

核破裂中的激发能的作用*

马余刚^{1,2} 苏前敏¹ 沈文庆¹ 王建松¹ 方德清¹ 蔡翔舟¹ 张虎勇¹

1 (中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

2 (复旦大学—李政道综合物理实验室 上海 200433)

摘要 在晶格气体模型的框架中研究了 ^{129}Xe 系统在破裂过程中的热力学性质和轻粒子发射性质随核温度和系统的冻结密度的变化规律. 计算发现在不同的冻结密度下, ^{129}Xe 破裂过程的物理观测量呈现了不同的温度相关性. 在这种情况下,核物质液气相变发生时的临界温度强烈地依赖于系统的冻结密度. 当激发能代替温度作为一个自变量时,临界激发能将不再灵敏地依赖于系统的冻结密度. 除此之外,由于不同冻结密度而引起的不同粒子发射产额的温度相关性,也随着激发能的应用,出现了几乎一致的激发能依赖性. 从这些结果中可以认为,激发能可以作为一个控制核破裂的基本物理量和标度量.

关键词 晶格气体模型 核温度 激发能 临界现象

1 引言

近年来,核的“卡路里”曲线^[1,2]引起了实验和理论核科学家的广泛兴趣. 尤其是当发生一级液气相变时,“卡路里”曲线会在一定的激发能区域呈现出一个温度的平台,即潜热的区域. 所谓的“卡路里”曲线通常是指核温度随激发能的变化关系,也就是激发能和温度不应该是自关联量. 一方面,从实验的角度说,测量的核温度通常反映的是整个系统衰变链的级联退激的平均“表观”温度,如果要得到“真正”的核的初始温度,就必须仔细地修正由于核衰变的“反馈”效应而带来的偏差. 而对于激发能来说,这个量能够在当今的 4π 实验中被很好地再构,比如从热核碎裂前后总能量守恒中提取. 另一方面,从理论的角度说,统计模型中的温度和冻结密度通常是作为两个独立的自变量. 从这两个变量出发,并在合适的模型假定下,可以导出几乎所有的热力学量. 理论上,激发能可以通过有限温度态与零温态的总能量差来获得,它通常也依赖于核温度和冻结密度.

除了“卡路里”曲线对液气相变有意义外,一些其它观测量也紧密地联系于核的相变

1999-03-17 收稿

* 国家杰出青年基金(19725521),国家自然科学基金(19705012),上海市科技启明星计划(97QA14038),中国科学院院长基金特别支持,国家教委和国家人事部择优资助留学回国人员基金资助和上海市引进海外高层次人才专项基金资助

和临界现象.核作为一个量子多体的微观的体系,在正常状态下,可以看作是由中子和质子组成的费米液滴.但当它们经历了暴烈的核-核碰撞时,有可能引起核的破裂并产生大量的中间质量碎片^[3].这种现象可以被认为象诸如在流体、原子和另外体系中^[4]观察到的临界现象在核物质中的体现的标志,进一步提示了人们从实验上观测原子核体系的液气相变的可能性.重离子碰撞中多重碎裂道和气化道的开放能被解释成核物质中的液相和气相混合的信号^[5].另一方面,人们发现从核的多重碎裂体系中产生的碎片的电荷或质量分布中提取的临界指数也符合液气相变的性质^[6].为了有针对性地指导实验上寻找核物质的液气相变和临界现象,并对实验数据进行解释,目前人们已经发展了许多理论模型来研究这些核物质的相变和临界现象,比如渗透模型^[7]、晶格气体模型和统计多重碎裂模型^[8].晶格气体模型是一类短程作用模型^[9,10],它已经成功地应用到同位旋对称或非对称的核物理的研究中.晶格气体模型是在假定一个核体系在一定冻结密度 ρ_f 的热平衡条件下进行的.在以往的晶格气体模型的研究中,温度被看成是一个控制核破裂的变量.在本工作中,将通过晶格气体模型研究中重尺寸的核¹²⁹Xe核的临界行为和粒子发射的性质,揭示激发能可以作为一个基本的控制核破裂的物理量.关于模型的详细描述参见 J. Pan 和 Das Gupta 等^[10]和我们以前的工作^[11].计算中输入两个参量:温度和冻结密度.后者我们采用了3个冻结密度,分别是 $0.18\rho_0$, $0.38\rho_0$ 和 $0.60\rho_0$,相应于 $9 \times 9 \times 9$, $7 \times 7 \times 7$ 和 $6 \times 6 \times 6$ 的立方晶格.对于每套输入的冻结密度和温度,用1000个事件来模拟时统计已经足够.

