

# $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}(25\text{MeV/u})$ 产生的热核 激发能与核温度的关系\*

吴和宇 靳根明 李祖玉 戴光曦 漆玉金 罗清政  
贺智勇 段利敏 张保国 党秉荣 文万信

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1994-02-03 收稿, 1995-01-23 收修改稿

## 摘 要

对  $25\text{MeV/u}$   $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  反应系统裂变与后角轻粒子发射进行了符合测量, 用裂变碎片折叠角和裂变碎片的飞行时间再构转移到类熔合核的线性动量。通过对线性动量转移和轻带电粒子能谱测量, 给出从中心碰撞到周边碰撞产生的类熔合核的初始激发能、角动量和核温度, 讨论它们的关系。发现了中心碰撞形成的类复合核的核温度已经接近饱和状态, 接近多重碎裂的“准相变区”。

**关键词** 热核, 激发能, 核温度, 线性动量转移, 能级密度参数。

## 1 引 言

中能 ( $10-100\text{MeV/u}$ ) 重离子加速器取得的成就使对激发能高达几百 MeV 的热核的研究成为可能。近年发展起来的许多热核的性质随核温度升高而演化的理论<sup>[1-9]</sup>逐步接受了实验的检验。热核研究中一个重要的目的就是确定能有多少的激发能用于使核升高温度, 或者说是否存在一个极限的核温度, 核是否存在一个极限激发能。为了寻找极限核温度、核物质相变和高激发态的热核散裂过程, 已经完成了一些实验<sup>[10-14]</sup>, 许多研究得出了一些矛盾的结果, 主要的问题出在要用大家都熟悉的关系  $E^* = aT^2$  从激发能导出核温度, 或从核温度推导激发能是困难的。此表达式在低激发能区是正确的, 因为此时的激发能主要表现为热动能, 而对高的激发能区, 激发能不再全部用于“热浴”使核升高温度。如果不独立地确定  $E^*$  和  $T$  就不可能观测到核的压缩效应和(或者)能级密度参数的变化, 实验独立的测量  $T$  和  $E^*$  确定了能级密度参数  $a$  随激发能的变化而变化。然而要定量地比较实验和理论结果, 需要解决实验上分离出热核和热核形成时与碰撞参数相关的激发能、高自旋、确定退激过程的平均核温度、推导形成时瞬时温度等困难。因为反应涉及的机制和热核退激模式的进一步复杂化, 我们只有笼统地理解从周边到中心碰撞的反应机制, 基于此, 可以方便地用初始激发能、温度、自旋的概念, 在一个可信范围内去

\* 国家自然科学基金和中科院兰州分院基金资助。

研究高温核的特征。

这里我们给出  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  (25MeV/u) 的类熔合核蒸发余核裂变的两碎片和蒸发轻带电粒子 ( $Z \leq 2$ ) 的关联测量的实验结果。用裂变碎片的折叠角关联和裂变碎片的飞行时间再构出热核的速度、系统线性动量转移和激发能,从而系统地分离出从周边到中心碰撞生成的类熔合核,符合后角度蒸发轻粒子提取线性动量相关的类熔合核温度。单核子激发能与温度关联显示,从周边到中心碰撞单核子激发能从 1MeV 到 3.1MeV,核温度从 3.3MeV 到 5.4MeV。

蒸发粒子能谱的高能侧具有指数衰减的形状,从其斜率中可以得到核温度,它是一种直接确定核温度的方法。然而重离子碰撞时,不同碰撞参数形成的类熔合核的速度有很大区别,对轻粒子能谱形状有相当大的影响,同时由于不能区分出不同激发态的发射源,使单举轻粒子测量无意义。核温度是激发核平衡态的一个物理量,在系统到达平衡前大量的预平衡发射轻粒子朝前角出射,于是前角出射轻粒子的单举分析中通常要假定高速源、中速源和慢速源。实验中用 LMT 刻度形成的余核,用发射源质心系中近  $180^\circ$  的后角轻粒子可信地提取核温度。

