

高能质子发射和冷原子核多重碎裂类型*

张丰收

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

E. Suraud

(Laboratoire de Physique Quantique, Université Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062
Toulouse Cedex, France)

J. L. Laville

(SUBATECH, Université de Nantes/IN 2P3/Ecole des Mines de Nantes, 44070 Nantes Cedex 03, France)

1996-03-20 收稿

摘 要

通过高能质子发射和多重碎裂事件的关联研究了原子核多重碎裂.在数值模拟随机 Boltzmann-Langevin 输运方程用于描述中能区重离子碰撞的基础上提出了冷原子核多重碎裂类型,即高能非平衡质子带走了体系很多能量,体系的碎裂是由于剧烈的、但很冷的膨胀引起的.给出了在描述 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应系统中轰击能量为 90MeV/u 的中心碰撞时所出现的典型事例.提出了采用 4π 探测器测量时可能给出的实验信号.

关键词 冷原子核多重碎裂类型, 高能质子, 随机输运方程.

近年来,人们对中能重离子碰撞中所形成的高激发态的核及其主要的衰变道多重碎裂,即产生多个电荷大于3的中等质量碎片(IMF)研究的兴趣有增无减^[1-7],这些研究与核物质的状态方程和输运特性密切相关.新一代 4π 探测器^[8-10]的建造为人们更好地研究多重碎裂提供实验基础.然而,应该指出的是,目前仅有很少的观测量能够清楚地理解多重碎裂.因此,人们期待新的观测量的提出,从而对实验上所得到的大量数据进行分析.

理论上,人们把 IMF 的产生和核物质状态方程的力学不稳定性联系起来,在这里的密度涨落将被加强.一种可能形成 IMF 的机制是:在反应初期,会形成高激发态(即热的和被压缩)的核,紧接着核体系将剧烈膨胀,而进入力学不稳定相,这时很小的涨落

* 中国科学院留学人员专项基金和国家自然科学基金资助.

也会导致灾变事件的发生.根据涨落-耗散定理,这种涨落是由反应初期剧烈的耗散引起的.在膨胀阶段,平均场传播涨落而两体碰撞导致体系热化.因此,中能重离子碰撞会形成既有热效应又有动力学效应的混杂情形.

在研究多重碎裂中,为避免这种复杂的混合现象,人们用轻弹轰击重核或用反质子的湮没给重的靶核加热^[11],此时主要激发机制是热激发.同这种热激发引起的多重碎裂相比,重离子引起的多重碎裂更复杂,它是由热效应和力学效应的混合激发引起的.因此,能够鉴别一种只是由于力学激发引起的多重碎裂机制有很重要的理论意义,即碎裂是由于平均场引起的、核系统的膨胀所导致的,此时两体碰撞被最大限度地抑制,能够看到反应初期的涨落是以冷的形式传播.

本工作将提出一种鉴别冷多重碎裂类型的方法.选择由于反应初期发射高能质子而损失很大部分的能量的事件,在膨胀阶段这些事件能够进入力学不稳定区而发生多重碎裂.我们的探索是在随机输运方程的基础上^[12-15]进行的,下面先讨论高能非平衡质子的产生,然后指出冷核多重碎裂事件.

涨落的单粒子密度 $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, Boltzmann-Langevin(BL)为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_r - \nabla_r U(\hat{f}) \cdot \nabla_r \right) \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = K(\hat{f}) + \delta K(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (1)$$

方程的左边描述了由平均场 $U(\hat{f})$ 决定的 Vlasov 传播,右边是碰撞项 $K(\hat{f})$ 和碰撞项的涨落 $\delta K(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. 对平均场,采用的是软势 $U(\rho) = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + B \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma$, 它给出基态核物质密度 ρ_0 时的压缩系数为 $K = 200 \text{ MeV}$. 碰撞项与标准的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)^[3] 采用的形式一样,但它是通过涨落的单粒子密度来表示的.碰撞项的涨落来自于关联效应;并没有包含在碰撞项中的可由关联函数表征,即 $\langle \delta K(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t_1) \delta K(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_2) \rangle = C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(t_1 - t_2)$. 这里的平均是对时间步长 δt 内涨落的单粒子密度进行的.对空间和时间来说,关联函数 $\langle \delta K(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t_1) \delta K(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_2) \rangle$ 是区域的,与马尔可夫处理碰撞项的方法相一致.

