

高激发核物质液-气相变与核温度*

靳根明

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 评述了高激发核的激发能及核温度的测量方法, 以及这些测量方法的可靠性. 同时还根据理论模拟的结果讨论了当前得到的核物质质量热曲线中可能存在的问题, 提出了进一步开展核物质质量热曲线研究中温度测量的一些措施.

关键词 液气-相变 量热曲线 激发能 核温度

分类号 O571.4

1 引言

多年来, 随着重离子束流, 特别是中高能重离子束流的提供, 对原子核物质的性质, 特别是其热力学性质进行了很多的理论研究和实验研究. 众所周知, 原子核在低激发时,

其热力学性质, 如核温度与激发能的关系遵循费米气体的规律, 即 $E^* = aT^2$, 其中 a 是能级密度参数, 取值范围在 $1/13 \sim 1/8$ MeV, T 是核温度. 理论上认为, 随着激发能的增加, 核物质将会发生液-气相变^[1~5].

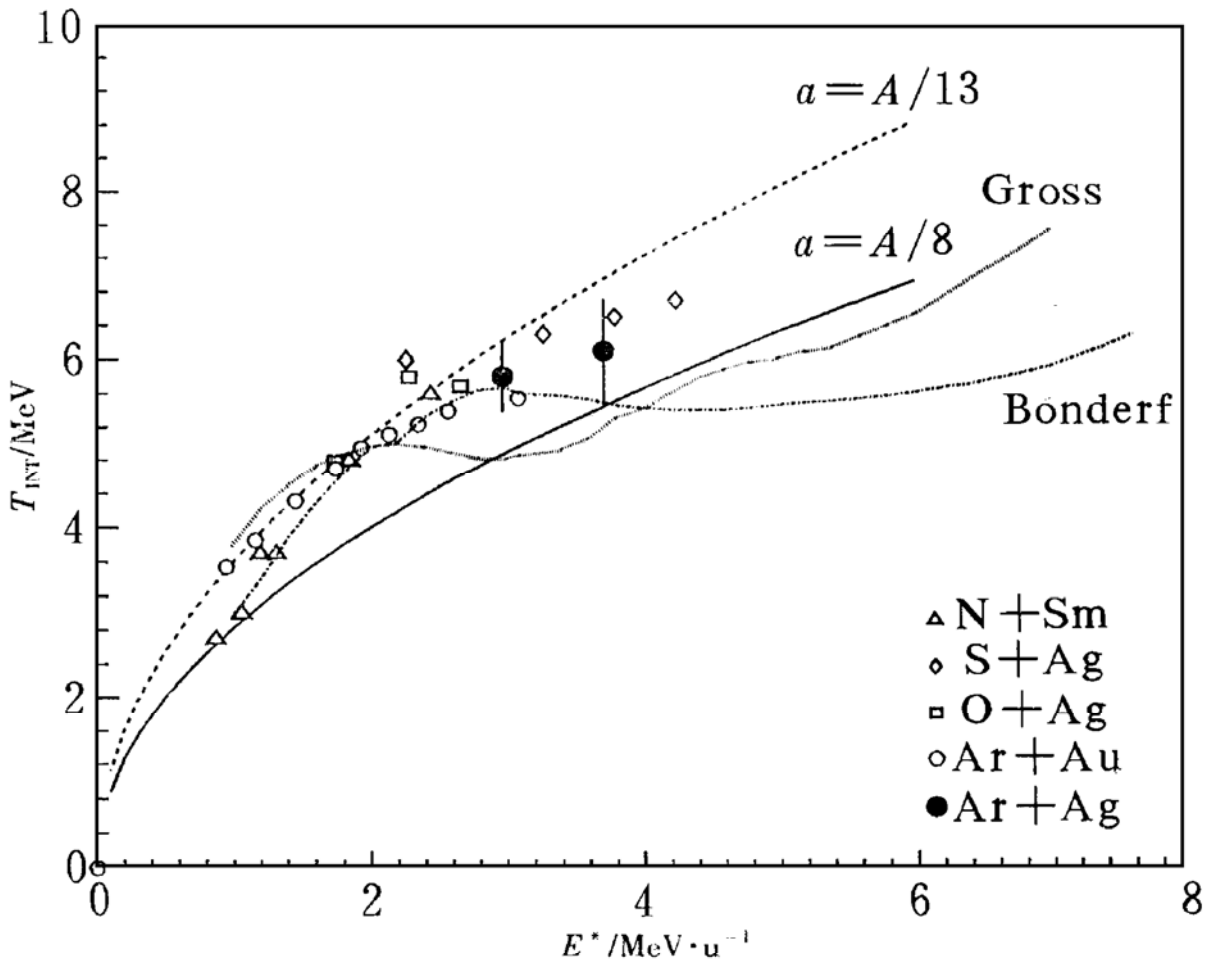


图1 理论预言的核物质的量热曲线——温度与激发能的关系

* 1998 - 09 - 15 收稿.

* 国家自然科学基金(项目号19575055)资助.

一种理论认为, 在热激发能不是太高的时候 ($3\sim 4$ MeV/u), 核物质发生的相变现象是由于核物质热熔量的变化, 实验上观察到的是核碎成三块或更多个较大的碎块, 以及轻粒子的发射. 这时, 核温度将不随激发能的变化而变化. 核激发能进一步增加到 $8\sim 10$ MeV/u 时, 核物质则全部碎为轻粒子(气化)^[6,7]. 这种现象与人们经常遇到的水的汽化有类似之处. 人们也就想象核物质的相变图与水的相变图应该是类似的(见图1). 早在1989年, Wada 等^[8]利用 35 MeV/u ^{32}S 束流轰击 Ag 靶, 测量了温度与激发能的关系.

