

对 ALADIN 量热曲线的新解释*

李文飞^{1,2} 张丰收^{1,2,3} 陈列文^{1,2}

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

3 (中国高等科学技术中心 北京 100080)

摘要 基于扩展的 Skyrme 有效相互作用,在 Hartree-Fock 近似下,研究了激发能与温度、密度的关系. 计算结果与 ALADIN 小组的实验结果十分符合. 并指出 ALADIN 量热曲线中的温度平台是由压缩激发能所致. 这说明出现液-气相变并不是 ALADIN 量热曲线的唯一解释. 从而对 ALADIN 量热曲线提出了一种新解释.

关键词 ALADIN 量热曲线 液-气相变 压缩激发能

1 引言

近年来,随着现代加速器技术的发展,人们能够利用中能重离子碰撞来获得高温、高密的高激发态原子核^[1,2],这推动了人们对高激发态原子核性质的研究. 由于核力与 Van der Waals 力的相似性,人们预言在核物质中会发生液-气相变^[3,4]. 但多年来一直没有得到实验的证实. 1995 年 ALADIN 小组在德国 GSI 测量了 600MeV/u 的 Au + Au 反应中,弹核碎裂后碎片的信息,如平均中等质量碎片多重性 M_{IMF} 与 Z_{bound} (Z_{bound} 定义为电荷数大于 2 的所有碎片电荷数之和)的关联,最大碎片电荷数 Z_{max} 与 Z_{bound} 的关联等. 特别是提取了温度与每核子激发能的关系(ALADIN 量热曲线),见图 1(a)^[5]. 从图中可以看到 ALADIN 量热曲线可分为截然不同的 3 个区域:在单核子激发能 ϵ^* 低于 2MeV/u 时,温度随 $\sqrt{\epsilon^*}$ 上升,符合核液滴模型的规律;在 ϵ^* 介于 2—10MeV/u 区域,温度处于 4.5MeV 左右,且几乎不随 ϵ^* 变化;最后在 ϵ^* 大于 10MeV/u 的区域, ϵ^* 近似直线地上升,类似于费米气体的规律. 从图中可以看到,其形状与水的量热曲线十分相似. 这一结果引起了国际核物理学界的极大兴趣,被认为是目前关于核液-气相变最有力的证据. 但这是否能作为液-气相变的信号,理论和实验进行了大量的研究,可是始终没有给出令人信服的答案. 不同的理论模型,甚至同一理论模型不同的作者竟然给出截然相反的结论. 文献

2000-06-07 收稿

* 国家自然科学基金(19875068, 19847002), 国家重点基础研究发展规划(G2000077407)和中国科学院基金资助

[6,7]曾分别用有限温度 Thomas-Fermi 理论和微正则统计多碎裂模型进行研究,支持 ALADIN 量热曲线作为核液-气相变的证据. 文献[8]用简单动力学模型加统计模型定性地再现了 ALADIN 量热曲线后指出:研究核相变应针对一定大小的系统而言,而 ALADIN 量热曲线上的各实验点对应着不同大小的系统,因此不应该把 ALADIN 量热曲线与核液-气相变联系起来,从而否认 ALADIN 量热曲线作为核液-气相变的证据. 实验上,与 ALADIN 实验结果相对应,美国 Fermi 实验室与 Perdu 大学的 EOS 合作组在 1 GeV/u 的 Au + C 反应中测得的量热曲线却未能出现温度平台^[9]. 法国 GANIL 分别以 52, 74 及 95 MeV/u 的 ³⁶Ar 轰击 ⁵⁸Ni, 并使用不同的方法提取温度,但得到的量热曲线同样未能给出液-气相变的结论^[10].

面对上述疑问,更进一步的研究显然是必要的. 实验上由于其确定激发能与温度的困难,结果往往会带有很大的不确定性^[11],而理论上能够很自然地给出温度与激发能,所以从理论上进行更深入的探索和分析是很重要的.