类似的实验<sup>[13,14]</sup>是测量余核速度来判选不同程度的热核,将整个碰撞参数分为三、四段,测量不同的温度。本实验将整个碰撞参数分为九段,轻粒子能谱的统计也高出一个数量级,从而增加了数据的可信度和价值。

## 2 实 验

实验是利用 HIRFL 提供的 1000 MeV  $^{40}\text{Ar}$  束流轰击  $1400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  的自支撑  $^{197}\text{Au}$  靶。类熔合核的关联裂变碎片用四块大面积 ( $20\text{cm} \times 25\text{cm}$ ) 位置灵敏雪崩室探测器,在质心系垂直于束流的平面内,对称地放置两组,并能分别测量出从  $\text{LMT} = 0$  到  $\text{LMT} = 1.0$  的所有关联裂片,它的位置分辨好于 4mm,裂片的飞行距离为 30cm。在给出裂片关联角的同时,也给出裂变碎片的飞行时间信息。

在实验室系的后角  $\theta = 167^\circ$  对称地放置两套硅半导体望远镜,其灵敏厚度为  $40\mu\text{m}$  和  $5000\mu\text{m}$ ,灵敏面积为  $\Phi 18\text{mm}$ ,距离靶 10cm。它可以把轻带电粒子分开,粒子的探测阈对质子小于 4.5MeV,  $\alpha$  粒子小于 10MeV,反应系统的所有高能量轻粒子均可以全阻止在探测器中。

硅望远镜用 6.051MeV, 8.785MeV 的 Thc-c'  $\alpha$  源刻度,对实验室系总能量小于 60MeV 的  $\alpha$  粒子,小于 40MeV 的质子,刻度是准确的,并用精密脉冲发生器进行电子学和数据获取系统的线性矫正,探测器的能量分辨好于 1%。

## 3 实 验 分 析

### 3.1 线性动量转移

重离子核反应从低能向中能过渡的特征之一是线性动量转移 (LMT) 不完全,核的这种性质可以定性地理解为(靶)核物质对(弹)核子的透明性,同一反应系统不同的碰撞

参数因为核子透射路程上可作用的靶核子数不同而具有不同的透明性, 线性动量系统化 Viola 值只适应中心碰撞过程的平均, 实际过程转移的线性动量与碰撞参数  $b$  相联系。

生成的高激发类熔合核演化到裂变, 需要经过较长时间 ( $1500\text{fm}/c$ ) 的蒸发过程, 同时退激到较低的核温度, 前平衡主要贡献于 LMT 不完全, 在平衡后大量轻粒子在发射源质心系中各向同性出射, 蒸发反冲对余核速度引起的变化不大。

裂变反应的线性动量由关联裂片的折叠角和裂片飞行时间差得:

$$\langle \text{LMT} \rangle = \frac{v_1 v_2 \sin(\theta_1 + \theta_2)}{v_{\text{cm}}(v_1 \sin \theta_1 + v_2 \sin \theta_2)}, \quad \langle \text{LMT} \rangle = \rho = \frac{v_{\text{cn}}}{v_{\text{cm}}}, \quad (1)$$

这里  $v_{\text{cm}}$  是反应系统质心的速度,  $v_1, v_2$  是两裂变碎片在实验室的速度,  $\theta_1, \theta_2$  为两裂片在实验室系统出射的方向角, 假定裂变到断点后完全由库仑力推开, 即所有裂变关联碎片在裂变核的质心系中相对速度为一常数,  $v_{\text{FP}} = 2.3\text{cm}/\text{ns}$ 。

有好几种可能的反应机制可以给出线性动量和碰撞参数的关系。在一种简单的非完全熔合 (ICF) 模型近似下, 丢失的线动量由束流方向具有束流速度的轻粒子或类弹碎片带走, 这种假设由弹核附近的类弹和轻粒子测量的实验所证实<sup>[1]</sup>。线性动量相关的碰撞参数采用 Frasco 程序给出的近似关系:

$$\langle \text{LMT} \rangle = \left(1 - \frac{b}{b_{\text{max}}}\right)^2 \exp\left[0.125 \left(\frac{E_{\text{p}}}{37A_{\text{p}}}\right)^2\right]. \quad (2)$$