2 结果与讨论

我们知道,在核反应的基本测量中,一个重要的物理量是碎片的分布.在晶格气体模型中,假定相邻核子的相互作用 ϵ_{τ,τ_j} 与其相对运动动能 $P_r^2/2\mu$ 决定着集团(碎片)的形成,并假定满足条件

$$P_r^2/2\mu + \epsilon_{\tau,\tau_j} < 0, \quad (1)$$

则相邻的两核子属于同一碎片, μ 为核子约化质量,这种思想已经体现在凝聚态物理的液滴大小的计算中.有了碎片的形成机制,许多碎片相关的物理量就可在这样的框架下直接进行计算.

当获得碎裂系统的碎片分布后,可以通过幂指数分布 $Y(A_i) \propto A_i^{-\tau}$ 对碎片分布进行拟合,从而获取有效指数 τ .另外,通过碎片分布,还可以获得它的二级矩^[3]

$$S_2 = \frac{\sum_{i \neq A_{\max}} A_i^2 n_i(A_i)}{A}, \quad (2)$$

其中 A 是系统质量, $n_i(A_i)$ 是碎片质量为 A_i 的多重性,求和中不包括产物中的最大质量碎片.对于一个无限尺寸的核物质,当液气相变发生时,系统会出现 τ 的最小值^[12],它的值接近 2.3,同时系统中会存在一个分叉的 S_2 ,这是 Fisher 的小液滴模型和渗透模型所预言的.对一个有限尺寸的核, τ 的最小值和 S_2 的最大值将仍然保持,但由于有限尺寸的涨落,分叉的 S_2 将变成一个宽度较大的峰值.除了上面这两个物理量,中等质量碎

片的多重性 N_{mi} 和信息熵 H 也可以作为研究核临界行为的物理量. 这里中等质量碎片被定义为 $3 \leq Z_i \leq Z_{source} \times 30/79$ 的碎片, 其中 Z_{source} 代表发射源的电荷数. 这个中等质量碎片的定义是以 ^{197}Au 为参考的. 而信息熵可以定义为

$$H = - \sum_{i=1}^A p_i \ln p_i, \quad (3)$$

其中 p_i 为产生 i 个粒子和碎片多重性的事件几率, 求和是从 1 到整个系统质量数 A . 信息熵首先是在信息论中由 Shannon 提出的^[13], 它是反映事件中信息的含量. 在中高能重离子碰撞过程中, 随机性起了很大的作用^[14]. 在各种物理约束的条件下, 多粒子产生总是按最大随机性的方式进行的. 换句话说, 多粒子产生的规律遵循相应约束下的最大熵原理. 信息熵就是描述了这个随机性的大小. 在不同的物理约束下, 信息熵有不同的变量来表示. 例如, 在这里讨论粒子多重性 i 的熵时, 上式的表达反映了系统在事件空间的随机性. 我们曾在核物质的液气相变和临界现象的同位旋效应的研究中, 首次引入信息熵^[15] 作为相变的判据.

