

中等质量碎片的内部激发 对同位素核温度的影响*

魏志勇 诸永泰

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1996-06-18 收稿

摘 要

利用费米气体模型和区域密度近似分别计算单粒子能级密度, 通过单粒子能级密度求得中等质量碎片(IMF)的内部配分函数. 计算表明, 热核衰变过程中发射的中等质量碎片的内部激发对同位素核温度的测量结果有很大的影响.

关键词 同位素核温度, 中等质量碎片, 配分函数.

1 引 言

随着中高能重离子核反应研究的深入发展, 有关热核性质^[1,2]、原子核核态方程^[3-5]、核反应中核物质压缩、热化和衰变等集体性质相关的多重碎裂的研究^[1-3]引起了人们的广泛兴趣. 在原子核集体性质的研究中大量使用了统计模型方法^[6-8]. 温度参量是众多统计模型中的一个重要参量, 此外许多前沿研究工作也与核温度的测量密切相关, 如原子核液-气相变的研究^[9-11].

关于核温度及其测量原理和方法, 长期以来争论不休, 主要集中在两方面: 一是在原子核反应中是否形成了平衡态, 或者局部平衡, 只有建立了平衡态, 才会有温度的概念; 二是在核反应中可测的往往是反应中发射的粒子、碎片等初级产物经过一系列相继衰变过程后的最终产物, 在核反应过程中随着核物质的压缩、膨胀及粒子和碎片的发射, 体系的核温度也在变化, 核反应过程中不同的阶段会有不同的温度, 一般所讲的核温度是指体系经热化后发射核子时的温度, 如何根据所测物理量反推得到 freeze-out 阶段的信息还需做许多研究工作^[9-11]. 这两个问题和核反应的动力学过程密切相关. 按热力学和统计物理的温度定义, 核温度应该为: $1/T(E) = \partial[\ln\Omega(E)] / \partial E$, 实际上无法精确地知道原子核体系的状态数 $\Omega(E)$, 因此这种严格意义上的核温度是得不到的, 实际中人们总是在寻找一些近似的方法, 通过直接测量反应过程中的某些物理量来提取核温度.

近年来广泛使用的测量核温度的另一种方法是通过测量核反应中发射的轻带电粒子

* 国家自然科学基金资助.

的关联函数, 求得非稳态粒子的相对布居来提取布居核温度^[12-14]. 对于两个分得很开, 自旋为 S_i 的孤立能级, 考虑探测器的几何效率 ϵ_i , 衰变道的分支比 Γ_i , 并假定共振很窄, 则相对产额为: $R = \epsilon_2 (S_2 + 1) \Gamma_2 / [\epsilon_1 (S_1 + 1) \Gamma_1] \exp[-(E_2 - E_1) / T]$, 利用轻带电粒子关联测量方法, 可以很好地测量诸如 ^4He 、 ^5Li 、 ^6Li 、 ^7Li 、 ^8Be 等轻核的激发态与基态以及激发态与激发态之间的相对布居. 在统计模型中假定: 第一个发射的 IMF 其内部激发的相对布居应和复合母体的相对布居相同, 在随后的级联发射中, 发射体系的温度、发射粒子的动能和激发能都逐渐降低, 这样激发能和动能就会有关联. 但是, 最近 F. Deák 等人^[15,16]通过符合测量发现, IMF 的微分相对布居与 IMF 的动能基本无关, 而且对发射角也无强烈的依赖关系, 大部分碎片来自同一发射源. 看来, 在核反应发射粒子的过程中, 温度变化并不很大, 相对布居方法所测的核温度, 反映了核反应中体系在 freeze-out 阶段的状态.

2 同位素核温度

S. Albergo 等人在 1985 年提出了同位素核温度的测量方法^[17], 它所依赖的物理思想比较简单: 在一定的温度下, 原子核体系实现了热平衡和化学平衡, 在 freeze-out 阶段单粒子和复合粒子之间无相互作用, 由半经典方法可得, 质量数为 A 、电荷数为 Z 的粒子密度分布:

$$\rho(A, Z) = \frac{(2\pi m_0 AT)^{3/2}}{h^3} \omega(A, Z, T) \exp\left[\frac{Z\mu_p + (A-Z)\mu_n + B(A, Z)}{T}\right], \quad (1)$$

