $^8\text{Be}$  的激发

态,因而  $^8\text{Be}_{g,s}$  峰远高于  $^8\text{Be}_{(3,04)}^*$  峰;而对于高能组,由于探测效率变低,  $^8\text{Be}_{g,s}$  峰明显变小.

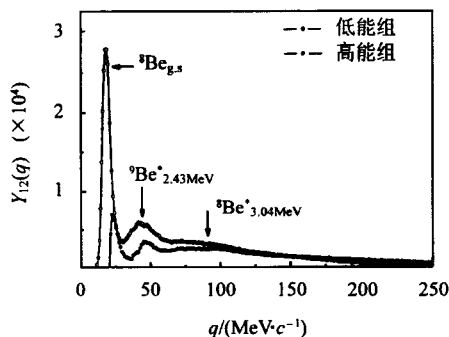


图 3  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应中低能和高能组的  $\alpha$ - $\alpha$  关联谱

经过扣除本底并进行探测效率修正后,不稳定核  $^8\text{Be}$  的基态  $^8\text{Be}_{g,s}$  和激发态  $^8\text{Be}_{(3,04)}^*$  的相对态布居比显示在图 4 中. 图中的实线为公式 (7) 给出的温度与态布居比的关系曲线, 阴影区域对应图 2 中 MENEKA 计算的两个不同时间的本底关联函数.

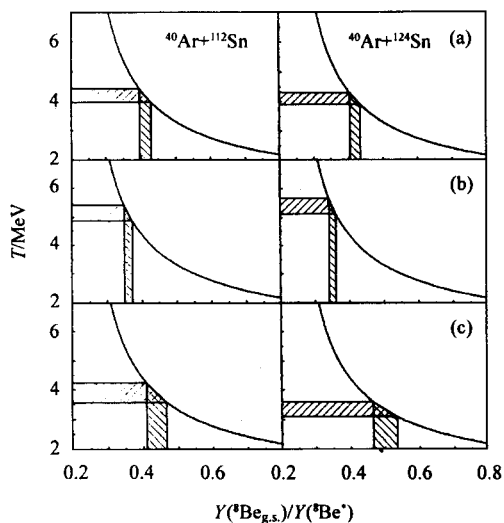


图 4 探测效率修正后  $^8\text{Be}$  基态和激发态的态布居与相应的核温度  
(a) 所有碎片, (b) 低能碎片, (c) 高能碎片.

表 1 发射粒子不同能量下提取的相对态布居核温度

反应系统	相对态布居核温度/MeV		
	低能组	高能组	所有
$^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$	$5.13 \pm 0.30$ $0.26$	$3.87 \pm 0.37$ $0.29$	$4.18 \pm 0.25$ $0.21$
$^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$	$5.39 \pm 0.30$ $0.26$	$3.32 \pm 0.28$ $0.23$	$4.10 \pm 0.22$ $0.20$

两个反应系统发射粒子在不同能量段提取的相对态布居核温度如表 1 所示. 从表中可以看出, 对于两个反应系统均观察到了态布居核温度随着粒子

能量的增加而降低. 这表明不同能量的粒子可能来自不同的发射源.

图 5 给出了  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应中  $^8\text{Be}$  的基态能谱 (实心圆点), 不稳定核  $^8\text{Be}$  的能谱是通过  $\alpha$ - $\alpha$  关联函数中  $q \leq 30\text{MeV}/c$  部分 (见图 1) 重构的, 从图 1 可以看出, 当  $q \leq 30\text{MeV}/c$  时, 本底关联很少, 此时的  $\alpha$  主要来自不稳定核  $^8\text{Be}$  的衰变 (90% 以上), 由于探测器探测能量阈和探测器布局的影响, 低能和高能端都没有测全, 该能谱是再构能谱经过探测效率修正得出的, 由于测量方法的限制, 修正后的能谱的低能部分仍存在截断. 用三源模型<sup>[17-19]</sup>拟合了  $^8\text{Be}$  的基态能谱 (见图 5), 点线为类靶源, 点划线为中速源, 虚线为类弹源, 实线为三源之和. 可以看出, 由于测量方法的限制, 测量的关联粒子中并不存在大量的类靶源的  $^8\text{Be}$  粒子, 箭头所指是低能和高能的分界点, 结果表明, 低能  $^8\text{Be}$  主要来源于中速源 (90% 以上), 高能  $^8\text{Be}$  主要来源于类弹源 (60% 以上).