的关系, 给出的结果(量热曲线)与水的量热曲线惊人的相似: 在 $E \leq 3\sim 4$ MeV/u 时, 温度与激发能的关系符合费米气体的热力学规律, 在 $E = 4\sim 10$ MeV/u 区间, 核物质温度保持一个常量, 在 $E > 10$ MeV/u 时, 温度又随激发能的增加而增加(见图2). 这一结果引起了国际核物理学家的极大兴趣. 但它是否能说明核物质的热力学性质, 其量热曲线与水的量热曲线是否一致? 除从理论上进行了深入地探讨外, 从实验上进行更深入地研究和分析也是必要的. 理论上, 对 ALADIN 数据有不同的解释^[11~13], 如 G. Papp 研究了球形热核动力学膨胀问题. 他们认为, 初始激发能较低时, 热核可以发生具有最大可能幅度的单极振动.

2 核物质相变的实验研究

为了得到核物质相变的信号, 通常都是测量中高能重离子碰撞中形成的热核(物质)的温度与激发能的关系, 即得到它的量热曲线. 这里面的关键有两个方面, 首先是测量热核物质的热激发能, 再一个就是相关的核温度的测定. 激发能的测量方法主要有: (1) 测定所有出射道的动能, 将其求和; (2) 通过各种方法测定碰撞中的线性动量转移, 并由线性动量转移推导出热激发能. 在第一种方法中, 实验上不可能把全部出射道都测出来, 只能根据主要的反应道, 如中子、带电粒子, 在一定的假设下求出激发能. 由这种方法给出的激发能的精确度相对比较高. 测量激发能的第二种方法的误差大. 原因在于一般确定线性动量转移时, 需测定热核剩余部分的反冲速度及质量数. 即使反冲速度测量精确度较大, 但质量的确定则有两个误差来源: 一是测量误差(现有设备的测量误差在百分之几); 二是来自原始质量的推导. 由于激发能与原始余核发射核子的多少相关, 虽然根据测到的激发能可反推原始余核的核子数, 但其误差较大.

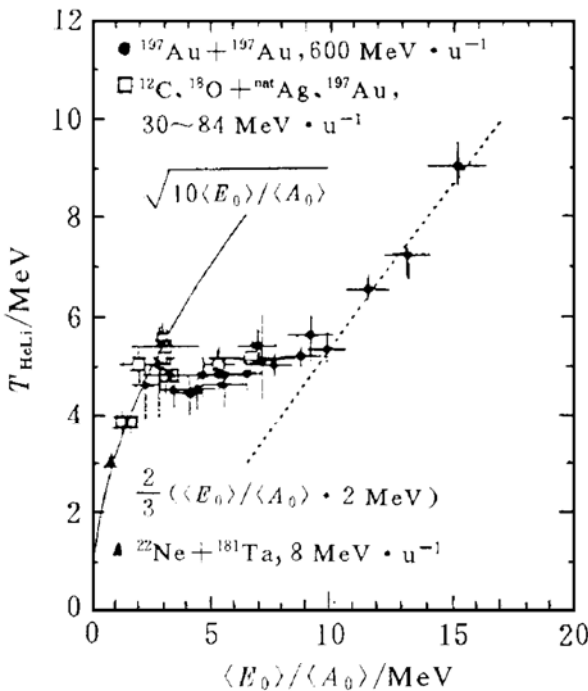


图2 600 MeV/u Au+Au 反应中产生的热核物质的量热曲线

温度是由双同位素比提取的 T_{HeLi} , 平均激发能量是由入射道和出射道总的能量平衡得出的, 即 $\langle E_0 \rangle = (\langle \sum_i M_i \rangle + \langle \sum_i k_i \rangle) - (\langle m_0 \rangle + \langle k_0 \rangle)$.

近来, 吴和宇等^[9]也利用 25 MeV/u Ar+Au 等测量了更重的一些核的温度和激发能的关系. 这些实验结果表明, 在 $E^* \approx 3$ MeV/u 区域, 核温度似乎有饱和现象. ALADIN 小组在德国 GSI 利用更高能量 (600 MeV/u) 的 Au+Au 反应^[10], 第一次在很宽的激发能范围内从实验上研究了核物质的温度与激发能

总之, 尽管两种测量激发能的方法都存在一定的误差, 但实验上证明, 还都是可信的, 与理论的预言相差不是太大. 随着实验条件的改进, 第一种测量激发能的方法将被更多地采用.

核温度是核系统的一个热力学量, 实验上不能直接测量, 只能对真正热力学温度给出一个较近似的观测值. 因此, 可通过各种观测量的测定推导出核系统的温度, 目前在实验上采用的有三种方法: 能谱斜率法、不稳定核的态布居法、双同位素比值法. 下面对其分别加以描述.

2.1 能谱斜率法

能谱斜率法是测量核温度应用最广泛的方法, 它是根据平衡热源(激发核)发射粒子的动能谱的测定而导出的. 处于热平衡的激发核蒸发粒子的动能分布服从麦克斯威尔分布

$$N(E_k) = C(E_k - B_c) \exp\left(-\frac{E_k - B_c}{T_s}\right),$$

E_k 是发射粒子的动能, B_c 是发射粒子的库仑位垒, T_s 是源发射粒子后的温度.