$\omega(A, Z, T)$ 为复合粒子内部的配分函数, μ_p 和 μ_n 分别为质子和中子的化学势, $B(Z, A)$ 为结合能. 如果不计级联衰变的影响, 则同位素产额比与核温度之间有关系

$$\begin{aligned} R &= \frac{Y(A_1, Z_1) / Y(A_2, Z_1)}{Y(A_3, Z_2) / Y(A_4, Z_2)} \\ &= a \frac{\omega(A_1, Z_1, T) \omega(A_4, Z_2, T)}{\omega(A_2, Z_1, T) \omega(A_3, Z_2, T)} \exp\left[\frac{\Delta A \mu_n + b}{T}\right], \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $a = (A_1 A_4 / A_3 A_2)^{3/2}$, $b = B(A_1, Z_1) + B(A_4, Z_2) - B(A_2, Z_1) - B(A_3, Z_2)$, $\Delta A = A_1 + A_4 - A_2 - A_3$. 假定复合粒子的内部激发处于基态, 并且 $\Delta A = 0$, 则所提取的核温度 T_1 如下:

$$R = a \exp(b / T_1), \quad (3)$$

选择不同的同位素产额比对应的参数 a, b (如表 1). R 的不确定性, 导致 T_1 的不确定性有如下关系^[18]:

$$\Delta T_1 / T_1 = -T_1 \Delta R / (bR). \quad (4)$$

许多研究结果表明, 核反应中发射出的 IMF 存在内部激发, 因此需将内部配分函数的贡献考虑进来. 按巨正则分布区分质子和中子时, 配分函数为:

$$\log \omega(A, Z, T) = \alpha_n N + \alpha_p Z - \beta E + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4(k+1)I_{2k}\{g_n^{(2k)}(\alpha_n/\beta) + g_p^{(2k)}(\alpha_p/\beta)\}}{(2k)!\beta^{2k+1}}, \quad (5)$$

上式中的 g_n, g_p 分别为中子和质子的单粒子能级密度, $\beta = 1/T$, α_n/β 和 α_p/β 则分别为它们对应的化学势, 其中 $I_n = \int_0^{\infty} \ln(1 + e^{-x})x^n dx$. 如果假定各同位素有相同的费米能量, 并把在此情况下所提取的核温度记为 T_2 则:

$$\frac{\omega(A_1, Z_1, T_2)\omega(A_4, Z_2, T_2)}{\omega(A_2, Z_1, T_2)\omega(A_3, Z_2, T_2)} = \exp\{-\beta_2(E_1 - E_2 - E_3 + E_4)\} = \exp[-\beta_2(E_1^* - E_2^* - E_3^* + E_4^*) + b\beta_2], \quad (6)$$

其中 $\beta_2 = 1/T_2$, 激发能 E^* 和核温度 T_2 之间的关系可表示为 $E^* = K(T_2)T_2^2$, 能级密度参数 $K(T_2)$ 与原子核的质量数 A 有正比关系^[19], 于是可得:

$$R = a \exp(2b/T_2). \quad (7)$$

对于核温度不是很高的情况, 可将公式(5)中单粒子能级密度各阶导数的贡献略去, 仅考虑 $k=0$ 的贡献, 可得:

$$T = [1 - \sqrt{1 - 8cT_1^2/b}] b / (2T_1c), \quad (8)$$

T_1 为利用公式(3)所得的核温度, 参数 c 由下式给出:

$$c = (\pi^2/3) \{g_n[\mu(A_1, Z_1)] + g_p[\mu(A_1, Z_1)] + g_n[\mu(A_4, Z_4)] + g_p[\mu(A_4, Z_4)] - g_n[\mu(A_2, Z_2)] - g_p[\mu(A_2, Z_2)] - g_n[\mu(A_3, Z_3)] - g_p[\mu(A_3, Z_3)]\}. \quad (9)$$