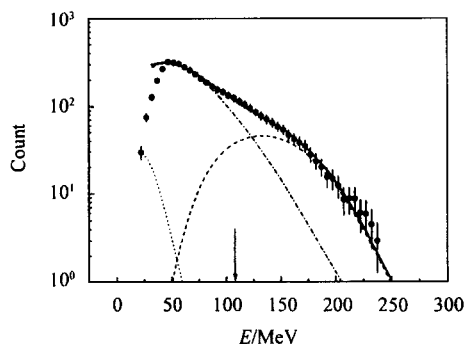


图 5  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应中  $^8\text{Be}$  的基态能谱及三源模型的能谱拟合

比较两个反应系统, 可以发现从不同能段提取的相对态布居核温度表现出差别. 对所有  $\alpha$ - $\alpha$  关联粒子提取的核温度值在两个系统中几乎没有差别, 低能组在丰中子  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统中核温度高些, 而高能组呈现出和低能组相反的系统差异, 在缺中子  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  系统中核温度反而更高.

对于我们的反应系统, 影响核温度的因素主要来自于两个方面: 一是初始激发能的影响. 由于两个反应系统的人射能相同, 因而对于质量较轻的  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应系统初始激发能要略高些. 在给定激发能的情况下, 相对态布居核温度反应的是整个衰变链的平均值, 在不考虑其他因素的影响时, 初始激发能高的, 提取的核温度值相应也高些; 二是系统同位旋的影响. 我们认为热核的同位旋对热核衰变

出射道的机制会有影响. 偏离  $\beta$  稳定线的热核退激时系统要求向  $\beta$  稳定线衰变, 整个衰变过程对不同同位旋衰变粒子可能具有选择性. 相比较而言,  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应形成的缺中子热核有利于发射  $\alpha$ ,  $^8\text{Be}$  等, 因此,  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  系统中, 即使激发能较低时, 也有较高的几率发射  $^8\text{Be}$  粒子. 相反,  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统中, 由于丰中子粒子发射的激烈竞争, 使得  $^8\text{Be}$  主要来源于高激发能段. 如果两个系统的激发能相同, 由于这种衰变过程对  $^8\text{Be}$  的选择性, 将使得丰中子  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统提取的核温度更高一些. 对于低能组, 由于  $^8\text{Be}$  主要来自中速源, 由于弹靶的熔合, 使得两个系统中速成分的同位旋不同, 衰变过程同位旋选择性起主要作用. 丰中子  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统  $^8\text{Be}$  来源于衰变链的早期, 因而提取的核温度相对高一些.

而对于高能组,  $^8\text{Be}$  主要来自类弹源, 由于两个系统类弹的同位旋分布很宽, 两个系统的类弹同位旋的影响可能不起主要作用; 同时两个系统类弹的

激发能分布也很宽, 但我们探测到的  $^8\text{Be}$  主要来自相对高的激发能段, 此时的温度差异主要来自类弹初始激发能的差异, 耗散使  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  系统类弹源初始激发能相对高些, 因而提取的核温度也高一些.

## 5 总结

偏离  $\beta$  稳定线的热核退激时, 除了对能量的退激, 系统要求向  $\beta$  稳定线衰变进行退激, 因而对衰变粒子具有了同位旋选择性. 相对态布居核温度的信息表明, 在热核的蒸发链上对  $^8\text{Be}$  具有选择性. 由于蒸发过程中的质量选择性, 在两个系统中, 相对于其他轻粒子 (如 p, d, t 等)  $^8\text{Be}$  都来自衰变链的早期. 但就这两个反应系统比较而言, 在  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  反应系统中, 粒子  $^8\text{Be}$  来自于具有更高激发能的衰变过程前期, 而在  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应系统中  $^8\text{Be}$  则在相对长的衰变链中发射.