图 1(a-d) 显示了在不同冻结密度下的事件平均后的 τ , N_{mi} , H 和 S_2 随温度的变化规律. 从图中可首先看到, 在相同冻结密度下, 通过这些物理量的极值(极大值或极小值)决定的临界温度都是相同的, 说明了临界现象是的确存在的. 而这些物理量各自的极值, 从不同的侧面反映了液气相变发生时的特征. 例如, 幂指数参数 τ 的极小值意味着此时系统破裂产生的碎片质量分布是最平坦的, 反映了系统在相变时具有大的涨落而引起的碎片尺寸尽可能趋向于一致, 这可能是一种自组织的行为, 这种行为也必然导致了此时存在着最大的中等质量碎片多重性. 由于此时临界现象的存在, 系统具有最大的多重性涨落和无序, 这就反映在最大的信息熵中. 同时, 碎片分布的二极矩的极大值也是有限物质相变时所要求的. 其次, 不同的冻结密度决定了不同的临界温度. 例如, 对于同样的 ^{129}Xe , 在 $0.18\rho_0$, $0.38\rho_0$, $0.60\rho_0$ 的冻结密度下, 系统的临界温度分别为 4.25, 5.5, 6.5 MeV. 显然, 冻结密度越高, 系统的临界温度越高. 在这种情况下, 系统的临界行为决定于冻结密度和温度两个变量, 在 Pan 和 Das Gupta 工作中也同样观测到了^[10]. 然而, 在实验上, 核温度和冻结密度的提取都是比较困难的. 一方面, 对于同一个对象, 不同的核温度“量温计”通常给出不同的“表观”核温度. 如果要得到真正的核系统的初始温度, 就必须作很复杂的修正; 另一方面, 核系统碎裂的冻结密度并不是一个实验上直接可测量的量, 它必须是从一些实验观测量中通过与模型比较间接地得到. 当理论模型和实验数据进行比较从而提取核物质的冻结密度时, 如果模型中用不同的初始条件可能会导致不同的冻结密度. 由于以上的复杂性, 使得实验上对温度和冻结密度的精确决定产生了困难, 这必将影响对核破裂过程中的物理的正确认识. 因此, 在实验上, 有必要寻找一些别的变量来定位核的临界现象和总结物理规律. 一个自然的想法是利用核破裂体系的激发能. 在本文的晶格气体模型中, 每核子激发能的定义为

$$E^*/A = E_T - E_{gs} = \frac{3}{2}T + \epsilon_{\tau,\tau} \frac{N_{\tau,\tau}^T}{A} - \epsilon_{\tau,\tau} \frac{N_{\tau,\tau}^{gs}}{A}, \quad (4)$$

其中 $N_{\tau,\tau}^T$ 为温度 T 系统的最大成键数, $N_{\tau,\tau}^{gs}$ 为系统在基态的最大成键数. 实验上, 激发

能通常是通过对处于零温和正常密度的基态核的差来定义的. 在这个模型中,对基态采用类似于实验上的定义,即它相应于零温和正常密度的“冷”核,此时系统没有动能,因此每核子基态能为

$$E_{\text{gs}} = \epsilon_{\tau, \tau_j} \frac{N_{\tau, \tau_j}^{\text{gs}}}{A}. \quad (5)$$