本文在扩展的 Skyrme 有效相互作用下,利用 Hartree-Fock 理论对核物质的激发能随温度、密度的变化进行了系统研究. 并指出 ALADIN 量热曲线中的温度平台是由压缩激发能所致,并不一定是发生了液-气相变,从而对 ALADIN 量热曲线提出了一种新解释.

2 理论模型

当人们通过重离子碰撞对核系统激发时,由于入射能量以及碰撞参数的不同,反应系统将会表现出不同的现象^[11]:

(1) 当入射能量较低时,主要是完全熔合与非完全熔合,导致蒸发余核的产生. 另外,在稍高入射能量的周边碰撞中,旁观者受到的激发也不会很强,这些旁观者以及上面的蒸发余核形成了激发能较低的复合核,它们可能发生具有最大可能幅度的单极共振,并维持较长的寿命^[12]. 在这种情况下,复合系统的密度基本上维持在正常密度处附近,不会有大的变化,系统的激发能主要来自于热激发能.

(2) 随着入射能量的升高以及碰撞参数的减小,体系的激发能增加,进而导致温度升高. 但由于热核存在极限温度 T_{lim} (极限温度是指热核能够稳定存在的最高温度)^[6,13,14],当温度达到这个极限温度时,热核将会由于不能自束缚而膨胀碎裂,从而导致密度急剧降低. 密度的变化将会导致激发能迅速增加,而温度变化不大.

(3) 当入射能量很高时,尤其对于中心碰撞,所形成的热核系统激发能非常高,体系很快解体(气化). 此时,核子系统的热力学性质将会类似于经典气体,温度随激发能的增加而线性增加^[15].

可见,反应体系在温度低于 T_{lim} 、温度等于 T_{lim} 以及温度大于 T_{lim} 这 3 种情况下将会表现出完全不同的行为. 因此,我们的计算也应分这 3 种情况分别进行. 这里极限温度 T_{lim} 是一个关键量,受库仑作用、反应体系以及核状态方程影响较大. 已有作者利用有限温度的实时格林函数法在不同 Skyrme 势参数下计算给出了对应不同质量数的 T_{lim} , 见文献[13,14]. 当前的计算中, T_{lim} 采用 ALADIN 实验中的数据,即 $T_{lim} = 4.5 \text{ MeV}$. 另外,在

极限温度处, 对应于体系开始膨胀碎裂和体系完全解体有两个密度. 它们分别对应周边碰撞 ($b = b_{\max}$, 或 Z_{bound} 最大) 产物与中心碰撞 ($b = 0$ fm, 或 Z_{bound} 最小) 产物的密度. 我们选择体系开始膨胀碎裂时的密度为原子核的正常密度, 即 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, 选择体系完全解体时的密度约为正常密度的 $\frac{1}{3}$, 称为 freeze-out 密度, $\rho_{\text{freeze-out}} = 0.05 \text{ fm}^{-3}$.

基于以上分析, 首先计算 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, $T < 4.5 \text{ MeV}$ 区域的温度-激发能关系. 然后再计算 $T = 4.5 \text{ MeV}$ 时密度从 0.16 到 0.05 fm^{-3} 各点所对应的激发能. 最后计算 $\rho_{\text{freeze-out}} = 0.05 \text{ fm}^{-3}$, $T > 4.5 \text{ MeV}$ 区域的温度-激发能关系. 在整个计算过程中, 假定相对中子过剩为 0.2 (即与 ^{197}Au 有相同相对中子过剩的核物质).