数值求解 BL 原则上可以采用标准的求解随机微分方程的方法,但是,要直接求解 6 维相空间分布的微分方程在目前还不可能,需要取适当的近似.我们采用投影法来模拟求解 BL 方程,涨落被投影到动量分布的区域多极矩上,即在动量空间展开时的第一和第二非零项、四极矩和八极矩.这些涨落最终以区域的形式被加入动量分布,它足以描述密度涨落.在本工作中,一个真实核子波包的试验粒子数取为 20,碰撞积分的求解是采用全系综技术来实现的,事件数为 100.常规 BUU 方程的模拟只是去掉 BL 模拟中的涨落碰撞项^[1,2].

首先计算高能非平衡质子的多重性,在未完全热化过程中的某个时间段,高能非平衡质子可以由几何和动力学条件来判别.选择的时间窗对应于动量分布的四极矩从初始值减小到零的时间,动量分布四极矩是表征核体系热化的一个典型的量,对 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 在轰击能量为 90 MeV/u 的中心碰撞,弹核和靶核在 20 fm/c 相接触,时间窗是 $20-40 \text{ fm/c}$. 为了判别高能非平衡粒子,采用几何和运动学条件.第 i 个试验高斯波包同时满足下面 4 个条件: (1) $\|\mathbf{r}\| \geq 1.4 \sqrt{A_{\text{弹}} + A_{\text{靶}}} \text{ fm}$ (几何学); (2) 区域密度 $\rho_i \leq 0.02 \text{ fm}^{-3}$ (几何学); (3) 单

粒子能量 $\varepsilon_i \geq 8\text{MeV}$ (运动学); (4) $r_i \cdot p_i > 0$ (运动学), 则可以认为它是一个非平衡高能试验粒子.

由图 1 中 BL 和 BUU 的比较可以看出, BUU 的计算不能给出高能质子. 从 40、60fm/c 的比较看出, 在 60fm/c 时, 只有低能 (<200MeV) 的质子积累性增加, 高能 (>200MeV) 的质子没有发生变化. 这就是说, 高能质子只是在反应初期产生, 它是非平衡的, 我们能够给出一个高能非平衡质子的能量下限. 本文研究的反应系统, 能量大于 200MeV 的质子是高能非平衡质子.

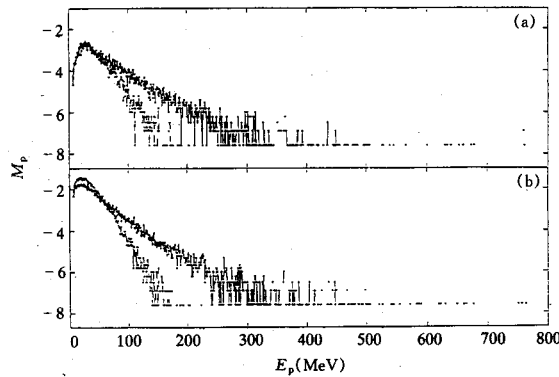


图 1 90MeV/u $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应系统的中心碰撞在 40fm/c(a) 和 60fm/c(b) 时发射质子的多重性谱

—BL, --BUU.