## 参考文献 (References)

- Wada R, Fabris D, Hagel K et al. Phys. Rev., 1989, **C39**:497—515
- WU H, JIN G, LI Z et al. Nucl. Phys., 1997, **A617**:385—394
- JIN Gen-Ming, Nucl. Phys. Rev., 1998, **15**:227—235 (in Chinese)  
(靳根明. 原子核物理评论, 1998, **15**:227—235)
- Hauger J A, Albergo S, Bieser F et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:235—238
- Hauger J A, Warren P, Albergo S et al. Phys. Rev., 1998, **C57**:764
- DUAN Li-Min et al. HEP & NP, 1995, **19**:393—397 (in Chinese)  
(段利敏等. 高能物理与核物理, 1995, **19**:393—397)
- HE Zhi-Yong et al. Acta Phy. Sin., 1997, **46**:35—41 (in Chinese)  
(贺智勇等. 物理学报, 1997, **46**:35—41)
- Pochadzalla J, Möhlenkamp T, Rubehn T et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:1040—1043
- LI B A, KO C M, Bauer W. Inter Jour. Mod. Phys., 1988, **E2**:147
- Tsang M B, Zhu F, Lynch W G et al. Phys. Rev., 1996, **C53**:R1057
- WU He-Yu, XIAO Zhi-Gang, LI Zu-Yu et al. HEP & NP, 1999, **23**(11):1115 (in Chinese)  
(吴和宇, 肖志刚, 李祖玉等. 高能物理与核物理, 1999, **23**(11):1115)
- XIAO Zhi-Gang, WU He-Yu, WANG Hong-Wei et al. HEP & NP, 2001, **25**(7):643 (in Chinese)  
(肖志刚, 吴和宇, 王宏伟等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(7):643)
- XIAO Zhi-Gang, WU He-Yu, WANG Hong-Wei et al. HEP & NP, 2001, **25**(11):1071 (in Chinese)  
(肖志刚, 吴和宇, 王宏伟等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(11):1071)
- LI Zu-Yu, JIN Gen-Ming, HE Zhi-Yong et al. Nucl. Instr. and Meth., 1996, **A373**:198
- Chitwood C B et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**:302
- Elamaani A et al. Nucl. Inst. and Meth., 1992, **A313**:401
- Borderie B et al. Z Phys., 1984, **318A**:315—321
- Viola V E et al. Nucl. Phys., 1992, **A538**:291c—298c
- Wile J L et al. Phys. Rev., 1992, **C45**:2300—2319

## Isospin Effect on Relative State Population Temperature in the Reactions $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$ at 30MeV/u \*

HU Rong-Jiang<sup>1,2;1)</sup> WU He-Yu<sup>1</sup> ZHU Yong-Tai<sup>1</sup> JIN Gen-Ming<sup>1</sup> DUAN Li-Min<sup>1</sup>  
XIAO Zhi-Gang<sup>1</sup> WANG Hong-Wei<sup>1</sup> LI Zu-Yu<sup>1</sup> WANG Su-Fang<sup>1</sup> ZHANG Bao-Guo<sup>1</sup>  
WEI Zhi-Yong<sup>1</sup> LU Zhao-Hui<sup>1</sup> ZHU Hai-Dong<sup>1</sup> FENG Zhao-Qing<sup>1,2</sup> YUAN Xiao-Hua<sup>1,2</sup>

1 (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

2 (Department of Physics, The Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

**Abstract** An array of 13 detector telescopes has been used for detecting small-angle particle-particle correlations in the reactions  $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  at 30MeV/u. The  $\alpha$ - $\alpha$  correlation functions were extracted from two-particle coincident events. A three-body trajectory code MENEKA was used to calculate the background correlation function. The detection efficiency was calculated by using the Monte-Carlo method. After subtracting the background correlation and making the detection efficiency correction, the temperatures of  $4.18 \pm_{0.21}^{0.25}$  MeV and  $4.10 \pm_{0.20}^{0.22}$  MeV are obtained from relative populations of  $^8\text{Be}$  states for the reaction systems with different isospin,  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  and  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ , respectively. From the relationship between the state population temperature and outgoing particle energies, it is found that the emission temperature decreases with increase of the particle energies for both studied reaction systems. For the neutron deficient system  $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  the emission temperature is  $5.13 \pm_{0.26}^{0.30}$  MeV for the lower emitting particle energies and  $3.87 \pm_{0.29}^{0.37}$  MeV for the higher emitting particle energies. And for the neutron rich system  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  the emission temperature is  $5.39 \pm_{0.26}^{0.30}$  MeV for the lower emitting particle energies and  $3.32 \pm_{0.23}^{0.28}$  MeV for the higher emitting particle energies. This kind of isospin dependence is discussed.

**Key words** state population temperature, isospin effect, correlation function, detection efficiency

Received 8 July 2003

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10175081, 10205020, 19575055), and Major State Basic Research Development Program (G2000077401)

1) E-mail: hurj@impcas.ac.cn