### 3.2 激发能

在 ICF 框架下, 全熔合和非完全线性动量转移熔合反应生成的类熔合核的激发能近似满足关系:

$$E_{\text{cn}}^* = \frac{M_{\text{T}}}{M_{\text{p}} + M_{\text{T}}/\langle \text{LMT} \rangle} E_{\text{Lab}} + Q + E_{\text{rot}}, \quad (3)$$

$M_{\text{T}}$  和  $M_{\text{p}}$  分别为靶与弹的质量,  $Q$  为反应  $Q$  值,  $E_{\text{rot}}$  为类熔合核的自转动能。假定转移的质量  $\rho M_{\text{p}}$ , 转移的电荷数为  $\rho Z_{\text{p}}$ , 形成类熔合核  $M_{\text{cn}} = M_{\text{T}} + M_{\text{p}}\rho$  来确定反应  $Q$  值。在  $Q$  很小,  $M_{\text{p}} \ll M_{\text{T}}$ ,  $E_{\text{rot}}$  也较小时,  $E_{\text{cn}}^*$  与  $\rho$  存在一个线性关系, 这种关系已被裂变折叠角与中子多重性的关联实验<sup>[6]</sup>所证实。这种方法导出的激发能的误差估计在 10% 左右, 外推到 LMT 较小的周边碰撞时, 由于深度非弹 (DIC) 的贡献, 误差增加到 15%。

### 3.3 激发核温度

图 1 给出实验室系  $\theta_{\text{L}} = 167^\circ$  探测到的  $\alpha$  粒子在余核质心系中的能谱, 它在两裂片关联时测出裂变核的速度  $V_{\text{cn}}$  下, 考虑余核反冲效应后转移到余核的质心系中, 并在不同的线性动量下开窗来选择不同的碰撞参数下轻粒子的发射能谱, 线性动量转移如图中所示。

对于一个核温度为  $T$  的热源, 粒子的发射位垒  $B_c$ , 轻粒子发射能谱在源的质心系中呈 Maxwell 型分布, 在传输系数锐截止近似下源的表面发射满足:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dE} = \frac{N}{T^2} (E - B_c) e^{-\frac{(E-B_c)}{T}} \quad (4)$$

源的体积发射满足:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dE} = \frac{N}{T^{3/2}} (E - B_c)^{1/2} e^{-\frac{(E-B_c)}{T}} \quad (5)$$

$N$ 是归一化系数,  $E$ 是在源的质心系下发射轻粒子的能量。由于发射源的前平衡轻粒子主要朝前发射, 平衡时蒸发各向同性, 对发射源质心系而言探测器位置接近  $180^\circ$ , 所提取的核温度为平衡后的核温度。我们在拟合时发现表面发射型分布好于体积型分布。在不同的线性动量转移窗下拟合了能谱的温度参数  $T$ , 这种表征温度随线性动量转移的增加而增加, 如图 1。