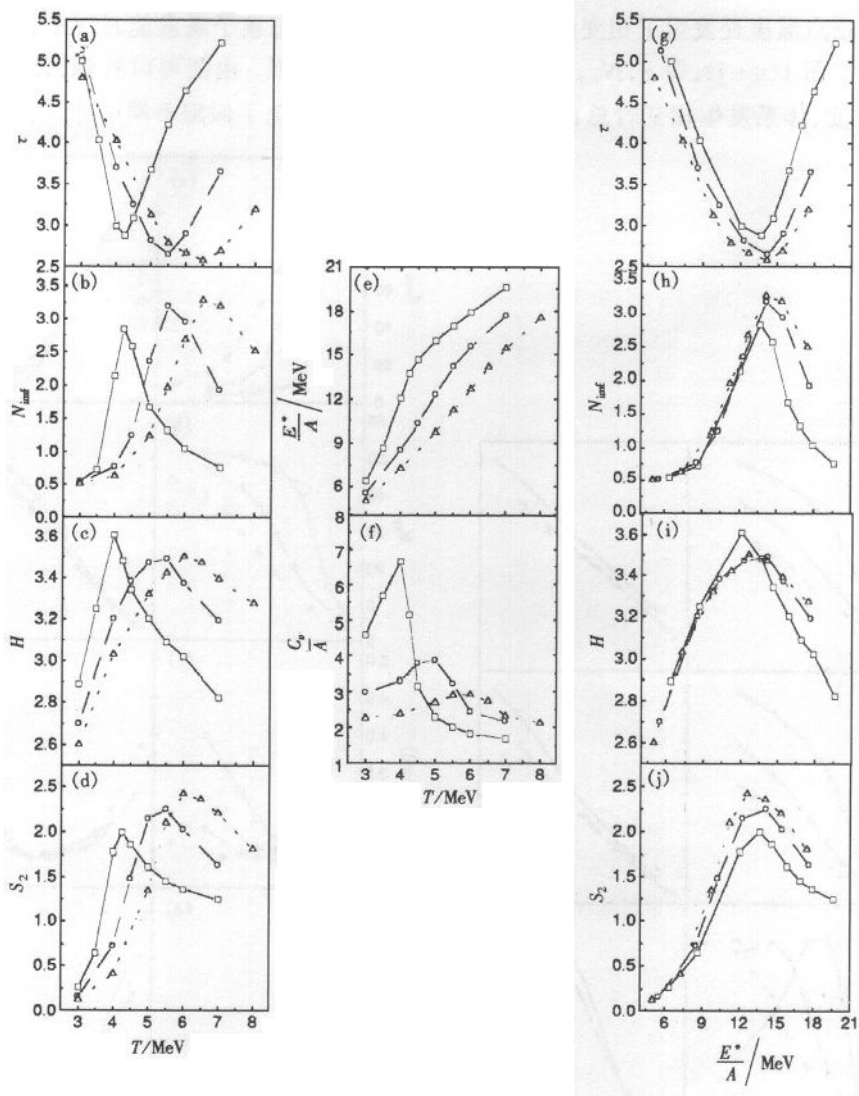


图 1 在不同冻结密度下的事件平均后的 τ, N_{inf}, H 和 S_2 随温度或激发能的变化规律
 (a-d) 一组说明了 τ, N_{inf}, H 和 S_2 随温度的变化; (e, f) 分别代表每核子激发能和恒容比热随温度的关系; (g-j) 是 τ, N_{inf}, H 和 S_2 随激发能的变化. \square, \circ 和 \triangle 分别代表冻结密度为 $0.18\rho_0, 0.38\rho_0$ 和 $0.60\rho_0$.

实际上, $N_{\tau, \tau_j}^{\text{gs}}$ 是通过晶格的几何来决定的. 图 1(e) 中显示了在不同冻结密度下的激发能

随温度的变化关系. 需指出的是激发能随温度并非线性的变化. 如果对这些曲线作微分, 就可以获得一个重要的热力学量, 即恒定体积下的每核子比热

$$C_v/A = \left. \frac{\partial(E^*/A)}{\partial T} \right|_v. \quad (6)$$

图 1(f) 显示了 ^{129}Xe 系统在 3 个不同的冻结密度下 C_v/A 随温度的变化. 可以清楚地看到, 不同的冻结密度下的 C_v/A 都在各自的临界温度附近成峰, 这也进一步支持了在各个物理量的拐点温度处发生了相变的说法. 通过温度 T 到每核子激发能 E^*/A 的转换, 我们重新给了图 1(g-j), 即 τ, N_{int}, H 和 S_2 随激发能的关系. 由图可以看到, 无论怎样变化冻结密度, 体系发生相变时总在同一激发能处, 这就避免了假定不同的冻结密度, 就有

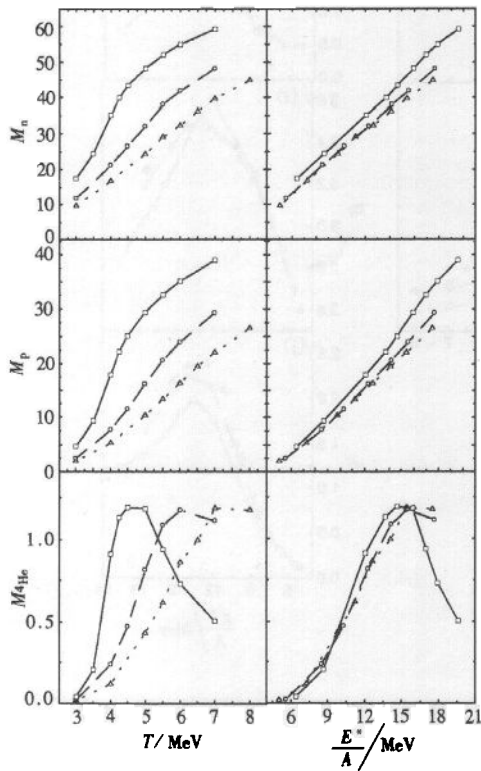


图 2 事件平均后 M_n, M_p 和 M_{He} 随着核温度或激发能的演化
符号说明同图 1.