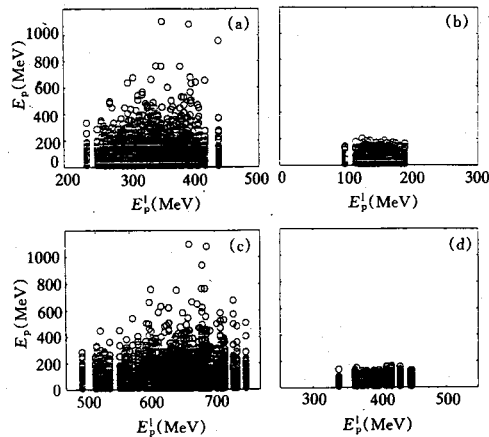


图 2 总的质子能量损失和单个非平衡高能质子能量之间的关联

在 BL(a)、(c) 和 BUU(b)、(d) 框架下 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应系统, 轰击能量为 90MeV/u 的中心碰撞, 时间为 40fm/c (a)、(b) 和 60fm/c (c)、(d).

从图 2 总的质子能量损失和单个非平衡高能质子能量之间的关联可以看出, 首先不管对 BL 还是 BUU, 随着时间演化 (40fm/c 和 60fm/c 相比), 质子带走的能量的平均值增加了一倍, 这反映了逃逸质子流的连续性质, 而围绕带走总能量平均值的展宽变化不大, 很明显在反应初期 (40fm/c 以前) 有发射高能质子的行为, 与图 1 相符合. 其次, 对

给定的事件, 单质子发射能量越高, 总的能量损失越大. 这个现象对实验来说有十分重要的意义, 它预示着可以从实验上选择由于在反应初期高能非平衡质子发射, 带走了很大部分能量所导致的冷事件. 在某种程度上这些事件就是所说的冷传播. 同时也看到, BUU的计算结果和 BL相比完全不一样, 表现出一些平坦的、无结构的和无关联的结果.

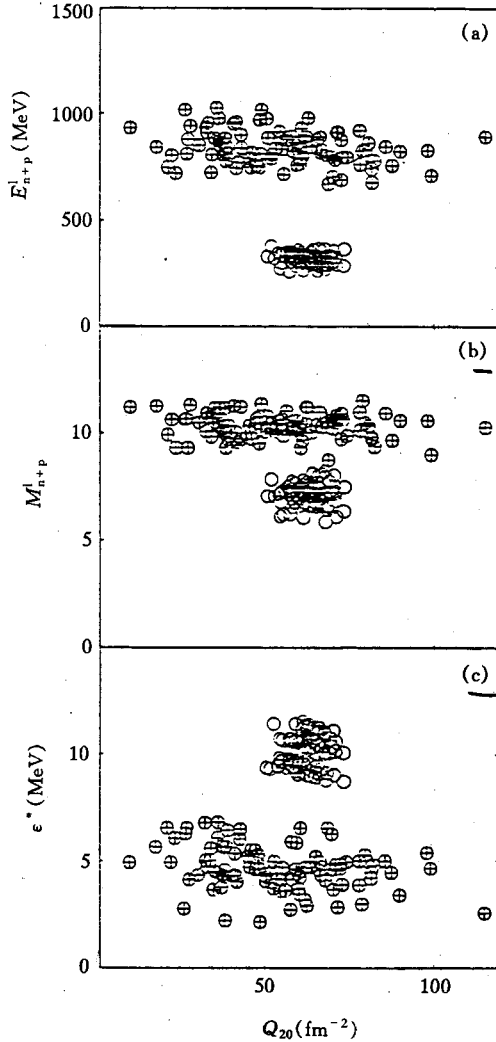


图3 发射非平衡质子和中子带走的总能量 E_{n+p}^I (a)、发射质子和中子的总数 M_{n+p}^I (b)、核体系单核子热激发能 e^* (c) 和其相对应的动量分布四极矩的 z 分量 Q_{20} 的关联

$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统, 轰击能量为 $90\text{MeV}/u$ 的中心碰撞, 时间为 $40\text{fm}/c$.

撞, 时间为 $40\text{fm}/c$.

⊕ BL, ○ BUU.

