

核破裂中的粒子发射和临界涨落^{*}

马余刚[†]

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800;

复旦大学李政道综合物理实验室, 上海 200433)

(1999 年 1 月 12 日收到; 1999 年 2 月 12 日收到修改稿)

用晶格气体模型系统地研究了¹²⁹Xe 热发射体的轻粒子、带电粒子和中间质量碎片的发射特性, 发现了在温度 5—5.5 MeV 区间, 以上物理量的平均多重性和发射源的最大碎片余核及源的热激发能随温度变化的斜率存在着各自的峰值, 同时它们的分布宽度(即涨落)也存在着最大值. 进一步研究发现在 5—5.5 MeV 区间, 这些宽度随温度的变化的斜率显示了明显的不连续性. 所有这些特征说明了在 5—5.5 MeV 的拐点温度处, 最大的临界涨落是自发地伴随着相变和临界现象.

PACC: 2570; 2587

1 引 言

相变与临界现象是自然科学中讨论最为广泛的话题之一. 近来, 同样的概念已经引入到微观的体系中, 如原子团簇^[1]和原子核体系^[2]中. 由于暴烈的核-核碰撞而引起的核的破裂并产生几块中间质量碎片的现象可以被认为像诸如在流体、原子和另外体系中观察到的临界现象在核物质中的体现的标志, 它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^[3]和汽化道^[4]的开放能被解释成核物质中的液相和气相混合^[5]的信号. 人们还可以从统计模型^[6]所预言的在某一激发能区域核的量热曲线^[7-11]呈现一个温度的平台而认为存在核物质的一级液气相变. 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相变的性质^[12]. 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, 并配合对实验数据的解释, 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^[13, 14]、晶格气体模型和统计多重碎裂模型^[15]. 晶格气体模型是一类短程作用模型^[16], 它已经成功地应用到同位旋相关的核物理的研究中^[17-23]. 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, 人们通过研究碎片的质量或电荷分布的有效的幂指数参数和它的二级矩探索系统是

^{*} 国家杰出青年基金(批准号: 19725521)、国家自然科学基金(批准号: 19705012)、上海市科技启明星计划(97QA14038)、中国科学院院长基金和国家教委以及国家人事部资助留学回国人员基金资助的课题.

[†]E-mail: mayugang@public1.sta.net.cn

否发生核的液气相变和临界现象^[18]. 在这个工作中, 将通过研究轻粒子、带电粒子、中间质量碎片和最大碎片的发射特性以及热激发能的性质显示相变的存在和临界涨落的自发伴随.

2 模 型

很早以前杨振宁和李政道^[16], 用晶格气体模型(Lattice Gas Model, 简称格气模型)将单一原子气体的巨配分函数映射到用于描写粒子自旋为 1/2 的伊辛模型中的正则系综, 成功地描述了原子体系的液气相变. 目前格气模型已经应用到核物理领域, 例如, 在巨正则系综中^[20]用正则系综^[17]的近似抽样^[22]研究了同位旋对称的核体系; 用平均场近似研究同位旋非对称的无限核物质^[19]. 加拿大的 Pan 和 Gupta 小组在格气模型上作了大量的工作, 并成功地拟合了大量的中心碰撞^[18]和周边反应^[24]的实验结果.

这里格气模型的研究对象为中能重离子反应中由入射道形成的已达热力学平衡的具有 n 个核子的体系. 模型中通过蒙特卡罗抽样交换粒子, 直到平衡态. 此时的核物质被想象成三维晶格, 其格点或者是空的或者是被质子或中子占据. 将 n 个核子放进格点数 N 的三维晶格中, 格点为空时, 占有数 $\tau_i = 0$; 格点为质子(中子)占据时, $\tau_i = 1(-1)$. 相邻核子的相互作用为 ε_{ij} , 以模拟短程强相互作用. 模型中哈密顿量为

$$H = \sum_{i=1}^n \frac{p_i^2}{2m} - \sum_{i < j} \varepsilon_{ij} \tau_i \tau_j,$$