表1 一些同位素比值所对应的参数 a, b 和 c

$Y(A_1, Z_1)/Y(A_2, Z_1)$	$Y(A_3, Z_2)/Y(A_4, Z_2)$	a	b	c
${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$	2.18	-13.33	1.419×10^{-2}
	${}^7\text{Li}/{}^8\text{Li}$	1.98	-18.54	2.066×10^{-2}
	${}^9\text{Be}/{}^{10}\text{Be}$	0.38	-13.77	1.854×10^{-2}
${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$	${}^7\text{Li}/{}^8\text{Li}$	0.91	-5.22	6.467×10^{-3}
	${}^9\text{Be}/{}^{10}\text{Be}$	0.17	-0.44	4.343×10^{-3}
	${}^{10}\text{B}/{}^{11}\text{B}$	0.39	4.21	-1.523×10^{-3}
${}^7\text{Li}/{}^8\text{Li}$	${}^9\text{Be}/{}^{10}\text{Be}$	0.19	4.78	-2.124×10^{-3}
	${}^{10}\text{B}/{}^{11}\text{B}$	0.43	9.42	-7.99×10^{-3}
	${}^{11}\text{B}/{}^{12}\text{B}$	0.56	1.34	-3.533×10^{-3}

下面分别用两种具体的模型近似方法来研究在最简单的零阶近似下, IMF 内部激发配分函数对核温度测量的影响. 先考虑 Fermi 气体模型, 此时中子和质子的单粒子能级

密度分别为 $g_p = 3Z\epsilon^{1/2} / \epsilon_{pf}^{3/2}$, $g_n = 3N\epsilon^{1/2} / \epsilon_{nf}^{3/2}$; 中子和质子的费米能量分别为 $\epsilon_{nf} = (2N/A)^{2/3}\epsilon_f$, $\epsilon_{pf} = (2Z/A)^{2/3}\epsilon_f$, 取费米能量 $\epsilon_f = 38\text{MeV}$, 按上式计算的 c 值如表 1 所示, 根据 c 正负号可知考虑了单粒子能级密度的零阶修正后, 可使所测温度由公式 (7) 向公式 (3) 过渡. 公式 (7) 和公式 (3) 分别代表了利用同位素产额提取核温度的上限和下限, 实际的核温度应该介于公式 (7) 和公式 (3) 提取的核温度之间.

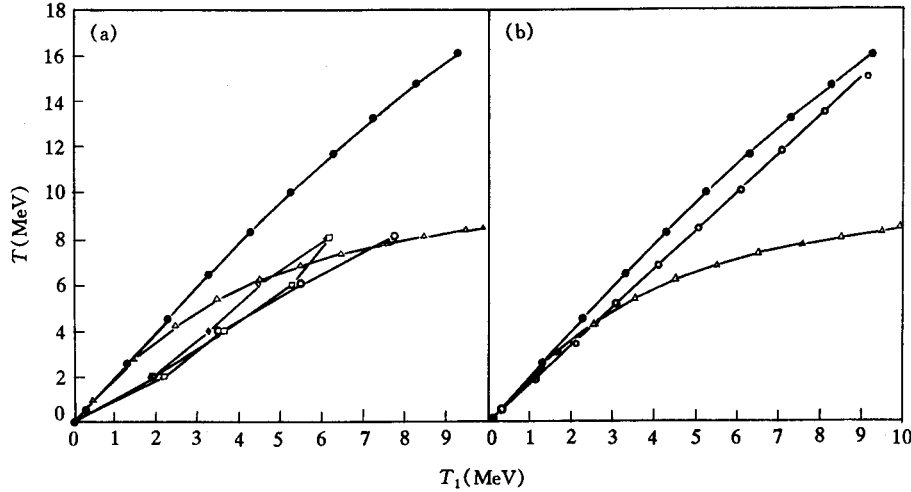


图 1 用不同方法计算的核温度与同位素核温度的关系

- (a) QSM (○为 $\rho_0/\rho = 0.1$, ◇为 $\rho_0/\rho = 0.5$), (b) 在 LDA 近似 (△) 和费米模型基础上零级近似
GEMINI (□) 等模拟计算的结果; 以及 LDA (△) 和 (●) 下内部配分函数对同位素核温度的修正及费米
费米气体 (●) ($k=0$) 的计算结果. 模型解析解 (○) 的结果.