利用这一方法首先要正确地确定粒子发射源, 在实验上确定发射源通常用以下三种方法:

(1) 符合测量发射粒子和蒸发余核或者裂变碎片. 这种方法在低能时用得较多, 因为此时只有一个重余核或者裂变反应是最优先的反应道.

(2) 利用“三源”模型方法符合在各个角度(包括前、中、后角区)上探测到的单举粒子能谱. 这些单举事件来自于不同碰撞参数和不同激发能的发射源, 因此, 这些源的反冲速度、激发能都不一样. 这些源发射的粒子混合在一起, 进行平均分析会导致较大的不确定性. 众所周知, 碰撞参数是在很大范围内变化, 这导致发射源的大小及其初始激发能(不论按照什么模型计算)都有很大的变化. 因此, 三源模型给出的谱温度非常粗略.

(3) 再构每个事件的发射源方法, 这种方法需要对出射道尽可能完全地测量. 如果实验条件允许, 在入射能为 $15 \sim 20$ MeV/u 范围内, 它是一种最可信的温度测量(推导)方法. 在这一能区重反应系统一般只存在两个主要的热发射源(类靶和类弹)和一些中等快度产物的发射(包括直接发射、颈部发射或者叫做参加者). 由于随着碰撞参数的变化热核激发能也在变化, 即在碰撞中会产生具有很宽激发能范围的热核, 这使得我们在同一实验中有可能在很宽激发能量范围内研究热核温度与激发能的关系.

不管利用什么方法测定谱温度, 当激发能很高时, 都可能会出现偏差. 特别是当核物质被压缩时, 由于库仑相互作用使出射粒子的动能不仅具有热运动动能, 同时还具有库仑作用. 因此, 在高激发能时, 需考虑库仑相互作用的影响.

另外, 粒子的发射是在热核的整个衰变链上发生的, 利用粒子动能谱得到的源温度只是一个加权平均温度, 对不同的粒子其权重不尽相同. 得出的动能谱温度只主要表示某一段衰变时间的情况. 在中能特别是高能重离子反应中, 利用能谱斜率提取核温度时需要给予注意.

2.2 相对态布居比温度

这一方法的原理是根据下面的事实, 即一个处于热平衡的核形成处于不同激发态的一种集团的几率正比于 Boltzman 常数.

$$F_B = \exp\left(-\frac{\Delta E^*}{T_{\text{pop}}}\right),$$

这里 $\Delta E^* = E_1^* - E_2^*$, 是发射集团两个态之间的能量差. T_{pop} 则是发射源的温度.

发射处于两种不同激发态的集团的数目比则为

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \cdot F_B,$$

J_1 和 J_2 是两种激发态的自旋. 结合这 2 个公式, 可得到态布居温度的公式为

$$T_{\text{pop}} = \frac{\Delta E^*}{\ln\left(\frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \cdot \frac{N_1}{N_2}\right)}$$

$$= \frac{E_1^* - E_2^*}{\ln\left(\frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \cdot \frac{N_1}{N_2}\right)}$$

从公式可以清楚地了解到，这种温度对两激发能级间的能量差较灵敏。在80年代后期和90年代早期使用该方法提取核温度的报导较多。但从实验结果来看，利用这种方法得到的核温度的值比同样激发能下利用能谱方法得到的核温度低，而且得到的大多数温度值，不论入射能的高低，都不超过4~5 MeV，似乎利用该方法提取的核温度与反应的类型(周边反应或中心碰撞)无关，只是随入射能增加稍微有些增加^[14,15]。

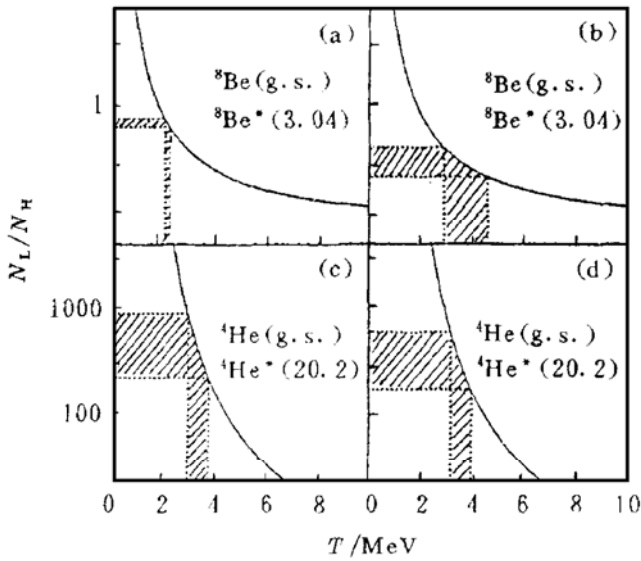


图3 粒子态布居比与相应的发射温度 (a)、(c)未修正，(b)、(d)对随衰变引起的边馈效应进行了修正。

实验研究中发现，这种方法与粒子能级的边馈关系密切。在高激发核衰变中，可以发射各种处于不同激发态的粒子，有许多激发态是粒子稳定态，但也有许多粒子的基态，特别是粒子的高激发态是粒子不稳定的。例如，处于高激发态的⁹Be，可通过⁹Be→⁸Be+n过程衰变到⁸Be的某一激发态或基态。那么，这一过程势必增加了⁸Be某一激发态的布居