$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{-1-1} = 0$, $\varepsilon_{1-1} = \varepsilon_{-11} = -5.33 \text{ MeV}$. 即同类核子间无相互作用, 异类核子间存在吸引作用, 这与泡利不相容原理也是自洽的. 当然也可假定同类核子间存在排斥势, 但这并不改变用本文的参数得出的结论. 参数的选取是要符合核的基态结合能性质. 三维晶格格点数为 N , 故体系的相对密度为 $\rho_f / \rho_0 = n/N$, 其中 $\rho_0 = 0.168 \text{ fm}^{-3}$ 为正常核密度, ρ_f 为冻结密度. 由于考虑了符合经典统计力学的体系, 故对于位置 $\mathbf{r}$ 和动量 $\mathbf{p}$ 的抽样可以相互独立. 位置通过蒙特卡罗的 Metropolis 抽样方法获得^[25], 而动量通过麦克斯韦-玻耳兹曼分布的蒙特卡罗抽样获得. 这样一个组态就形成了.

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. 在格气模型中, 假定相邻核子的相互作用 ε_{ij} 与其相对运动动能 $p^2/2\mu$ 决定着集团(碎片)的形成, 并假定满足条件 $p^2/2\mu + \varepsilon_{ij} < 0$, 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^[26]. 有了碎片的形成机制, 许多碎片相关的物理量就可这样的框架下直接进行计算的.

格气模型仅输入两个正则变量, 即核温度 T 和冻结密度 ρ_f , 可方便地研究体系散裂后碎片的分布和它的相关的物理量. 与渗透模型^[13, 14]相比, 格气模型也是统计模型, 也用晶格来简化研究对象, 唯象地描述复杂的多体问题, 都能描述多重碎裂, 但它具有温度和密度双重依赖性, 输入两个参数, 并且模型里包含着哈密顿量, 相邻核子有相互作用, 这样可以求出核状态方程和它的热力学性质, 物理思想更为丰富.

3 计算结果及讨论

选择中重质量核 ^{129}Xe 作为研究对象. 根据以往对 $\text{Ar} + \text{Sc}^{[17]}$ 及对 $\text{Cl} + \text{Au}$ 和 $\text{Ge} + \text{Ti}^{[24]}$ 的格子模型的计算(使之符合于实验上的数据), 取核的冻结密度为 $0.38\rho_0$ 较为合适. 在本工作中相当于取边长为 $7 \times 7 \times 7$ 的立方晶格. 另外从别的实验数据的分析中也支持了冻结密度应在 $0.50\rho_0$ 以下的结论^[27]. 本工作的计算从核温度 3 MeV 到 7 MeV , 间隔 0.5 MeV . 对于每个系统每个温度下我们采用 1000 个事件, 此时事件统计比较合适.

图 1 显示了中子、质子、带电粒子和中间质量碎片的平均多重性和平均最大碎片质量、平均激发能随着核温度的变化. 在格子模型中, 激发能的定义为

$$E^*/A = E_T - E_{\text{g.s.}} = \frac{3}{2}T + \epsilon_{\text{TT}} \frac{N_{\text{TT}}^T}{A} - \epsilon_{\text{TT}}^{\text{g.s.}} \frac{N_{\text{TT}}^{\text{g.s.}}}{A},$$

N_{TT}^T 为温度 T 的系统的最大成键数, 而 $N_{\text{TT}}^{\text{g.s.}}$ 为系统在基态的最大成键数. 在图 1, 除了中间质量碎片的多重性(N_{mf})显示了随温度先上升后下降的现象外(暗示了在拐点温度处触发了核的多重碎裂和临界现象^[28, 29]), 另外一些观测量: 平均中子多重性(N_n)、质子多重性(N_p)、带电粒子多重性(N_{cp})、最大碎片质量(A_{max})和激发能(E^*/A)显示了随温度的单极地增加或减少, 但是从这些量很难看出核系统是否存在相变. 然而, 当我研究这些量随温度变化的斜率(图 2 所示)时, 发现在 5 MeV 附近这些斜率存在明显的变化, 这个变化可能反映了相变和临界现象的触发. 靠近这样的临界点, 一系列有趣的性质出现了:

