

ALADIN 热曲线的微正则系综分析*

陈奋策¹ 萨本豪^{2,3,4} 王辉³ 陆中道^{2,3,5}

1(福建教育学院 福州 350001)

2(中国高等科学技术中心 北京 100080)

3(中国原子能科学研究院 北京 102413)

4(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

5(兰州重离子国家实验室 兰州 730000)

摘要 用微正则瞬时多碎裂统计模型分析了 ALADIN 热曲线. 结果表明落在 ALADIN 热曲线温度平台(温度扭曲)附近的弹剩余核(热核)的理论代表点,并不落在相应弹剩余核热曲线的温度平台(扭曲)范围内,从而对 ALADIN 热曲线是否可作为核液气相变的证据提出质疑.

关键词 ALADIN 热曲线 微正则系综 热核 多重碎裂 液气相变

1 引言

ALADIN 数据虽已发表四年^[1],但迄今仍然争论不休. ALADIN 数据是指在 600A MeV Au + Au 碰撞最小偏畸事件中测得的弹剩余核(质量数介于 50—195 间的热核)碎裂后碎块物理量的各种分布,如平均中等质量碎块多重数与碎块电荷总数间的关联($\langle M_{IMF} \rangle$ 对 $\langle Z_{bound} \rangle$),最大碎块电荷数与碎块电荷总数间的关联(Z_{max} 对 $\langle Z_{bound} \rangle$)等等. 这里中等质量碎块是指电荷数为 $2 \leq Z_i \leq 30$ 的任何碎块, Z_{bound} 是指电荷数 $Z_i \geq 2$ 的所有碎块的电荷数总和. 争论最激烈的是 ALADIN 热曲线,亦即由上述实验中所提取的热核温度 T 与每核子激发能(ϵ_{ex})的关联能否作为核液气相变的证据.

ALADIN 热曲线的特征是:在每核子激发能 ϵ_{ex} 小于 2MeV 区域,温度随 $\sqrt{\epsilon_{ex}}$ 上升,近于核液滴模型的规律;在 ϵ_{ex} 介于 2—10MeV 区域,温度近似地不随 ϵ_{ex} 而变化;但在 $\epsilon_{ex} > 10$ MeV 后,温度又随 ϵ_{ex} 几乎直线上升,类似于 Fermi 气体的规律. 上述温度平台被视为迄今核液气相变的最有力的证据.

文献 [2, 3] 等分别用有限温度 Thomas-Fermi 理论和微正则统计多碎裂模型作过研究,他们支持 ALADIN 热曲线作为核液气相变的证据.

1999-04-20 收稿

* 国家自然科学基金,核工业基金和中国科学院兰州近代物理研究所理论物理中心基金资助项目

可是紧接在 ALADIN 实验之后的 $1A \text{ GeV Au} + \text{C}$ 的 EOS 实验结果^[4]却是热核(质量数介于 110—190)碎裂温度随激发能单调上升.

文献 [5] 用简单动力学加统计模型定性地再现了 ALADIN 热曲线之后指出: 研究相变现象应该针对一定大小的特定系统而言, 譬如观察容器 V 内的特定气体, 或特定液体, 或具有一定大小(质量数和电荷数)的特定原子核等等. 观察它随温度或激发能升高所表现的行为, 即测量它的热曲线. 可是 ALADIN 热曲线上的各实验点对应着不同大小的热核(质量数介于 50—195 间), ALADIN 热曲线是各种大小热核的特定温度与激发能关联点的集合, 而不是某特定大小热核的热曲线. 因此从原则上就不应该把 ALADIN 热曲线与研究核液气相变联系起来. 退一步说, 如果能说明 ALADIN 热曲线温度平台上的每一点确实都落在相应大小热核的热曲线的温度平台(或温度扭曲)区域, 那么 ALADIN 曲线也许还值得珍惜, 还可以将其与核液气相变相联系.

为了探索上述疑问, 本文用微正则瞬时多碎裂统计模型(柏林-北京模型)^[6-8]再次分析 ALADIN 热曲线.