计算中使用的是扩展的 Skyrme 有效相互作用下的 Hartree-Fock 理论, 下面对这一理论作简单介绍. 在扩展的 Skyrme 有效相互作用下利用 Hartree-Fock 理论能够得到一个温度、密度以及同位旋自由度相关的核物质状态方程^[2,15,16]

$$\begin{aligned} \epsilon(\rho, T, \delta) = & \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{3/2}(\mu_{\tau_a})}{C_{1/2}(\mu_{\tau_a})} (1 + \delta)^{5/3} + \frac{C_{3/2}(\mu_{\tau_b})}{C_{1/2}(\mu_{\tau_b})} (1 - \delta)^{5/3} \right] + \\ & \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^1 (1 + \delta) + a_{\tau_b}^1 (1 - \delta)] \rho + \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^2 (1 + \delta) + a_{\tau_b}^2 (1 - \delta)] \rho^{\gamma+1} + \\ & \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^3 (1 + \delta) + a_{\tau_b}^3 (1 - \delta)] \rho^{5/3} + \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^4 (1 + \delta) + a_{\tau_b}^4 (1 - \delta)] \rho^{\gamma+5/3}, \quad (1) \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned} a_{\tau_a}^1 &= \frac{1}{4} t_0 [3 \mp (2x_0 + 1) \delta], \\ &= \frac{1}{24} t_3 [3 \mp (2x_3 + 1) \delta] \\ &= \frac{1}{16\pi^2} [t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2)] (1 \pm \delta)^{5/3} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{3/2}(\mu_{\tau_a}) + \\ & \quad \frac{1}{8\pi^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] (1 \mp \delta)^{5/3} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{3/2}(\mu_{-\tau_a}), \\ a_{\tau_b}^4 &= \frac{1}{16\pi^2} [t_4(1 - x_4) + 3t_5(1 + x_5)] (1 \pm \delta)^{5/3} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{3/2}(\mu_{\tau_b}) + \\ & \quad \frac{1}{8\pi^2} \left[t_4 \left(1 + \frac{x_4}{2} \right) + t_5 \left(1 + \frac{x_5}{2} \right) \right] (1 \mp \delta)^{5/3} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{3/2}(\mu_{-\tau_b}) \end{aligned}$$

式中下标 $\tau_a = n$ (p), $-\tau_a = p$ (n), 对中子(质子)取上(下)面符号; γ , $t_0 - t_5$, $x_0 - x_5$ 为 Skyrme 势参数; δ 为相对中子过剩; λ 为核子平均热波长; $C_l(\mu_{\tau_a})$ 为 Fermi-Dirac 积分:

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\rho_{\tau_a} - \rho_{-\tau_a}}{\rho}, \\ \lambda &= \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mT}}, \\ C_l(\mu_{\tau_a}) &= \int_0^\infty \frac{x^l}{1 + e^{(x - \mu_{\tau_a})/T}} dx \end{aligned}$$

μ_τ 为自由核子(质子或中子)气体的化学势参数. 在本文计算中使用了 SKM 势参数, 即 $t_0 = -2645 \text{ MeV fm}^3, t_1 = 385 \text{ MeV fm}^5, t_2 = -120 \text{ MeV fm}^8, t_3 = 15595 \text{ MeV fm}^{3+3\gamma}, t_4 = 0 \text{ MeV fm}^8, t_5 = 0 \text{ MeV fm}^8, x_0 = 0.09, x_1, x_2, x_3, x_4, x_5 = 0, \gamma = 1/6$. 它给出核物质在饱和密度 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 时的不可压缩系数为 216 MeV .

由(1)式可以看出核物质的激发能可以来自 3 个方面, 即密度变化所导致的激发能、温度变化所导致的激发能以及同位旋变化所导致的激发能, 我们把它们分别称为压缩激发能 ϵ_c^* 、热激发能 ϵ_t^* 以及同位旋激发能 ϵ_i^* . 对于选定的参考态 $\epsilon_r(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta = \delta_r)$, 可以分别计算 $\epsilon_c^*, \epsilon_t^*$ 以及 ϵ_i^* , 即

$$\epsilon_c^* = \epsilon(\rho, T = T_r, \delta = \delta_r) - \epsilon_r(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta = \delta_r), \quad (6)$$

$$\epsilon_t^* = \epsilon(\rho = \rho_r, T, \delta = \delta_r) - \epsilon_r(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta = \delta_r), \quad (7)$$

$$\epsilon_i^* = \epsilon(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta) - \epsilon_r(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta = \delta_r), \quad (8)$$

其中对热激发能和压缩激发能, 人们已经做了大量的研究^[15]. 对同位旋激发能研究的结果将在以后的文章中给出.