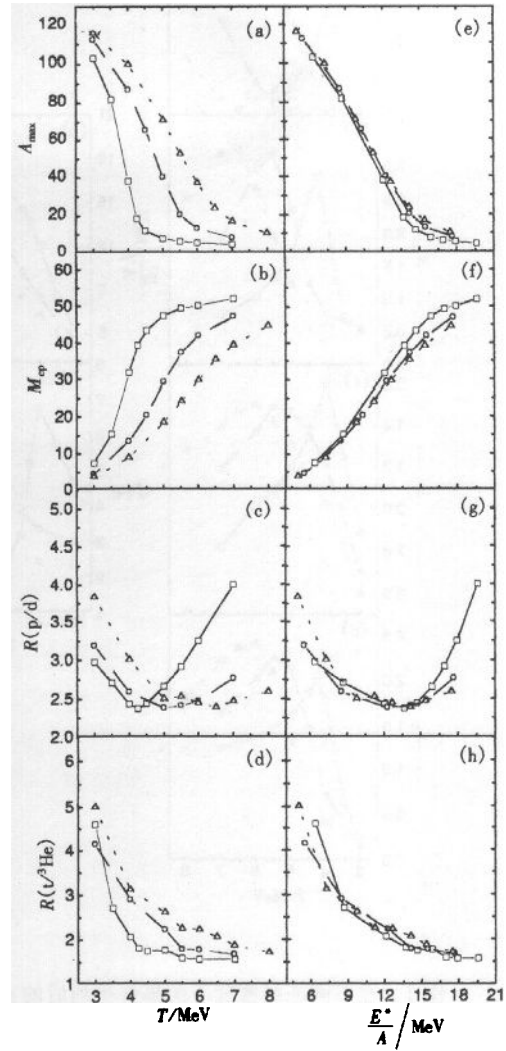


图 3 事件平均后的 $A_{max}, M_{sp}, R(p/d), R(t^3\text{He})$, 分别随核温度和激发能的变化
符号说明同图 1.

不同的临界温度的不确定性,从而对实验上有一定的指导作用. 进一步从物理上分析,它也反映了激发能可以被看作是一个相当基本的物理量,可以作为一个好的标度量^[16].

为了进一步说明这一点,在图2中给出了系统破裂时的事件平均后中子多重性 M_n 、质子多重性 M_p 和氦-4的多重性 M_{He} 随着核温度或激发能的演化. 从图中可以看到,在同样的核温度时,系统破裂产生的轻粒子产额强烈地依赖于系统的冻结密度,在不同的冻结密度,轻粒子的产额显示出了各不相同的温度相关性. 除了在 $0.18\rho_0$ 的冻结密度时的高温端,轻粒子的产额基本上是随着系统冻结密度的减小而增加,这是由于较低的冻结密度容易使核破裂并结成集团. 同时,随着发射粒子质量的增加,粒子多重性随着温度的升高会产生象中间质量碎片的行为,即先上升,达到峰值,然后再下降. 但当用激发能作为自变量时,这些轻粒子的产额基本上显示了同样的规律,它们在温度作为变量时由于不同冻结密度引起的显著差异的图像消失了. 现在只要在相同的激发能时,这些轻粒子的产额就基本一致,也就是说此时激发能可以用作标度这些在不同冻结密度和温度的物理量.

图3显示了系统破裂时的事件平均后的最大碎片质量数 A_{max} 、总的带电粒子多重性 M_{cp} 、质子和氦的同位素产额比 $R(p/d)$ 及同质异位素氦和氦-3的产额比 $R(t/^3He)$ 分别随核温度和激发能的变化. 再一次表明,由于不同的冻结密度而导致了这些物理量有不同的温度依赖性;而当激发能用作自变量时,不同冻结密度时的曲线都简并成在同一曲线上,即它们各自有共同的激发能依赖性. 这进一步说明了激发能可以作为一个标度量.