2 微正则系综统计计算

首先, 随意取下列 8 个碰撞参数 $b = 2.5, 2.75, 3.0, 3.5, 4.5, 5.5, 6.5, 7.5$; 按下述建立在几何模型基础上的表达式^[5]

$$N_p(b) = \rho_0 \int dV \theta\{R_p - [x^2 + (b-y)^2 + Z^2]^{1/2}\} \cdot \theta[R_T - (x^2 + y^2)^{1/2}], \quad (1)$$

计算得相应的落入弹和靶核交迭区内的弹核子数; 式中 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 是正常核子密度. θ 是阶梯函数. 然后就可得到相应的弹剩余核的质量数 A_{re} , 如表 1 中第一列小括号内的第一宗量所示.

由于热核碎裂过程中同位旋效应不大, 可简单假设弹剩余核的质荷比近似地等于弹核的相应比值, 即

$$\frac{A_{re}}{Z_{re}} \simeq \frac{A_p}{Z_p}, \quad (2)$$

从而求得弹剩余核的电荷数 Z_{re} ; 于是得到与上述 8 个碰撞参数相应的 8 个热核的质量数和电荷数: (A_{re}, Z_{re}) , 如表 1 中第一列所示.

上述 8 个热核可看作在 $600A \text{ MeV Au} + \text{Au}$ 反应的 ALADIN 实验中出现的弹剩余核(热核)的理论代表, 它们的每核子激发能 e_{ex} 就通过柏林-北京模型的计算由拟合实验测量得的 $\langle M_{IMF} \rangle$ 与 $\langle Z_{bound} \rangle$ 关联曲线(见图 1 的空心圆点)决定. 如此决定得的热核每核子激发能 e_{ex} 给在表 1 第二列中; 而拟合的状况如图 1 的实方块所示(注意: Z_{bound} 与 b 成正比例, 进而也与 A_{re} 成正比例).

为达到本文的上述目标, 在柏林-北京模型的计算中除了通常含有的热力学温度

$$\frac{1}{T_{ther}} = \frac{\partial S}{\partial E} = \left\langle \frac{3(N_c + N_v) - 5}{2E'_0} \right\rangle \quad (3)$$

表 1 600 A MeV Au + Au 反应的 ALADIN 实验中弹剩余热(热核)的 8 个理论代表 (A_{re} , Z_{re}) 取值, 以及与它们相应的 ϵ_{ex} , T_{ther} , T_{HeLi} 和 S

(A_{re}, Z_{re})	ϵ_{ex}	T_{ther}	T_{HeLi}	S
(44,18)	15.9	16.2	9.21	17.4
(54,22)	12.7	13.0	8.34	17.4
(64,26)	6.41	6.95	5.46	10.9
(83,33)	6.02	6.32	5.16	12.3
(123,49)	5.12	5.45	4.64	13.3
(157,63)	4.46	5.01	4.46	13.4
(179,72)	3.41	4.36	4.07	11.6
(191,77)	2.72	3.90	3.68	10.1

计算外, 还另外计算了 HeLi 温度^[9]和熵^[10]

$$T_{HeLi} = \frac{1.2[(B_{6Li} - B_{7Li}) - (B_{3He} - B_{4He})]}{\ln\left(2.18 \frac{Y_{6Li} / Y_{7Li}}{Y_{3He} / Y_{4He}}\right)}, \quad (4)$$

和

$$S = -K \sum_j P_j \ln P_j. \quad (5)$$

上述公式中 N_c 和 N_n 分别指热核碎裂组态中荷电碎块(含质子)数和瞬发中子数, E'_0 指它们相应的总动能, B 指结合能(取正值), Y 指碎块产额, P_j 是热核第 j 碎裂组态的几率, K 是玻尔兹曼常数. 相应的计算结果分别给在表 1 的第三、四和五列中, 表中第二到第四列

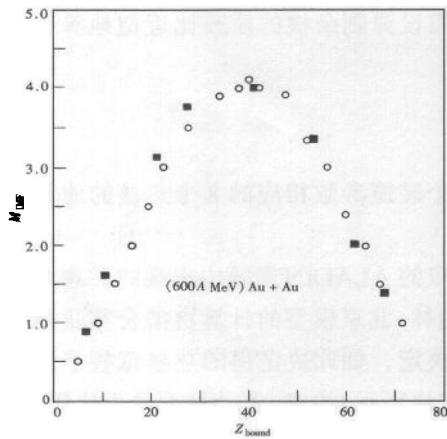


图 1 实验测量得的 $\langle M_{IMF} \rangle$ 与 $\langle Z_{bound} \rangle$ 关联曲线(图中空心圆点所示)和通过柏林-北京模型拟合的状况(图中实方块所示)