利用区域密度近似 (LDA), 在费米能量处, 质子和中子的单粒子能级密度为:

$$g_{\text{LDA}}(\epsilon_f) = \frac{(3\pi^2 n)^{1/3}}{2\pi^2} \int \frac{2m}{\hbar^2} \rho^{1/3}(r) d^3r. \quad (10)$$

对于质子和中子数分别取 $n = Z/A$ 和 $n = N/A$, 选择核物质密度分布^[20]为费米型分布: $\rho(r) = \rho_0 / \{1 + \exp[(r - R) / a_0]\}$, 其中核半径 $R = (0.978 + 0.0206A^{1/3}) A^{1/3}$; 弥散度 $a_0 = 0.54\text{fm}$; $\rho_0 = 3A / \{4\pi R^3 [1 + (a_0\pi / r)^2]\}$. 对于同位素比 [$^3\text{He} / ^4\text{He}$] / [$^6\text{Li} / ^7\text{Li}$] 可得参数 $c = 0.2167$. 由图 1(a) 可见, IMF 的内部激发对同位素核温度的测量有很大的影响, 文献 [18] 中所得的近似结果 $T = 1.2T_1$, 其物理根据可能在于 IMF 的内部配分函数的影响. 由图 1(b) 对配分函数的零级近似计算的结果和解析的结果比较, 可以看出, 零级近似已包含了最主要的贡献.

3 结果和讨论

通过计算可以发现, 在热核衰变中发射的中等质量碎片, 其内部激发对同位素核温

度的测量有很大的影响. 忽略 IMF 内部配分函数的影响时, 利用公式(3)提取的核温度和假定各个 IMF 同位素有相同的费米能的条件下, 利用公式(7)提取的结果分别代表了提取核温度的下限和上限. 对于核温度不是很高的情况, 配分函数展开式中的零级近似就能很好地反映出它的影响.

与其它核温度测量方法相比, 同位素核温度的测量手段比较简单, 容易实现, 但对实验工作中的同位素分辨要求要严格一些, 如果同位素分辨不是很好, 在计算相邻同位素的产额时, 某一同位素产额的减小, 就会使相邻同位素的产额计算值增大, 导致产额比偏差较大. 存在相变时, 激发能和核温度 T 的对应关系 $E^* = K(T)T^2$ 是否成立, 目前还不清楚, 在这种情况下, 同位素核温度测量方法是否有效有待于进一步研究.

参 考 文 献

- [1] L. P. Csernai, J. I. Kapusta, *Phys. Rep.*, **131**(1986)223.
- [2] E. Suraud, C. Gregoire, B. Tamain, *Prog. of Nucl. and Particle Sci.*, **23**(1989)357.
- [3] G. J. Kunde *et al.*, *Phys. Lett.*, **B272**(1991)202.
- [4] C. A. Ogilvie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1992)1214.
- [5] Xu, H. M *et al.*, *Phys. Lett.*, **B182**(1986)155.
- [6] D. Hahn, H. Stöcker, *Nucl. Phys.*, **A476**(1988)718.
- [7] R. J. Charity *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A483**(1988)371.
- [8] D. H. E. Gross, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **30**(1993)155.
- [9] J. Pochodzalla *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995)1040.
- [10] A. Chbihi, D. H. E. Gross, O. Schapiro *et al.*, *Ganil*, P95-24.
- [11] 王 辉、郑玉明、萨本豪等, 高能物理与核物理, **21**(1997)44.
- [12] J. Pochodzalla *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985)177.
- [13] 祁鸿飞、詹文龙、诸永泰等, 高能物理与核物理, **17**(1993)294.
- [14] Xi Hongfei, Zhan Wenlong, Zhu Yongtai *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A552**(1993)281.
- [15] F. Deák *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)219.
- [16] F. Deák *et al.*, *Phys. Rev.*, **C39**(1989)733.
- [17] S. Albergo, S. Costa, E. Costanzo *et al.*, *Nuovo Cimento*, **A89**(1985)1.
- [18] T. Möhlenkamp *et al.*, in XXXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Jan. 1995, Bormio, Italy Edited by I. Iori, p383.
- [19] S. Shlomo, *Nucl. Phys.*, **A539**(1992)17.
- [20] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, **C1**(1970)1261.

Influence of IMF Internal Excitation on the Isotope Nuclear Temperature

Wei Zhiyong Zhu Yongtai

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

Received 18 June 1996

Abstract

The single particle level densities, calculated with the local density approximation and Fermi gas model respectively, are used to obtain the partition functions. The internal excitation of the IMF emitted from the decay of hot nucleus has an effect upon the isotope nuclear temperature.

Key words isotope nuclear temperature, IMF, partition functions.