比例，这一现象就是边馈效应。因此，在利用这一方法提取核温度时，要特别注意对边馈效应的修正。例如，段利敏等^[15]研究了⁹Be和⁹B_{g.s.}的衰变对利用⁸Be提取核温度的影响。根据他们的计算，在不考虑⁹Be和⁹B_{g.s.}衰变对⁸Be的基态和3.04 MeV激发态的贡献时，利用⁸Be的3.04 MeV激发态和基态布居比得出的核温度只有(2.2±0.1) MeV，而考虑了⁹Be和⁹B_{g.s.}的贡献后，得到的核温度却在3.5^{+1.3}_{-0.8} MeV，两者相差达1.3 MeV(见图3)。

前面提到，利用一些方法提取核温度时，尽可能利用能量相差大的两个能级。这从公式中可看得很清楚。如果ΔE*与温度(T_{pop})之比很小时，即当温度很高时，温度与两态计数之比的变化是不灵敏的。例如，利用⁸B_{g.s.}和3.04 MeV激发态之比提取核温度，当T_{pop}>4 MeV时，即T_{pop}从4 MeV变化到6 MeV时，布居比值的变化仅17%，即使变化到8 MeV，比值的变化量也只达到27%，这与实验上给出的比值的误差接近，这就很难说核温度到底是多少。因此在此方法中一定要利用ΔE*尽可能最大的那些核态。

2.3 双同位素比值温度

这一方法是1989年 Alkergo 等人建议的。自1995年 ALADIN 小组用来研究了相对论重离子碰撞中核物质激发能与其温度的关系后，这一方法更加引人注目。该方法的基本假设是发射源不仅处于热平衡，而且处于化学平衡。那么，在这种情况下，两个中子数(质子数)只相差1的同位(同中)素的产额比依赖于发射体的温度，与自由的中子(质子)密度有关。取两组这样的比进行比较，则可以消除对自由中子(质子)密度的依赖性，因此，双同位(同中)素产额之比只取决于发射源温度。其公式可简化为

$$T_r^0 = \frac{B}{\ln\left(S \cdot \frac{Y_1/Y_2}{Y_3/Y_4}\right)}$$

其中, Y_1, Y_2, Y_3, Y_4 是 4 种同位素的产额, S 取决于每种同位素布居态的自旋, B 是其结合能差: $(B_2 - B_1) - (B_4 - B_3)$.

最初利用这种方法提取出的核温度的振荡比较严重(见图 4). Tang 等^[16]对产生这一现象的原因进行了深入的研究. 他们认为结合能的差别是导致这一现象的根本原因. 随之, 他们利用 Fermi 实验室的 $E_p = 80 \sim 350$ GeV/u 的质子轰击 Xe 的单举同位素数据 (Li-Si 80 多个同位素产额), 在假设 $\Delta Z = 0, \Delta A = 1$ 的情况下, 组成了 1 326 个同位素比温度, 给出了此温度与结合能的关系. 如果将同位素比温度重新写作 $T = B / \ln(a, R_{app})$, a 是与自旋和质量变化有关的量, R_{app} 是测到的双同位素产额比, 那么结合能变化对温度的影响可组成常数 k , 使得 $R_{app} = kR_o$, R_o 为实际的双同位素比平衡值. 进而有

$$\frac{1}{T} = \frac{\ln(a, kR_o)}{B} = \frac{1}{T_o} + \frac{\ln k}{B},$$

其中, T_o 为实际的温度, T 为测得的温度, 最后一项是结合能影响的修正. 经过这样修正后, 由双同位素比提取的核温度的振荡现象大大降低, 而且也证明可以用于其它反应系统. 修正后仍然留下的小的振荡可能来自于碎裂时的非平衡影响或者可能来自具有不同 Z/A 的源的贡献.

但是, 利用这种方法得到的核温度, 总体而言是偏低的. 可能的原因, 也与利用态布居方法的相似, 同位素产额比受温度的影响较大^[17], 即随着温度的升高, 同位素产额比的变化比较小. 特别是当温度很高时, 这一现象就更为明显(见图 5).

以上三种提取核温度的方法究竟哪一种更接近实际情况, 这是近来人们最关心的问题. 否则, 对所得到的量热曲线的真实含义就不可能弄明白.