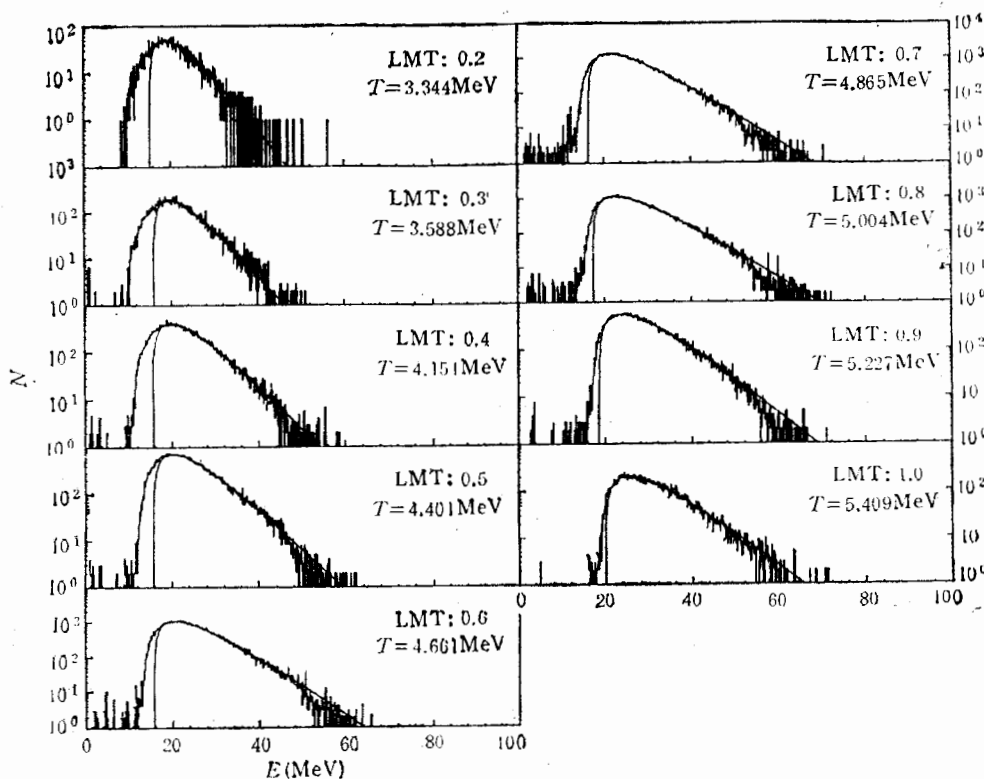


图 1  $\alpha$  粒子在不同线性动量窗下的能谱

对一个高激发能的类复合核系统, 退激的蒸发过程有许多的轻粒子发射, 不断地带走激发能, 核温度也随之而降低, 测量的表征温度是整个级联过程的平均核温度。用多重性方法<sup>[13,14]</sup>从平均温度导出热核的瞬时核温度  $T_{\text{inst}}$ : 多重性方法只用实验数据就可以推测出瞬时核温度,  $\alpha$  粒子的多重性是热核级联衰变链的求和。这样激发能间隔很小的激发能态  $E_1^*$ 、 $E_2^*$  的瞬时核温度可以很好地近似为:

$$\langle T_{\text{inst}} \rangle = \frac{\gamma_2 T_2 - \gamma_1 T_1}{\gamma_2 - \gamma_1} \quad (6)$$

其中  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  是热源  $E_1^*$  和  $E_2^*$  (其中  $E_2^* \geq E_1^*$ ) 的  $\alpha$  粒子级联衰变多重性。由于我们的测量系统不能给出  $\alpha$  粒子的多重性, 只好采用相近的碰撞参数段(或线性动量转移段)所对应的两种热核为公式中的激发态, 从能谱本身推测一个多重性的相对值。我们假定  $E_2^*$  热核产生截面  $\sigma_2 = 2\pi b db$ ,  $E_1^*$  的产生截面  $\sigma_1 = 2\pi(b + \Delta)db$ , 与两 PPAC 三重符合的轻带电粒子能谱的总计数分别为  $N_2$  和  $N_1$ , 而对应热核产生的线性动量转移相关的二裂片在 PPAC 上符合探测效率分别为  $\eta_2, \eta_1$  则相对多重性可以给出:

$$\gamma_1 = \frac{N_1}{\sigma_1 \eta_1}, \quad (7)$$

$$\gamma_2 = \frac{N_2}{\sigma_2 \eta_2}.$$

## 4 结果与讨论

我们现在再回到  $E^*/A$  和  $T$  的关系问题上来, 我们的研究是为了揭示在低能下的单核子激发能正比于温度的平方关系的偏离, 这种偏离可能是由于能级密度参数值的变化, 或者由于大量的激发能储藏在压缩与膨胀模式这种集体运动中所致。我们收集了  $^{14}\text{N} + ^{154}\text{Sm}$  ( $19-35\text{MeV/u}$ )<sup>[13]</sup>,  $30\text{MeV/u}$  的  $^{32}\text{S}$  和  $^{16}\text{O}$  轰击  $^{109}\text{Ag}$  靶<sup>[14]</sup> 的单核子激发能与瞬时温度相关联数据, 如图 2, 它们都是用  $\alpha$  粒子提取的核温度, 与  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  数据比较。如果激发能全部表现为热激发能, 说明核的比热即单核子单位温度变化的热容量与核的大小有关, 核的质量越大, 比热也越大, 至少单核子激发能大于  $2\text{MeV/u}$  时如此。

图中 I 和 II 线为有限温度下液滴模型预言的极限温度, I 是对应压缩系数  $K = 222\text{MeV}$  的软核态方程, II 是对应  $K = 384\text{MeV}$  的硬态方程<sup>[17]</sup>, 所有的数据明显接近软态方程的极限。III 表示在  $6\text{MeV}$  的单核子激发能附近中心碰撞的类融合核份量的消失, 即多重碎裂的发生<sup>[18]</sup>。图中还给出了两种统计碎裂计算的结果, 实线为 Bonderf<sup>[19]</sup> 计算  $A = 100$  的结果, 而虚线为 Gross<sup>[20]</sup> 计算的 Xe 核 ( $A = 131$ ) 的结果。我们的系统  $\rho$  为  $0.2-1.0$  时,  $A_{\text{en}}$  为  $210-237$ ,  $\alpha$  粒子提取的核温度数据定性地与这种模型预言的结果相符, 可以看出  $\rho = 1.0$  时即

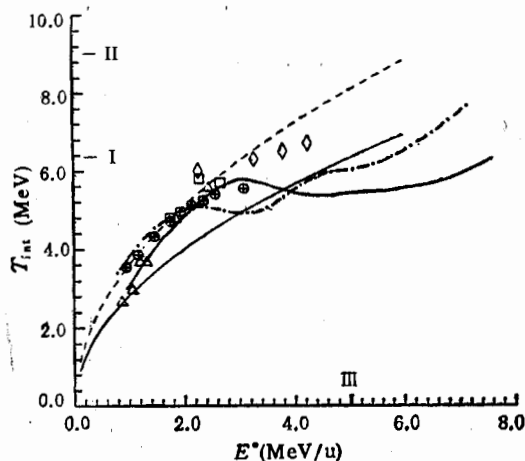


图 2 单核子激发能与核温度的关系

—  $a = A/8$ , ---  $a = A/13$ ,  $\Delta$  N + Sm,  $\diamond$  S + Ag,  
 $\square$  O + Ag,  $\oplus$  Ar + Au (本工作).

单核子激发能为  $3.1\text{MeV}$ ,  $A = 235$  左右的核的温度已经升高到临界点, 高于这个临界点, 二裂几率迅速地由三体或多体裂变几率代替, 估计二裂变还将以一定的几率存在, 这种方法对高激发核的选取还会有效, 直到继续升高到  $5\text{MeV/u}$  的激发能时多重碎裂发生。

激发能与核温度是由能级密度参数联系起来的  $a = E^*/T^2$  或  $a = S^2/4E^*$ , 从图 2 看能级密度参数并不是固定不变的,  $A = 150$  左右的激发核,  $a$  从  $A/8$  变化到  $A/13$ , 甚至超过  $A/13$ , 激发能进一步升高再一次离开  $A/13$  向  $A/8$  靠近.  $A = 220$  左右的激发核也有类似的弯曲, 后者正好与统计碎裂模型预言的结果一致.

如果这些特征是由于激发能表现的形式不同, 在低能, 大部分激发能表现为热激发能, 另一部分储藏于巨二极共振的集体运动中, 后者衰变为  $\gamma$  射线所带走或慢慢耗散为热激发能, 不是全部激发能“热浴”使核升温,  $a$  表现为  $A/8$ . 在激发能的过渡区, 可能是没有激发出巨二极共振, 更多的激发能表现为热激发能,  $a$  表现为  $A/13$ , 如果这一推测正确, 正好与实验观测 GDR 消失相联系. 高激发能区, 热核的膨胀加剧, 部分激发能成为热核压缩、膨胀能和它们之间的变化的集体运动动能, 而这部分激发能, 随碰撞加剧而增加,  $a$  增加, 这一推测是否正确有待于进一步证实.