图3能给出一个定量的概念. 从图3可以看出, BL的计算导致围绕 $Q_{20}=60\text{fm}^{-2}$ 的宽广的分布, 发射核子的总能量是BUU计算的3倍, 而发射核子的总数相差不大, 这是因为在BL计算中考虑了关联效应引起的动力学涨落引起的. 从发射高能非平衡核子的总数和这些高能核子带走的总能量, 能够计算出体系的热激发能, BL计算时体系的平均热激发能为 $4.68\text{MeV}/u$, 最小的热激发能为 $2.24\text{MeV}/u$, 而BUU计算时体系的平均热激发能为 $10.15\text{MeV}/u$, 最小的热激发能为 $8.73\text{MeV}/u$, 两者相差两倍多. 正如图1、2所示, 在 $40\text{fm}/c$ 以后, 体系仅仅发射低能平衡核子, Q_{20} 成为常数值.

在BL模拟时所产生的冷事件是否会发生多重碎裂, 我们对这个问题的研究是通过跟踪围绕质心半径为 2fm 的球内的声速的平方 v_s^2 , 并和静态费米气体模型在不同温度下的比较来进行的, v_s^2 正比于压强-密度等温线的斜率. 对三参数软势,

$$v_s^2 = \frac{1}{m} \left(\frac{10}{9} \langle E_k \rangle + A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + B\sigma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma \right), \quad (2)$$

其中 $\langle E_k \rangle$ 是单核子平均动能. 对温度等于 T 的均匀核子费米子系统^[16],

$$v_s^2 = \frac{1}{m} \left(\frac{10}{9} \frac{C_{3/2}(\mu)}{C_{1/2}(\mu)} T + A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + B\sigma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma \right), \quad (3)$$

这里的 $C_{3/2}(\mu)$ 是 Fermi-Dirac 积分, $\mu = \mu(\rho, T)$ 是自由核子的化学势, 可由总核子数

守恒而数值求解. 由图 4 可看到, 在温度为 0、4、8MeV 时, 密度分别为 0.100、0.070、

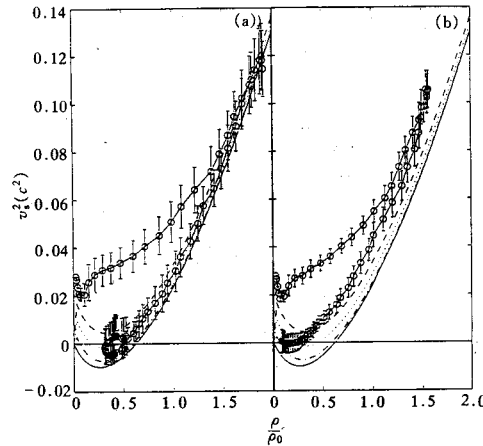


图 4 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 在 BL(a) 和 BUU(b) 框架下, 围绕质心半径为 2fm 的球内的声速的平方 v_s^2 和 $\frac{\rho}{\rho_0}$ 的函数关系

图中也给出了采用软势时对均匀核子费米子系统在不同温度下的结果.

→BL, — $T=0\text{MeV}$, - - - $T=4\text{MeV}$, · · · $T=8\text{MeV}$, - · - $T=12\text{MeV}$.

0.065fm^{-3} 时进入力学不稳定相. 在温度较高 (如大于 12MeV) 时, 核体系直接汽化而不进入力学不稳定相. 对真正的核反应轨道, 在 BUU 和 BL 框架下可以给出有意义的结果. 在反应前 $30\text{fm}/c$ 时间内, BUU 和 BL 的计算都给出相同的平均结果, 在 $28\text{fm}/c$ 时, 系统都达到了最大压缩 ($1.5\rho_0$), 只是在 $10\text{--}40\text{fm}/c$ 时 BL 计算中的动力学涨落要比 BUU 的动力学涨落大得多. 正是这种动力学涨落引起高能非平衡质子的发射 (和图 1, 图 2 符合). 还应该注意, 动力学涨落也强烈地改变了反应轨道. 当 BL 模拟在 $50\text{fm}/c$ 时, v_s^2 的平均值小于零, 此时核体系进入力学不稳定相, 密度为 0.082fm^{-3} . 而 BUU 模拟时仅仅是 v_s^2 的涨落进入力学不稳定相. 从 BL 和 BUU 的动力学模拟同均匀核子费米子系统的情况比较可以看到, BL 模拟轨道进入温度为 $T=4\text{MeV}$ 附近, BUU 模拟轨道进入温度为 $T=10\text{MeV}$ 附近. 从 v_s^2 涨落的下部能够看出, 对 BL 模拟, 有些事件很接近于 $T=0\text{MeV}$, 对高斯分布来说, 其标准偏差以外的事件数在下部占 7.8%, 这正是我们感兴趣的冷多重碎裂事件出现的几率. 当然, 直接用动力学计算和静态费米气体模型进行比较有一定困难, 但从目前的模拟和静态比较中确实看到了冷多重碎裂类型. 这些事件也正是由于在反应初期高能非平衡核子带走了体系大部分能量, 体系的热激发被抑制到最小的程度. 尽管如此, 体系由于平均场的作用, 仍会膨胀进入力学不稳定相, 在极低的热激发下发生多重碎裂.