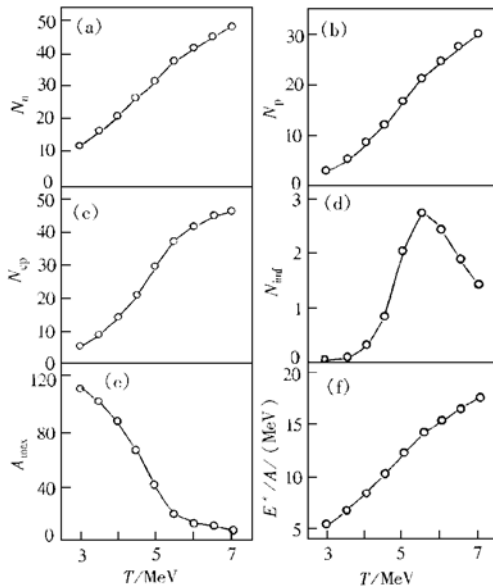


图 1 显示了中子、质子、带电粒子和中间质量碎片的平均多重性和平均最大碎片质量、平均激发能随着核温度的变化

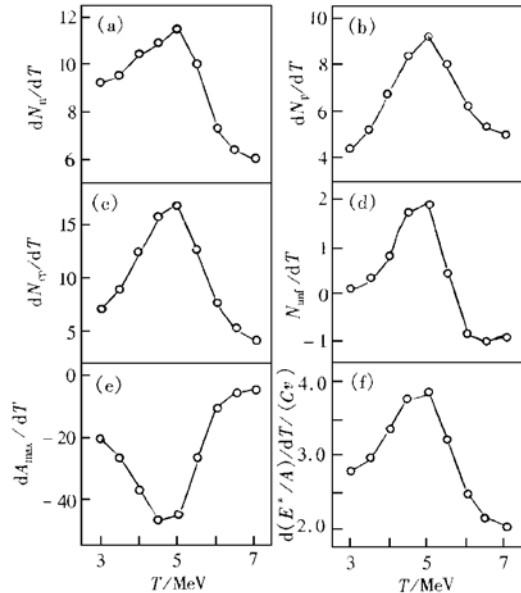


图 2 图 1 所示的那些量随温度变化的斜率

(1) 发射的粒子的多重性迅速增加, 过后发射速度减慢. (2) 最大碎片的质量减少速度达到谷底. 从物理上说, 最大碎片质量对应于系统的序参数 $\rho_l - \rho_g$ (即介于液相和气相的密度差). 在无限核物质的情况下, 无限的物质仅存在于临界点以下的液相. 而对于有限核物质, 最大质量的碎片存在于临界点的两端. 在这个计算中, $A_{\max}$ 的斜率的谷底可能对应于靠近临界点时无限物质的突然消失 (宏观液体). (3) 系统的比热 $(\partial(E^*/A)/\partial T)$ 有一个峰值. 所有这些性质都是符合于统计理论中的相变和临界现象的概念. 再者, 从上面推出的临界点是符合于从碎片的质量分布拟合得到的有效的幂指数率参数 τ 及其二级矩 S_2 推出的临界点是一致的^[30]. 图 3 显示了在 5 MeV 附近的相变时应该伴随的 τ 的最小值^[31, 32] 和 S_2 的最大值^[13].

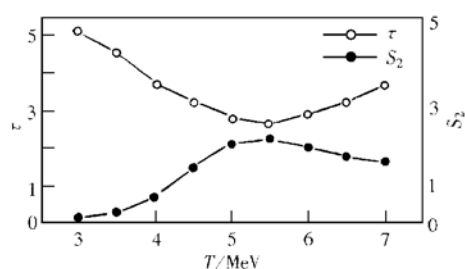


图 3 有效幂指数律的参数 τ 和碎片二级矩 S_2 随温度的变化

值^[31, 32] 和 S_2 的最大值^[13].

进一步, 也发现了在临界点附近破裂系统存在着最大的涨落. 图 4 显示了中子、质子、带电粒子、中间质量碎片、最大碎片质量和激发能分布的宽度 (涨落) 随温度的变化. 对于中子和质子, 当温度趋近于临界温度时, 它们的宽度趋向于饱和, 而对带电粒子、中间质量碎片、最大碎片和激发能分布, 它们的宽度在临界温度 5—5.5 MeV 附近出现了明显的峰值. 另外, 最大碎片质量分布的涨落反映了系统的压缩性. 这些性质也自洽于统计理论中的临界现象发生时应具有最大的临界涨落的特性.