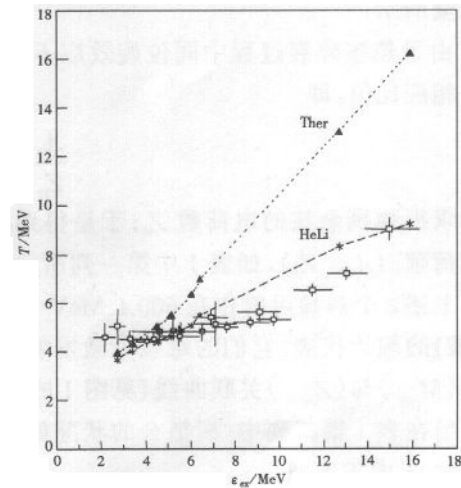


图 2 表 1 中 8 个理论代表点连成的曲线与 ALADIN 热曲线的比较

▲ T_{ther} * T_{HeLi}

的单位是 MeV, 而熵是任意单位. 式(4)右端的 1.2 因子是对热力学温度和 HeLi 温度间差别的一种修正估计^[1,11].

于是用表 1 的第三列对第二列和第四列对第二列就可以在 ALADIN 热曲线图(见图 2)画出的实三角和星号所标的 8 个理论代表点. 星号的 8 个点落在 ALADIN 热曲线附近, 这是应该的, 因为 ALADIN 热曲线的温度也正是 HeLi 温度, 而且包含了 1.2 因子^[1]. 由图 2 还看到: 该 8 个代表热核碎裂时的热力学温度与 HeLi 温度的差别并非 1.2 因子所能概括, 而且说 HeLi 温度与热力学温度间的差别是与热核大小及激发能有关的; 热核越大激发能越大, 差别越大.

为了探讨星号的 8 个代表点中落在 ALADIN 热曲线温度平台附近的代表点是否都落在各自相应热核热曲线的温度平台(温度扭曲)区域, 需要计算上述 8 个热核的热曲线; 也就是分别一个个热核, 取一系列适当的 ϵ_{ex} 值, 然后对每个 ϵ_{ex} 值都作一次柏林-北京模型计算而得到相应的 T_{ther} , T_{HeLi} 和 S , 最后得到该热核的热曲线和熵对温度的曲线. 这里仅在图 3 到图 5 中分别给出 (64, 26)、(123, 49) 和 (191, 77) 三热核(弹剩余核)的热曲线和熵对温度曲线.

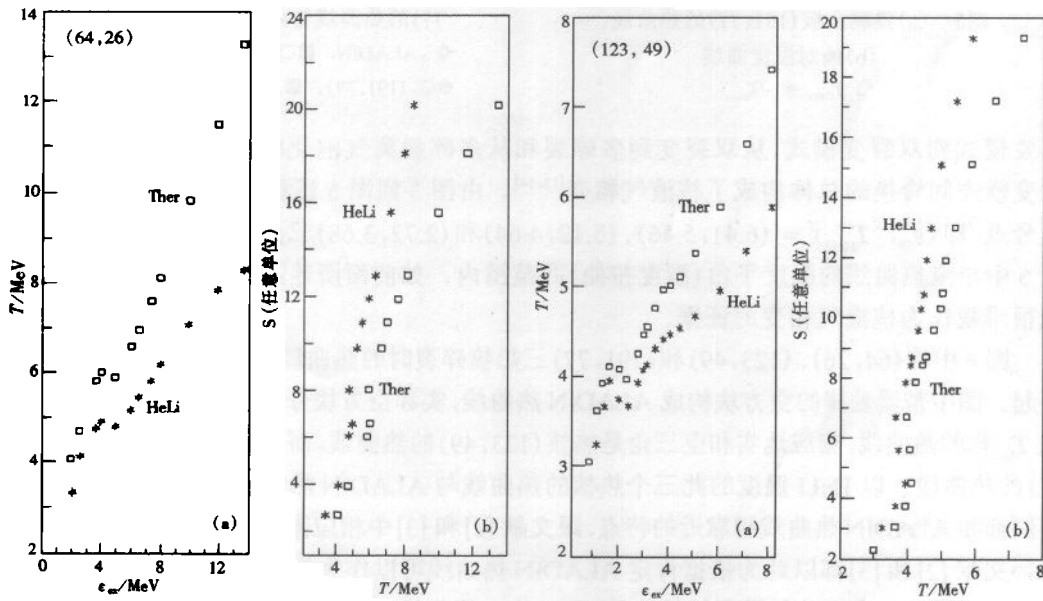


图3 (a)弹剩余核(64, 26)的热曲线;

(b)熵对温度曲线

□ T_{ther} , * T_{HeLi} .