本工作是在模拟随机输运方程用于描述中能区重离子碰撞的基础上, 通过和高能质子的发射的关联研究, 提出了一种可能的多重碎裂类型, 即高能非平衡核子带走了体系很多能量, 体系的碎裂是由于剧烈的, 但很冷的膨胀引起的. 我们期望实验上利用 4π 探

测器, 采用发射的高能非平衡质子和多重碎裂事件的关联测量能够给出这种冷多重碎裂类型的实验信号。

参 考 文 献

- [1] F. S. Zhang, E. Suraud, *Phys. Lett.*, **B319** (1993) 35.
- [2] F. S. Zhang, E. Suraud, *Phys. Rev.*, **C51** (1995) 2301.
- [3] G. F. Bertsch, S. Das Gupta, *Phys. Rep.*, **160** (1988) 189.
- [4] J. Aichelin, *Phys. Rep.*, **202** (1991) 233.
- [5] X. Campi, *Phys. Lett.*, **B208** (1988) 351.
- [6] D. H. E. Gross, Sa-Ben Hao, *Nucl. Phys.*, **A437** (1985) 643.
- [7] M. Ploszajczak, A. Tucholski, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 1539.
- [8] D. R. Bowman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 1527.
- [9] C. A. Ogilvie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 1214.
- [10] G. Bizard *et al.*, *Phys. Lett.*, **B302** (1993) 162.
- [11] J. Hufner, *Phys. Rep.*, **125** (1985) 13.
- [12] S. Ayik, C. Gregoire, *Nucl. Phys.*, **A513** (1990) 187.
- [13] J. Randrup, B. Remaud, *Nucl. Phys.*, **A514** (1990) 339.
- [14] P. Chomaz, G. F. Burgio, J. Randrup, *Phys. Lett.*, **B254** (1991) 340.
- [15] E. Suraud, S. Ayik, M. Belkacem *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A580** (1994) 33.
- [16] 张丰收、葛凌霄, 高能物理与核物理, **16** (1992) 666

Energetic Protons and Cold Nuclear Multifragmentation Pattern

Zhang Fengshou

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Science, Lanzhou 730000)

E. Suraud

*(Laboratoire de Physique Quantique, Universite Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne,
31062 Toulouse Cedex, France)*

J. L. Laville

(SUBATECH, Universite de Nantes / IN2P3 / Ecole des Mines de Nantes, 44070 Nantes Cedex 03, France)

Received 20 March 1996

Abstract

Multifragmentation is studied in correlation with energetic protons. A cold multifragmentation pattern is proposed based on the numerical simulation of the stochastic Boltzmann-Langevin model for describing the intermediate heavy ion collisions, i. e., a sizable fraction of the available energy is released from the system by fast non-equilibrium proton emission, in which the explosion is caused to happen by a violent, but cold expansion of the system. Some typical examples simulated for $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ central collisions at 90 MeV / u are presented. A possible experimental signature which could be detected with the help of a 4π detector system is suggested.

Key words cold multifragmentation pattern, energetic protons, stochastic transport theory.