3 结果和讨论

图 1 给出了理论计算结果与实验结果的比较. 其中图 1(a)即为 ALADIN 小组给出的量热曲线, 图 1(b)为当前计算的结果. 图 1(b)中较低激发能处的曲线对应正常密度($\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$)的情形, 可以看到, 温度-激发能曲线很好地符合抛物线规律, 这与核液滴

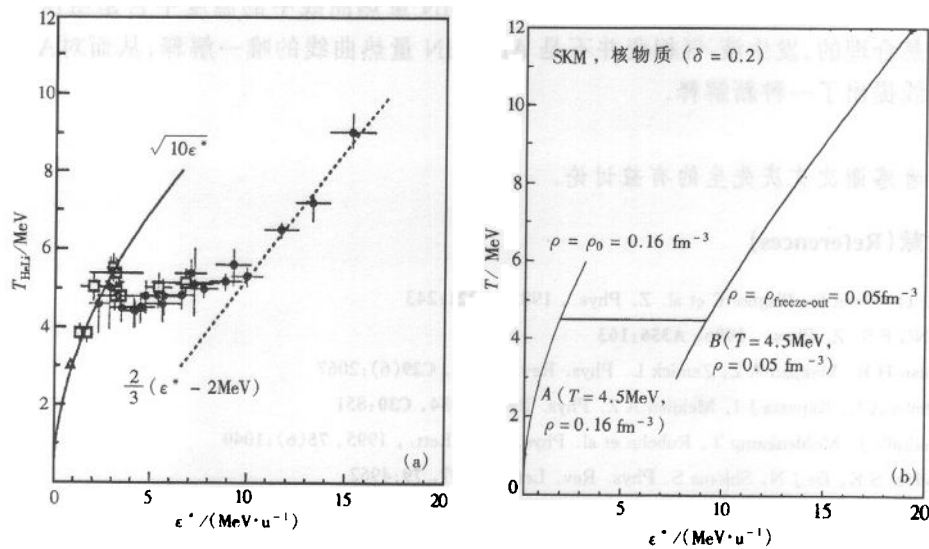


图 1 理论计算结果与实验结果的比较

(a) ALADIN 实验结果; (b) 本工作的理论计算结果.

● $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}, 600 \text{ MeV/u}; \square ^{12}\text{C}, ^{18}\text{O} + ^{201}\text{Ag}, ^{197}\text{Au}, 30\text{--}84 \text{ MeV/u};$

▲ $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}, 8 \text{ MeV/u}.$

模型给出的结论相符;较高激发能处的直线对应密度为 0.05fm^{-3} 的情形,温度随激发能线性地增加,符合自由费米子的规律;图中的水平直线对应 $T = 4.5\text{MeV}$ 时密度从正常密度($\rho_0 = 0.16\text{fm}^{-3}$)到 freeze-out 密度($\rho_{\text{freeze-out}} = 0.05\text{fm}^{-3}$)各点所对应的激发能. 可以看到,由于密度变化所导致的激发能(即压缩激发能)大约为 7MeV ,这正好是 ALADIN 量热曲线中整个温度平台所跨越的激发能范围. 其中 A 点对应体系的开始膨胀碎裂(相应于大的碰撞参数),B 点对应体系的完全解体(相应于中心碰撞).

从图中可以看到,3 个区域的计算结果衔接很好,并且和实验惊人地符合,当前的计算很好地解释了实验结果. 这充分说明以上分析的正确性,即 ALADIN 量热曲线中的温度平台是由压缩激发能所致,而并不一定是发生了液-气相变. 而且,ALADIN 量热曲线中温度平台上的各点对应的仅仅是反应后的最终衰变产物,激发能的差别主要是由于不同事件碰撞参数的不同. 而发生液-气相变则要求温度平台上的点对应从液相到气相的一系列中间状态,它相应于同一事件不同衰变方式的顺次转换,即从蒸发到裂变,从裂变到碎裂,最后到完全气化. 从这个意义上考虑也不应把 ALADIN 量热曲线当作液-气相变的信号.