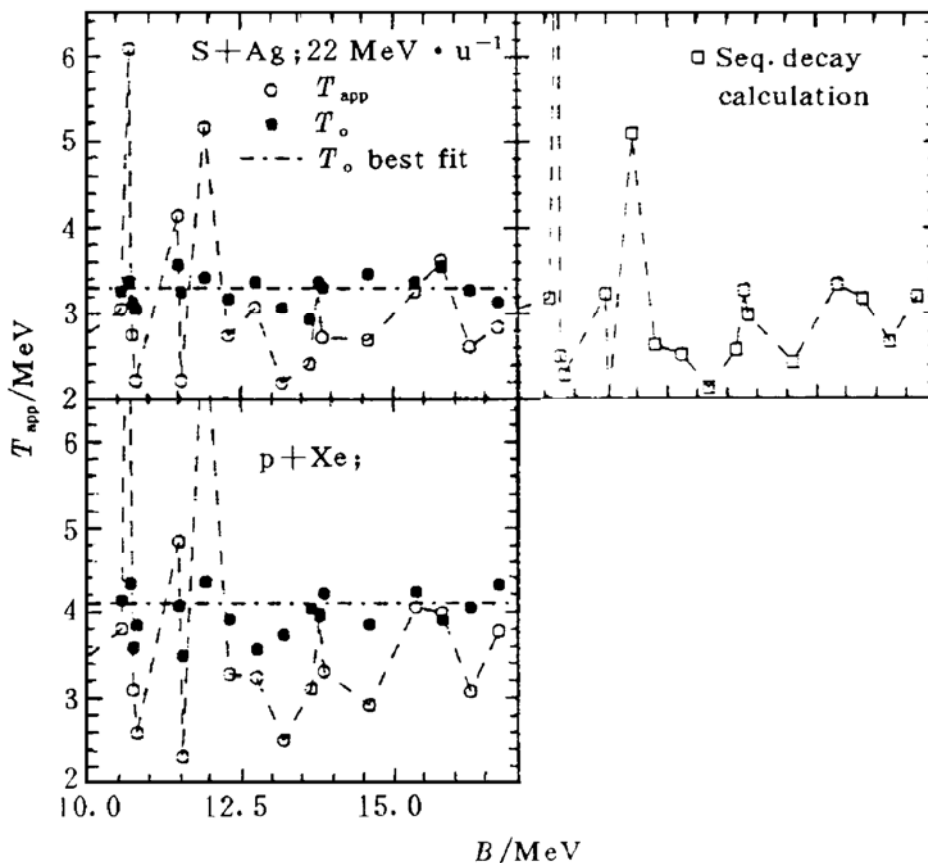


图 4 同位素温度与(同位素)粒子结合能的函数关系

○ 是直接从同位素比值提取的温度, · 按结合能修正后的数据, 右上图为按照相继衰变模型计算的表现温度.

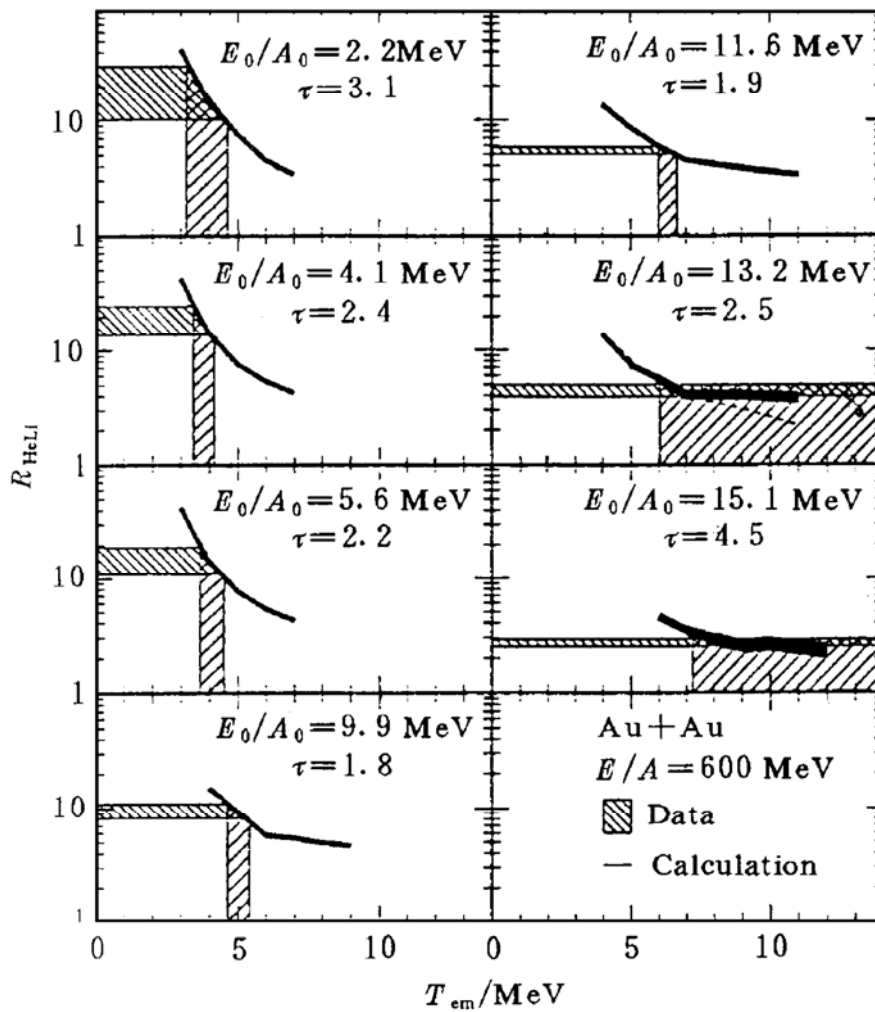


图5 同位素产额比值与发射温度的依赖关系

纵坐标阴影区为测到的比值范围，横坐标阴影区为提取的核温度范围。

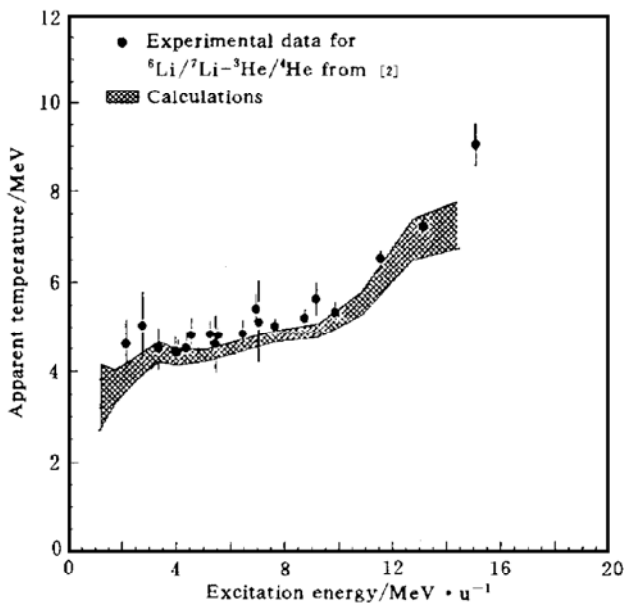


图6 利用级联统计衰变模型对 ALADIN 数据的模拟(温度为同位素 ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}-{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ 比温度；阴影区表示统计误差)