图4 (a)弹剩余核(123, 49)的热曲线;

(b)熵对温度曲线

□ T_{ther} , * T_{HeLi} .

3 结果与讨论

从图 3 到图 5 可以看到: 无论就热力学温度或 HeLi 温度而言, 热曲线中呈现的温度平台(温度扭曲)处的温度值与熵对温度曲线中呈现的熵平台(熵扭曲)处的温度值几乎相等; 这两曲线互相印证了相应热核碎裂过程中所呈现的热核衰变模式间的转换^[12], 如从类

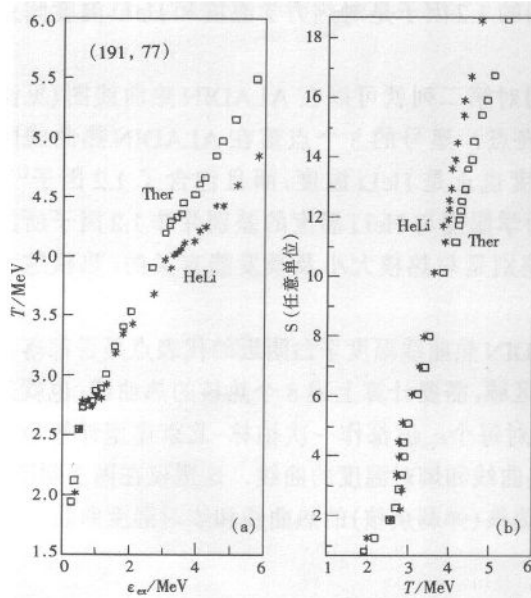


图5 (a)弹剩余核(191, 77)的热曲线
(b)熵对温度曲线
□ T_{ther} , * T_{HeLi}

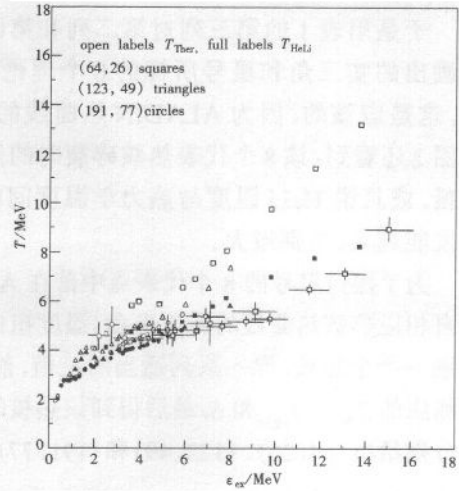


图6 弹剩余核(64, 26)、(123, 49)和(191, 77)的热曲线与ALADIN热曲线的比较
◇: ALADIN, ■□: (64, 26), ▲△: (123, 49), ●○: (191, 77), ■▲●: T_{HeLi} , □△○: T_{ther}

蒸发模式到双裂变模式,从双裂变到多碎裂和从多碎裂到气泡化模式间的转换等. 这些衰变模式间转换的总体构成了核液气相变^[13,14]. 由图3到图5还看到:图2中相应的三个星号点,即 $(\epsilon_{\text{ex}}, T_{\text{HeLi}}) = (6.41, 5.46)$ 、 $(5.12, 4.64)$ 和 $(2.72, 3.68)$ 三点并不落在图3、图4和图5中相应热曲线的温度平台(温度扭曲)的范围内. 如前面所述:这表明ALADIN热曲线很难视作为核液气相变的证据.