3 结论

本文在晶格气体模型的框架下,研究了¹²⁹Xe系统在3个不同的冻结密度下的临界行为和粒子发射特性,发现相变发生时的临界温度和轻粒子发射的相关物理量随着冻结密度的不同而变化,这使得理论和实验上的比较产生了较大的不确定性. 相反地,当我们利用激发能代替温度作为一个自变量时,发现了存在着统一的临界激发能和统一的激发能依赖的粒子发射产额及它们的比值,这些说明了激发能可以看作是一个控制体系破裂的基本物理量,可以用它标度一些物理量. 不像实验中提取的温度和冻结密度,有很大的不确定性和复杂性,激发能在当今的 4π 实验中可以很好地得到重构. 因此利用激发能作为一个基本的参数,通过实验与理论比较可以较容易地、明确地从一些实验观测量中获取一些重要信息.

作者感谢与加拿大 Jicai Pan 博士和 S. Das Gupta 教授的有益讨论.

参考文献 (References)

- 1 Pochodzalla J et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:1040
- 2 MA Y G et al. Phys. Lett., 1997, **B390**:41
- 3 MA Y G et al, Phys. Rev., 1995, **C51**:710
- 4 Bertsch G F. Sciences, 1997, **277**:1619; Gross D H E. Phys. Rep., 1997, **279**:121
- 5 Gross D H E et al. Rep. Prog. Phys., 1990, **53**:605
- 6 Gilkes M L et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **73**:1590; Elliot J B et al. Phys. Lett., 1996, **B381**:35

- 7 Campi X et al. Phys. Lett., 1988, **208**:351; Bauer W et al. Phys. Rev., 1988, **C38**:1297
- 8 SA B H, Gross D H E. Nucl. Phys., 1985, **A437**:643; Bondorf J P et al. Phys. Rep., 1995, **257**:133; FAI G, Randrup J. Nucl. Phys., 1982, **A381**:557
- 9 YANG C N, Lee T D. Phys. Rev., 1952, **87**:410
- 10 PAN J, Das Gupta S. Phys. Lett., 1995, **B344**:29; Phys. Rev., 1996, **C53**:1319; Phys. Rev. Lett., 1998, **80**:1182
- 11 SU Q M, MA Y G et al. High Ener. Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 2000, **24**:250
(苏前敏, 马余刚等. 高能物理与核物理, 2000, **24**:250)
- 12 LI T et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**:1924
- 13 Denbigh K G, Denbigh J S. Entropy in Relation to Uncomplete Knowledge, Cambridge University Press, 1985
- 14 LIU LianShou, WU YuanFang. Multiparticle Production in High Energy Collisions. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press(in Chinese), 1985
(刘连寿, 吴元芳. 高能碰撞多粒子产生. 上海: 上海科技出版社, 1985)
- 15 MA Y G et al. Chin. Phys. Lett., 1999, **16**:256
- 16 MA Y G et al. Euro. Phys. J., 1999, **A4**:217

Role of Excitation Energy in Nuclear Dissociation*

MA YuGang^{1,2} SU QianMin¹ SHEN WenQing¹ WANG JianSong¹
FANG DeQing¹ CAI XiangZhou¹ ZHANG HuYong¹

1 (Shanghai Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

2 (T. D. Lee Physics Laboratory, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract The features of thermodynamics and particle emission during the disassembly of ^{129}Xe are investigated as functions of temperature and freeze-out density in the framework of the lattice gas model. The calculation shows different temperature dependence of physical observables at different freeze-out density. In this case, the critical temperature at the phase transition depends strongly on the freeze-out density. However, a unique critical excitation energy is revealed in different freeze-out densities when the excitation energy is used as a variable instead of temperature. Moreover, the different behavior of particle emission with temperature stemming from different ρ_f vanishes temperature. It indicates that the excitation energy can be seen as a basic and scalable quantity to control nuclear disassembly.

Key words lattice gas model, nuclear temperature, excitation energy, critical phenomenon

Received 17 March 1999

* Supported by the National Natural Science Foundation for Distinguished Young Scholar (19725521), National Natural Science Foundation of China(19705012), Science and Technology Development Foundation of Shanghai (97QA14038), Special Project of the Presidential Foundation of The Chinese Academy of Sciences, and the Scientific Research Foundations for Returned Overseas Chinese Scholar by the National Human Resource Administration and Education Administration of China