最近 Siwek 等^[18]利用相继统计模型对核

温度进行了进一步的研究，得到的结果很有启发性。

这一模型的基本假设是：连续发射中，除了激发能、温度和角动量不断降低外，其它都是相互独立的，即每一次发射后，发射源重新成为一个全部热平衡的发射体。这里没有考虑角动量的作用。另外的假设是 $Z < 6$ 和 $A < 10$ 的碎片是以分离态发射的，而更重的碎片发射后要衰变到其激发能全耗尽，或者衰变成 $Z < 6$ 和 $A < 10$ 的轻碎片。总激发能随机选择，初始温度 T_{ini} 和每步开始的温度都用 Fermi 气体温度公式计算。他们在计算中同时给出了不同衰变阶段的计算结果，以考察各种因素对最后“测到”的温度的影响。例如，边馈效应、能级密度和态的宽度等因素对各种方法提取的温度的影响。最后的结

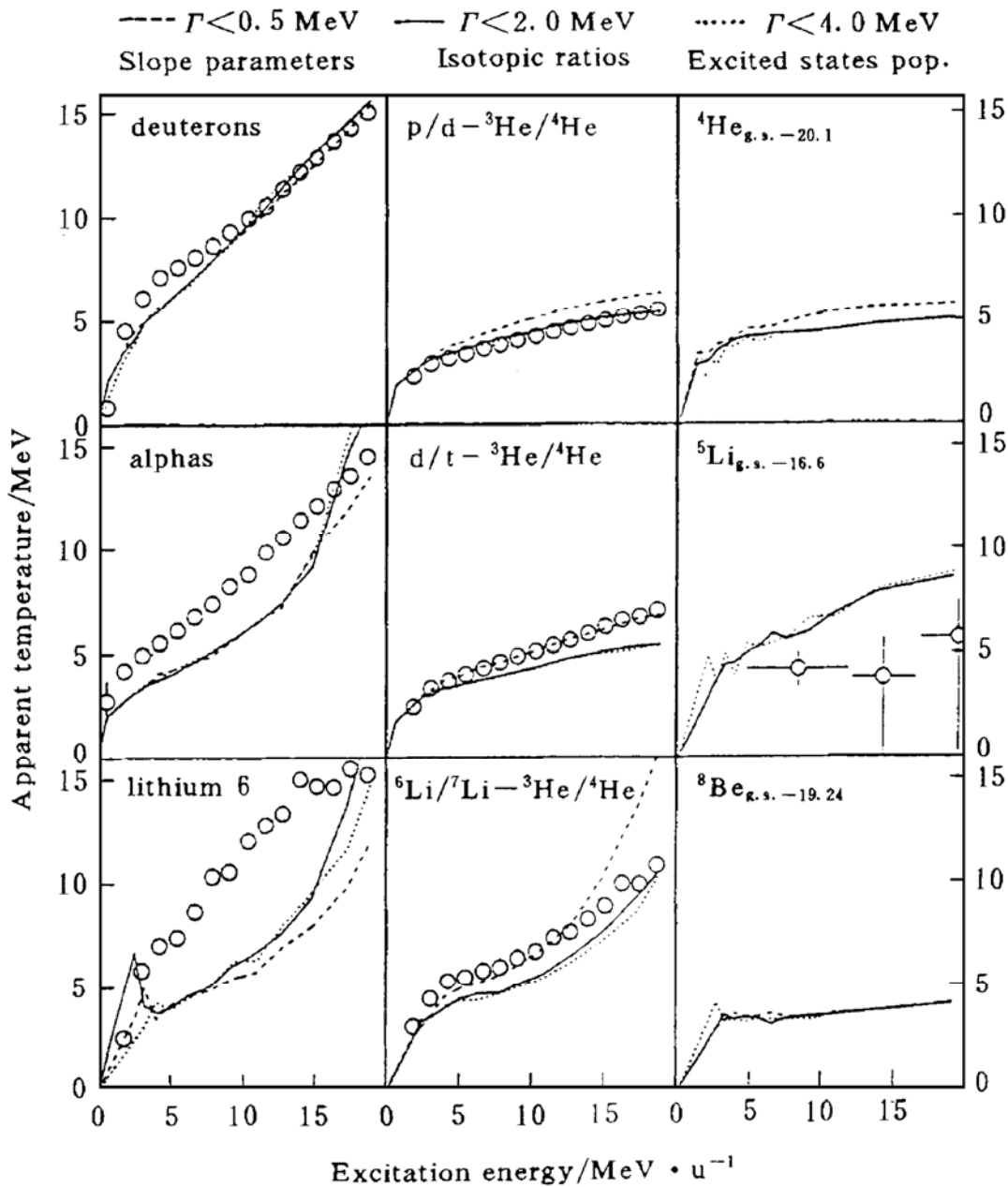


图7 利用级联统计衰变模型对 INDRA 实验数据的模拟结果及其与实验数据的比较

Γ 为发射粒子的孤立激发态宽度; 纵坐标为观测到的表观温度, 横坐标为激发能; (左)能谱斜率提取的温度, (中)同位素比温度, (右)激发态布居温度.