最后, 图 5 显示了以上宽度随温度变化的斜率. 很清楚, 这些斜率在穿过临界温度时

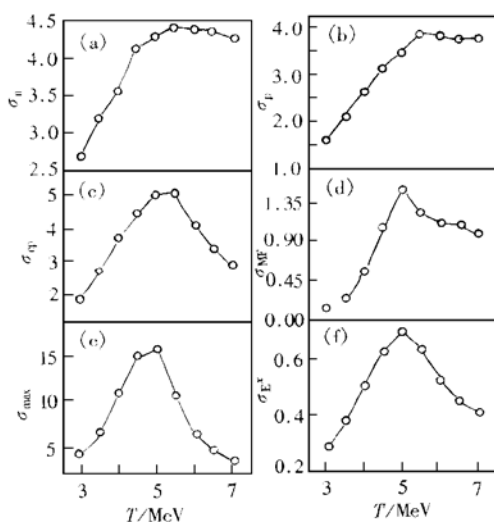


图 4 显示了中子、质子、带电粒子、中间质量碎片、最大碎片质量和激发能分布的宽度 (涨落) 随温度的变化

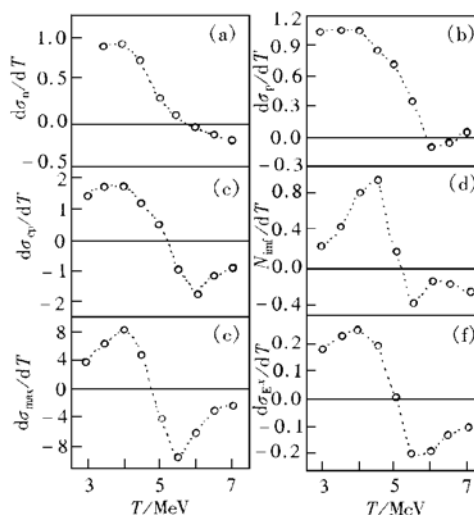


图 5 显示了图 4 所示的宽度随温度变化的斜率

是不连续的(图中的连线仅是为了帮助看图),即从正的斜率到负的斜率的变化.它们相应于临界点峰值时发生的歧点.这种宽度的斜率的不连续性也说明了相变的存在^[33].

4 小 结

本文用晶格气体模型来系统地研究了 ^{129}Xe 热发射体的轻粒子、带电粒子、中间质量碎片、最大碎片和激发能的特性.发现中间质量碎片的多重性随温度先上升而后再下降,但其他量的平均多重性和发射源的热激发能随温度变化呈单极的增加或减少.它们的斜率都显示了在 $5-5.5\text{ MeV}$ 区间存在着一个峰值,同时在那里还伴随着这些量的分布宽度的最大.进一步研究发现在 $5-5.5\text{ MeV}$ 附近,这些宽度随温度的变化的斜率显示了明显的不连续性.所有这些特征说明了在 $5-5.5\text{ MeV}$ 的拐点温度处,系统存在着相变和临界现象,此时最大的临界涨落也自发地伴随着.本工作认为实验上测量粒子的发射是相当有意义的,尤其是测量它们的激发函数和它们的涨落,从那里可以发现液气相变和临界现象是否存在的证据.