### 参 考 文 献

- [1] P. Bonche, S. Levit, D. Vautherin, *Nucl. Phys.*, **A436**(1985) 265.
- [2] H. Sagawa, G. Bertsch, *Phys. Lett.*, **B155**(1985)11.
- [3] R. Hasse, P. Shuck, *Phys. Lett.*, **179**(1986)313.
- [4] A. Lejeune, P. Grange, M. Martzloff, *Nucl. Phys.* **A453**(1986)189.
- [5] L. P. Csernai, J. I. Kapusta, *Phys. Rep.*, **131**(1986)223.
- [6] P. F. Bortignon, C. H. Dasso, *Phys. Lett.*, **B189**(1987)381.
- [7] Y. Zheng, H. Massmann, S. Xu, *Phys. Lett.*, **B194**(1987)183; X. Zhang, D. H. E. Gross, S. Xu, *Nucl. Phys.*, **A461**(1987)668.
- [8] J. B. Bondorf, R. Donangelo, H. Schulz, *Phys. Lett.*, **162B**(1985)30; J. B. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, *Nucl. Phys.*, **A444**(1985)460; H. W. Barz J. B. Bondorf, H. Schulz, *Phys. Lett.*, **B184**(1987)125.
- [9] S. E. Koonin, J. Randrup, *Nucl. Phys.*, **A474**(1987)173.
- [10] S. Harar, *Nucl. Phys.*, **A471**(1987)205c.
- [11] N. T. Porile, A. T. Bujak, D. D. Carmony, *Nucl. Phys.*, **A471**(1987)149c.
- [12] H. Delagrange, J. Peter, *Nucl. Phys.*, **A471**(1987)111c.
- [13] K. Hagel, D. Fabris, P. Gonthier, *Nucl. Phys.*, **A486**(1988)429.
- [14] R. Wada, D. Fabris, K. Hagel, *Phys. Rev.*, **C39**(1989) 497.
- [15] P. L. Gonthier et al., *Nucl. Phys.*, **A411**(1983)289.
- [16] U. Jahnke, *J. De Phys.*, **C4**(1986)317.
- [17] S. Levit et al., *Nucl. Phys.*, **A437**(1985)426.
- [18] B. Borderie, *Z. Phys.*, **A321**(1985)703.
- [19] J. Bondorf et al., *Phys. Lett.*, **B162**(1985)30.
- [20] D. H. E. Gross, *Phys. Lett.*, **56**(1986)1544.

## Relation Between Temperature and Excitation Energy of Hot Nuclei in the Reaction of $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ at 25MeV/u

Wu Heyu    Jin Genming    Li Zuyu    Dai Guangxi    Qi Yujin    Luo Qingzheng  
He Zhiyong    Duan Limin    Zhang Baoguo    Dang Bingrong    Wen Wanxin

(*Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000*)

Received 3 February 1994, Revised 23 January 1995

### Abstract

For the reaction of 25MeV/u  $^{40}\text{Ar}$  with  $^{197}\text{Au}$ , coincidence measurements have been made for the heavy residue fission fragments and light charged particles ( $Z \leq 2$ ). The folding-angle and time of flight of heavy residue fission fragments were used to deduce the linear momentum transfer (LMT). The initial properties of these nuclei, excitation energies, angular momenta and temperatures, have been studied by measurements of LMT and light particle spectra. The relation between the excitation energy per nucleon and temperature is analysed by different windows of LMT. It is shown that the hot nuclei are close to saturation of temperature for central collision and close to "phase transition for multifragmentation".

**Key words** hot nucleus, excitation energy, nuclear temperature, linear momentum transfer, parameter of level density.