果表明: 根据轻粒子能谱的斜率得到的核温度对激发核初始温度的记忆最好. 当然, 在实际实验中可能会被不同源发射和集体膨胀所干扰, 而同位素温度则由于退激链及边馈的影响, 而大大偏离初始温度. 态布居温度与同位素温度具有相似的行为, 即随着初始温度的升高, 后两种温度与初始温度的偏离(低于初始温度)程度则越来越大. 如果将初始温度转换成激发能, 在量热曲线($T-E^*$)

中, 则表现为核温度随激发能的升高而趋于饱和的现象. 利用这种简单的模型可以比较好地重现 ALADIN 数据和 INDRA 数据(见图6和图7). 特别是对 ALADIN 数据的重现, 似乎说明在 600 MeV Au+Au 反应中观测到的量热曲线并不一定表明是由于核物质的液-气相变, 而只是由于使用双同位素比方法提取的核温度与实际值发生偏离的结果. 这些结果也说明热核碎裂(解体)的实际机制与所测到的核温度的关系并不十分密切. 观测到

的温度只是主要由连续的衰变决定的. 这在另外的模拟计算中^[19]得到了确认.

3 结论

总之, 观测到的量热曲线能否真正象水的量热曲线那样反映核物质的液-气相变, 主要看测到的温度是否真正是核物质的初始温度. 同时, 利用简单的连续衰变模型模拟的结果似乎也提出另外一个问题, 到底核物质相变最明显的信号是什么. 如果真的象 Boodorf^[7]和 Gross^[6]模型预言的那样, 当激发能达到一定值时温度会出现饱和, 为什么实验观测那么不确定?

无论如何, 到目前为止, 对激发核的初始温度的测量还是一个没有很好解决的问题. 特别是如何从测量到的表观温度真实地

推导出核的初始温度, 不仅要求从理论上提

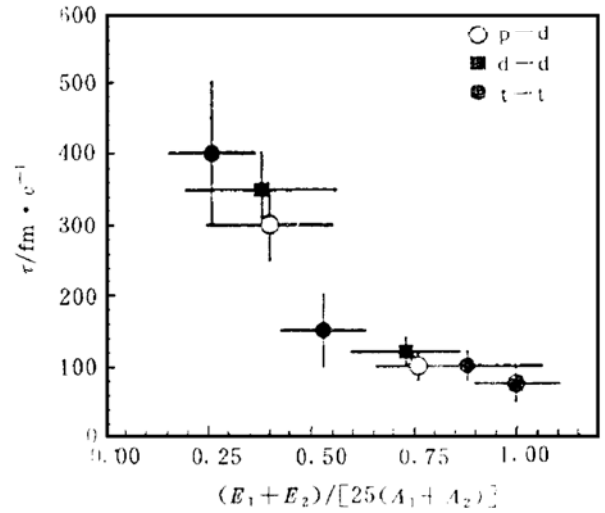


图8 从 p-p、d-d 和 t-t 关联函数提取的发射时间随发射粒子能量的变化 (25 MeV/u ⁴⁰Ar + ¹⁹⁷Au)

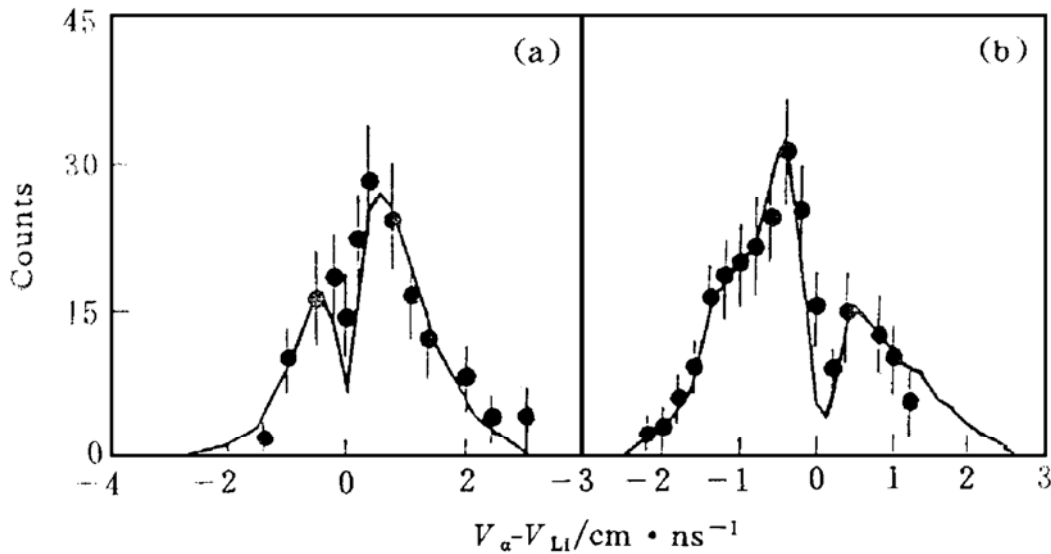


图9 He-Li 速度差分布与裂变碎片关联的发射粒子能量的关系
速度差小于零表明第一种粒子后发射, 速度差大于零则表明第一种粒子先发射.