- [1] G. F. Bertsch, *Sciences*, **277**(1997), 1619; S. L. Lai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 100; M. Schmidt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **227**(1997), 99; D. H. E. Gross, *Phys. Rep.*, **279**(1997), 121.
- [2] J. E. Finn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 1321; R. W. Minich *et al.*, *Phys. Lett.*, **118B**(1982), 458.
- [3] G. Bizard *et al.*, *Phys. Lett.*, **B302**(1993), 162; A. Schuttauf *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A607**(1996), 457.
- [4] M. F. Rivet *et al.*, *Phys. Lett.*, **B388**(1996), 219; B. Borderie *et al.*, *Phys. Lett.*, **B388**(1996), 24.
- [5] D. H. E. Gross *et al.*, *Rep. Prog. Phys.*, **53**(1990), 605 and references therein.
- [6] J. P. Bondorf *et al.*, *Phys. Rev.*, **C58**(1998), R27; F. Gullmemille, D. Durand, *Nucl. Phys.*, **A615**(1997), 117.
- [7] J. Pochodzalla *et al.* (Aladin Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995), 1040.
- [8] J. A. Hauger *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 235.
- [9] Y. G. Ma *et al.* (INDRA Collaboration), *Phys. Lett.*, **B390**(1997), 41.
- [10] V. Serfling *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 3928; P. M. Milazzo *et al.*, *Phys. Rev.*, **C58**(1998), 953.
- [11] H. Xi *et al.*, *Z. Phys.*, **A359**(1997), 397.
- [12] M. L. Gilkes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 1590; J. B. Elliot *et al.*, *Phys. Lett.*, **B381**(1996), 35.
- [13] X. Campi *et al.*, *Phys. Lett.*, **208**(1988), 351.
- [14] W. Bauer *et al.*, *Phys. Rev.*, **C38**(1988), 1297.
- [15] J. P. Bondorf *et al.*, *Phys. Rep.*, **257**(1995), 133 and references therein; G. Fai, J. Randrup, *Nucl. Phys.*, **A381**(1982), 557; B. H. Sa, D. H. E. Gross, *Nucl. Phys.*, **A437**(1985), 643.
- [16] C. N. Yang, T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **87**(1952), 410.
- [17] J. Pan, S. Das Gupta, *Phys. Lett.*, **B344**(1995), 29; *Phys. Rev.*, **C51**(1995), 1384.
- [18] J. Pan, S. Das Gupta, *Phys. Rev.*, **C53**(1996), 1319; *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 1182; S. Das Gupta *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A621**(1997), 897.
- [19] S. Ray, J. Shamanna, T. T. S. Kuo, *Phys. Lett.*, **B392**(1997), 7.
- [20] T. S. Biro *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A459**(1986), 692; S. K. Samaddar, J. Richert, *Phys. Lett.*, **B218**(1989), 381; *Z. Phys.*, **A332**(1989), 443.
- [21] X. Campi, H. Krivine, *Nucl. Phys.*, **A620**(1997), 46.
- [22] W. F. Muller, *Phys. Rev.*, **C56**(1997), 2873.
- [23] F. Gullminelli, P. Chomaz, Preprint LPCC, 98-05.

- [24] L. Beaulieu *et al.*, *Phys. Rev.*, **C54**(1996), R973.
- [25] N. Metropolis *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **21**(1953), 1087.
- [26] A. Coniglio, E. Klein, *J. Phys.*, **A13**(1980), 2775.
- [27] M. D' Agostino *et al.*, *Phys. Lett.*, **B371**(1996), 175.
- [28] C. A. Ogilvie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 1214.
- [29] Y. G. Ma *et al.*, *Phys. Rev.*, **C51**(1995), 710.
- [30] Y. G. Ma *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **16**(1999), 256.
- [31] M. E. Fisher, *Physics* (N. Y.), **3**(1967), 255; *Rep. Prog. Phys.*, **30**(1967), 615.
- [32] T. Li *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 1924.
- [33] K. C. Chase, A. Z. Mekjian, *Phys. Lett.*, **B379**(1996), 50.

PARTICLE EMISSION AND CRITICAL FLUCTUATION IN NUCLEAR DISASSEMBLY*

MA YU-GANG[†]

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800;

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

(Received 12 January 1999; revised manuscript received 12 February 1999)

ABSTRACT

The emission of light particles(LP), charged particles(CP), intermediate mass fragments(IMF) and the largest fragment(MAX) for ^{129}Xe is investigated in the frame of lattice gas model. Definite turning points for the slopes of average multiplicity of LP, CP and IMF, mean mass of the largest fragment(A_{max}) and mean excitation energy per nucleon(E^*/A) of the dissociation source against temperature are shown at 5—5.5 MeV, where the largest variances of the distributions of LP, CP, IMF, MAX and E^*/A are observed also. Furthermore, the slopes of these variances with temperature show discontinuities at the same temperature. All these features indicate that the largest critical fluctuation is simultaneously accompanied by the critical phenomenon and phase transition at the turning temperature in the lattice gas model.

PACC: 2570; 2587

* Project supported by the National Natural Science Foundation for Distinguished Young Scholar (Grant No. 19725521), by the National Natural Science Foundation (Grant No. 19705012), by the Science and Technology Development Foundation of Shanghai (Grant No. 97QA14038), by the Special Project of the Presidential Foundation of 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.

[†]email address: mayugang@public1.sta.net.cn.