图6中将(64, 26)、(123, 49)和(191, 77)三热核碎裂时的热曲线和ALADIN热曲线画在一起. 图中带误差棒的空方块构成ALADIN热曲线,实和空方块分别是热核(64, 26)以 T_{HeLi} 和 T_{ther} 作的热曲线,相应地实和空三角是热核(123, 49)的热曲线,而实和空心点是热核(191, 77)的热曲线. 以HeLi温度的此三个热核的热曲线与ALADIN热曲线相比较的状况,亦即它们都和ALADIN热曲线相靠近的特点,跟文献[2]和[3]中相应图的比较状况,并无很大差别. 文献[2]和[3]都以此为依据肯定ALADIN热曲线可以作为核液气相变的证据;而我们

从图1到图6的全面分析得到的结论是:ALADIN热曲线很难作为核液气相变的证据. 由于ALADIN热曲线中所含的HeLi温度和激发能都是根据一定的模型由实验观测量中提取的. 这些观测量,如碎块产额和碎块动能等都与可直接测量的ALADIN关联函数,如 $\langle M_{\text{MF}} \rangle$ 对 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 和 Z_{max} 对 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 关联有关;文献[2]和[3]在与ALADIN热曲线比较之前并无计算这些关联函数并取得与ALADIN数据的符合,在这方面本文的工作显然比文献[2]和[3]显得基础更牢靠. 另外由文献[15]知热核碎裂过程中呈现的衰变模式转变区域进而液气相变区域与热核大小有关,热核越重温度平台(温度扭曲)出现在温度越低处和 ϵ_{ex} 越小处,虽然相对变化不是很大. 其实这儿的物理很直观,譬如摔大块玻璃显然比摔小块玻璃更容易(更不费力)达到粉碎的效果. 本文的结果再次支持了文献[15]的结论,可是文献

[2]和[3]却认为温度平台(温度扭曲)出现的位置与热核大小截然无关,这点也许不妥当.

参考文献 (References)

- 1 Pochodzalla J, Möhlenkamp T, Rubehn T et al. Phys. Rev. Lett., 1995, 77:1040
- 2 Samaddar S K, De J N, Shloma S. Phys. Rev. Lett., 1997, 79:4962
- 3 Raduta A I, Raduta Ad R. Phys. Rev., 1999, C59:323
- 4 Hauger J A et al. Phys. Rev. Lett., 1996, 77:235
- 5 SA BenHao, ZHENG YuMing, WANG Hui et al. Phys. Rev., 1998, C58:1101
- 6 SA BenHao, Gross D H E. Nucl. Phys., 1985, A437:643
- 7 ZHANG XiaoZe, Gross D H E, XU ShuYan et al. Nucl. Phys., 1987, A461:641; 1987, A461:668
- 8 de Angelis A R, Gross D H E. Comput. Phys. Commun., 1993, 76:113
- 9 Albergo S et al. Nuovo Cimento, 1985, A89:1
- 10 SA BenHao, LU ZhaoQi, ZHENG YuMing. Nucl. Phys., 1986, A451:728
- 11 Natowitz J B et al. Phys. Rev., 1995, C52:R2322
- 12 ZHENG YuMing, Massmann H, XU ShuYan et al. Phys. Lett., 1987, B194:183
- 13 SA BenHao, ZHENG YuMing, ZHANG XiaoZe. Inter. J. Mod. Phys., 1990, A5:843
- 14 ZHENG YuMing, WANG Hui, SA BenHao et al. Phys. Rev., 1996, C53:1868
- 15 SA BenHao, ZHENG YuMing, ZHANG XiaoZe. Nucl. Phys., 1990, A509:499

Microcanonical Ensemble Analysis of ALADIN Caloric Curve

CHEN FenCe¹ SA BenHao^{2,3,4} WANG Hui³ LU ZhongDao^{2,3,5}

1(Fujian Education Institute, Fuzhou 350001, China)

2(The China Center of Advanced Science and Technology, Beijing 100080, China)

3(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

4(Institute of theoretical physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

5(Lanzhou Heavy Ion National Laboratory, Lanzhou 730000, China)

Abstract Microcanonical simultaneous multifragmentation statistical model was used to analyse the ALADIN caloric curve. It is indicated that each theoretical representative point located in the temperature plateau (temperature backbanding) of ALADIN caloric curve does not necessarily fall-down into the region of temperature plateau (temperature backbanding) of the caloric curve of corresponding projectile remnant (hot nucleus). Therefore, regarding the temperature plateau in ALADIN caloric curve as an evidence of nuclear liquid-gas phase transition might be questionable.

Key words ALADIN caloric curve microcanonical ensemble, hot nucleus, multifragmentation, liquid-gas phase transition

Received 20 April 1999

* Project Supported by National Natural Science Foundation of China, the Nuclear Industry Foundation of China and the Science Foundation of Theoretical Physics Center of Institute of Modern Physics, Academic Sinica, Lanzhou China.