出新的与核温度关系更密切的可观测量, 从实验上讲, 也需要寻找与激发核初始温度关系密切的量. 例如, 从实验和理论的经验上都认为, 在激发核衰变的初期, 发射粒子的动能平均值要高一些, 发射时标, 不论是轻粒子的或是复杂粒子的, 都短一些. 随着激发核的退激, 发射源的温度降低, 发射粒子的能量也会降低, 其发射粒子的时标也会变长^[14,20,21], 甚至粒子的发射顺序也会发生变化^[22]. 这些变化可能会给我们正确地提取和

推导激发核初始温度提供有意义的信息和判断(见图8和图9). 例如, 利用高能量的出射粒子(这部分粒子的发射时间短, 认为可能是衰变早期发射的)进行的温度的提取, 有可能得到更接近激发核的初始温度.

参 考 文 献

- 1 Lamb D Q. Hot Dense Matter and Stellar Collape. Phys Rev Lett, 1978, 41: 1623~1627
- 2 Jaqaman H, Mekjian A Z, Zamick L. Nuclear Conden-

- sation. Phys Rev, 1983, C27: 2782~2792
- 3 Kapusta J. Deuteron and Entropy Production and the Nuclear Liquid-gas Phase Transition. Phys Rev, 1984, C29: 1736~1743
 - 4 Goodman A L, Kapsta J, Mekjian A Z. Liquid-gas Phase Instabilities and Droplet Formation in Nuclear Reactions. Phys Rev, 1984, C30: 851~865
 - 5 Boal D H, Goodman A L. Fragmentation in the Mechanical Instability Region. Phys Rev, 1984, C33: 1690~1698
 - 6 Zhang X, Massmann H, Xu Shugan *et al.* on the Charge Dispersion in High-energy Proton-xenon Collisions. Phys Lett B, 1987, 194: 183~186
 - 7 Bondorf J P, Donangelo R, Schulz H *et al.* Energy Thresholds for Fragmentation and Vaporization of the Atomic Nucleus. Phys Lett, 1985, 162B: 30~34
 - 8 Wada R, Fabris D, Hagel K *et al.* Temperature and Excitation Energies of Hot Nuclei in the Reactions of $^{32}\text{S} + \text{Ag}$ and $^{16}\text{O} + \text{Ag}$ at 30 MeV/nucleus. Phys Rev, 1989, C39: 497~515
 - 9 Wu H, Jin G, Li Z *et al.* Temperature and Excitation Energy of Hot Nuclei in the Reaction of $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ at 25 MeV/nucleus. Nucl Phys, 1997, A617: 385~394
 - 10 Pochadzalla J, Möhlenkamp T, Rubehn T *et al.* Probing the Nuclear Liquid-gas Phase Transition. Phys Rev Lett, 1995, 75: 1040~1043
 - 11 Papp G, Nörenbeg W. Pre-cluster Dynamics in Multi-fragmentation. GSI Scientific Report, 1995, 60
 - 12 Natowitz J B, Hagel K, Wade R *et al.* Limiting Temperatures of Neutron Rich Nuclei: A Possible Interpretation of Data from Isotope Yield Ratio. Phys Rev, 1995, C52: R2322~R2325
 - 13 Samaddar S K, De J N, Shlomo S. Effect of Flow on the Caloric Curve for Finite Nuclei. Phys Rev Lett, 1997, 79: 4962~4965
 - 14 贺智勇, 李祖玉, 段利敏等. 态布居测热核温度及其碰撞参数的关系. 物理学报, 1997, 46: 35~41
 - 15 段利敏, 李祖玉, 靳根明等. 25 MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 反应中相对态布居与发射温度的提取. 高能物理与核物理, 1995, 19: 393~397
 - 16 Tsang M B, Lynch W H, Xi G *et al.* Nuclear Temperatures from Isotope Yield Ratios. Phys Rev Lett, 1997, 78: 3836~3839
 - 17 Xi H, Lynch W G, Tsang M B *et al.* Secondary Decay and the Helium Lithium Isotope Thermometer. Ann Report, MSU, 1996, 11~21
 - 18 Siwek A, Durand D, Gulminelli F *et al.* Investigating the Nuclear Caloric Curve with a Sequential Statistical Model. 96 LPC, Preprint.
 - 19 Gulminelli F, Durand D. Theoretical Comparison of Different Thermometers for the Determination of the Nuclear Caloric Curve. Nucl Phys, 1997, A615: 117~134
 - 20 He Zhiyong, Jin Genming, Li Zuyu *et al.* Emission Time for Light Charged Particles from Symmetric and Asymmetric Fission Processes for $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ Reactions at 25 MeV/u. Phys Rev, 1998, C57: 1824~1831
 - 21 He Zhiyong, Duan Limin, Jin Genming *et al.* The Correlation Function and Emission Time Scales for Light Particles and Light Fragments in $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ Reactions at 25 MeV/nucleus. Nucl Phys, 1997, A620: 214~228
 - 22 He Zhiyong, Jin Genming, Li Zuyu *et al.* Which Sort of Particles was Emitted Earlier During Decay of Highly Excited Nuclei. Science in China, 1998, 41: 1228~1232

Liquid-gas Phase Transition of Highly Excited Nuclear Matter and Nuclear Temperature

Jin Genming

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

Abstract The methods measuring excitation energies and temperature of highly excited nuclear matter and their reliability have been summarized. According to the research and simulation the measured caloric curve has been discussed and some suggestions for further

investigation of nuclear temperature were pointed out.

Key words liquid-gas phase transition caloric curve excitation energy nuclear temperature