4 总结

基于扩展的 Skyrme 有效相互作用,利用 Hartree-Fock 近似得到一个温度、密度以及同位旋自由度相关的核物质状态方程. 本文在这一状态方程的基础上,对核物质的激发能随温度、密度的变化进行了系统研究,结果与 ALADIN 小组的实验惊人地符合,计算结果很好地解释了实验结果. 这说明认为 ALADIN 量热曲线中的温度平台是由压缩激发能所致是合理的,发生液-气相变并不是 ALADIN 量热曲线的唯一解释,从而对 ALADIN 量热曲线提出了一种新解释.

作者感谢沈文庆先生的有益讨论.

参考文献(References)

- 1 Auger G, Jouan D, Plagnol E et al. *Z. Phys.*, 1985, **A321**:243
- 2 ZHANG F S. *Z. Phys.*, 1996, **A356**:163
- 3 Jaqaman H R, Mekjian A Z, Zamick L. *Phys. Rev.*, 1984, **C29**(6):2067
- 4 Goodman A L, Kapusta J I, Mekjian A Z. *Phys. Rev.*, 1984, **C30**:851
- 5 Pochodzalla J, M"ohlenkamp T, Rubehn et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(6):1040
- 6 Samaddar S K, De J N, Shloma S. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **79**:4962
- 7 Raduta A H, Raduta A R. *Phys. Rev.*, 1999, **C59**:323
- 8 SA B H, ZHENG Y M, WANG H et al. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:1101
- 9 Hauger J A, Albergo S, Bieser F et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**:235
- 10 MA Y G, Siwek A, Peter J et al. *Phys. Lett.*, 1997, **B390**:41
- 11 ZHANG F S, GE L X. *Nuclear Multifragmentation*, Beijing: Science Press, 1998(in Chinese)
(张丰收,葛凌霄. 原子核多重碎裂,北京:科学出版社,1998)
- 12 Papp G, N"orenbeg W. GSI Scientific Report, 1995, 60

- 13 SONG H Q, SU R K. *Phys. Rev.*, 1991, **C44**(6):2505
- 14 Natowitz J B, Hagel K, Wada R et al. *Phys. Rev.*, 1995, **C52**(5):R2322
- 15 ZHANG F S, GE L X. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1992, **16**:666(in Chinese)
(张丰收, 葛凌霄. *高能物理与核物理*, 1992, **16**:666)
- 16 ZHANG F S, CHEN L W. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1999, **23**(12):1190(in Chinese)
(张丰收, 陈列文. *高能物理与核物理*, 1999, **23**(12):1190)

A New Interpretation for ALADIN Caloric Curve *

LI Wen-Fei^{1,2} ZHANG Feng-Shou^{1,2,3} CHEN Lie-Wen^{1,2}

1 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

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

3 (CCAST (World Laboratory) Beijing 100080, China)

Abstract Within the framework of Hartree-Fock theory with extended Skyrme effective interaction, the excitation energy as a function of temperature and density was investigated and used to analyse the ALADIN caloric curve. Our work began on the assumption that the temperature plateau of ALADIN caloric curve was resulted from the compression excitation energy. The theoretical calculations with this assumption were in good agreement with the ALADIN caloric curve, which indicates that our assumption is reasonable, i. e., the temperature plateau of ALADIN caloric curve is resulted from the compression excitation energy, and liquid-gas phase transition isn't the only interpretation for the ALADIN caloric curve. Therefore, we provided a new interpretation for the ALADIN caloric curve.

Key words ALADIN caloric curve, liquid-gas phase transition, compression excitation energy

Received 7 June 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875068, 19847002), the Major State Basic Research Development Program (G200077407) and The Chinese Academy of Sciences