

原子核多重碎裂中同位旋相分比的产生机理研究*

李文飞¹⁾ 徐瑚珊¹⁾ 张丰收¹⁾²⁾³⁾ 李剑锋¹⁾ 陈列文⁴⁾

¹⁾中国科学院近代物理研究所,兰州 730000)

²⁾兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心,兰州 730000)

³⁾中国高等科学技术中心,北京 100080)

⁴⁾上海交通大学物理系,上海 200030)

(2001 年 11 月 27 日收到,2002 年 2 月 13 日收到修改稿)

利用非对称核物质状态方程及同位旋相关的量子分子动力学(IQMD)模型对中能重离子碰撞中的同位旋相分比(isospin fractionation)现象进行了研究,给出了同位旋相分比现象的一种静态解释,并详细分析了各种动力学因素对同位旋相分比的影响,同时,也讨论了同位旋相分比的同位旋效应。

关键词:同位旋相分比,非对称核物质状态方程,同位旋相关的量子分子动力学

PACC: 2570, 2587

1. 引言

近年来,放射性束流装置的建成并投入使用使得人们可以产生同位旋非对称的核物质.理论研究表明,在一定的温度、密度下,非对称核物质不仅可以导致由于密度涨落而引起的力学不稳定,而且可以导致由于相对中子过剩涨落而引起的化学不稳定^[1-5].这些不稳定性可进一步导致体系的液气相变.在同位旋非对称体系的液气相变中,一个特别引人注意的现象是同位旋相分比(isospin fractionation).许多作者都指出,在同位旋非对称体系的液气相变中所产生的气相的核子中质比应大于液相的核子中质比^[1,2,6].最近的实验也证实了这一结论^[7].

研究中能重离子碰撞的一个重要目的就是提取核物质状态方程.而研究放射性核束引起的反应可以提取核物质状态方程中的同位旋相关部分及介质中的核子-核子碰撞截面^[8-10].这些量是人们了解很少但又十分重要的.核物质状态方程的同位旋相关部分在研究奇异核结构以及中子星的质子百分比、中子星的结构及其热力学演化,超新星的爆发机理等起着非常重要的作用^[2,11-16].介质中的核子-核子碰撞截面又是微观输运理论中的重要输入量.实验上得到的观测量的同位旋效应通常与这两个因素密

切相关^[17-19].由于同位旋相分比是同位旋非对称反应体系所特有的现象,它可望成为提取这些物理量的理想工具.

在本文中,基于唯象的同位旋非对称核物质状态方程,计算比较了处于相同温度、压强及相对中子过剩的高密区核物质的中子化学势和低密区核物质的中子化学势,指出了导致同位旋相分比的根源是高密区中子的化学势大于低密区中子的化学势,从而使中子由高密区向低密区扩散.基于费密分布构造出重离子碰撞中可能达到的状态,然后利用同位旋相关的量子分子动力学(IQMD)模型进行动力学演化^[20-24],研究了对称势、库仑势以及核子-核子碰撞截面的同位旋相关性对同位旋相分比的影响及其相对重要性.

2. 理论模型

在中能重离子输运理论中,人们广泛使用的一种核子平均场为

$$U_q = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + C \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \tau_z, \quad (1)$$

式中 ρ_0 表示核物质的饱和密度; ρ_n , ρ_p 和 ρ 分别表示中子、质子和核子总密度; α , β , γ 为势参量; τ_z 为同位旋第三分量,对中子和质子分别取 1 和 -1; C

* 国家自然科学基金(批准号:19875068 和 19847002),国家重点基础研究发展规划(批准号:G2000077407),中国科学院基金和中国科学院百人计划基金资助的课题.

为对称能强度系数. 根据文献 [25] 的方法, 在零温时由 (1) 式可进一步得到平均每核子总能量

$$E = \frac{3}{10} \epsilon_F [(1 + \delta)^{5/3} + (1 - \delta)^{5/3}] + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{\beta}{1 + \gamma} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + \frac{C}{2} \frac{\rho}{\rho_0} \delta^2. \quad (2)$$

(2) 式同时也给出了零温时同位旋相关的核物质状态方程, 其同位旋相关性表现在 (2) 式等号右端第一项和最后一项, 即对称能项.

在有限温度下, 中子 ($q = n$) 和质子 ($q = p$) 的密度可以表示为

$$\rho_q = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty k^2 f_q(k) dk, \quad (3)$$

式中

$$f_q(k) = \left[\exp\left(\frac{\epsilon_q - \mu_q}{T}\right) + 1 \right]^{-1} \quad (4)$$

是核子费密分布函数, ϵ_q 是单核子能量. 在较高温度下 ($T > 4$ MeV), 由上式可以得到核子的化学势 [2, 26-29]

$$\mu_q = U_q + T \left[\ln\left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2}\right) + \sum_{N=1}^\infty \frac{N+1}{N} b_N \left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2}\right)^N \right], \quad (5)$$

式中

$$\lambda_T = \left(\frac{2\pi \hbar^2}{mT} \right)^{1/2} \quad (6)$$

为核子的热波长, b_N 为展开系数. U_q 为 (1) 式给出的核子的平均场. 对于中子

$$U_n = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + C \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0}. \quad (7)$$

由 Gibbs-Duhem 关系,

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\rho}{2} \left[(1 + \delta) \frac{\partial \mu_n}{\partial \rho} + (1 - \delta) \frac{\partial \mu_p}{\partial \rho} \right], \quad (8)$$

可进一步求出核物质的压强. 对于有限核, 在计算平均每核子总能量及核压强时需要考虑库仑势及表面势. 在当前的计算中库仑势及表面势采用了文献 [29] 的方法.

原子核的液气相变通常认为是由系统的不稳定性引起的. 对密度为 ρ , 温度为 T , 相对中子过剩 $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ 的非对称核物质保持稳定的充分必要条件由下面不等式给出 [2, 26]:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{\rho, \delta} > 0, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{T, \delta} \geq 0, \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial \mu_n}{\partial \delta} \right)_{T, P} \geq 0, \quad (11)$$

式中 E , P 和 μ_n 分别表示平均每核子总能量、压强和中子的化学势.

图 1 给出了模型体系 ^{197}Au 的压强-密度等温曲线. 计算中使用了软的势参量, 由其给出的核物质不可压缩系数 $K = 200$ MeV. 图 1 中点线表示化学不稳定线, 虚线表示力学不稳定线, 虚线与点线之间是化学不稳定区 ($(\partial \mu_n / \partial \delta)_{T, P} < 0$), 虚线下方是力学不稳定区 ($(\partial P / \partial \rho)_{T, \delta} < 0$). 例如对 $T = 6$ MeV, 力学不稳定区和化学不稳定区的范围分别为 $\rho = (0.01 - 0.087) \text{fm}^{-3}$, $\rho = (0.087 - 0.090) \text{fm}^{-3}$. 相对于力学不稳定区, 化学不稳定区比较窄, 且位于力学不稳定线外侧. 因为化学不稳定线比力学不稳定线更扩展些, 从而化学不稳定性使不稳定区变得更宽.

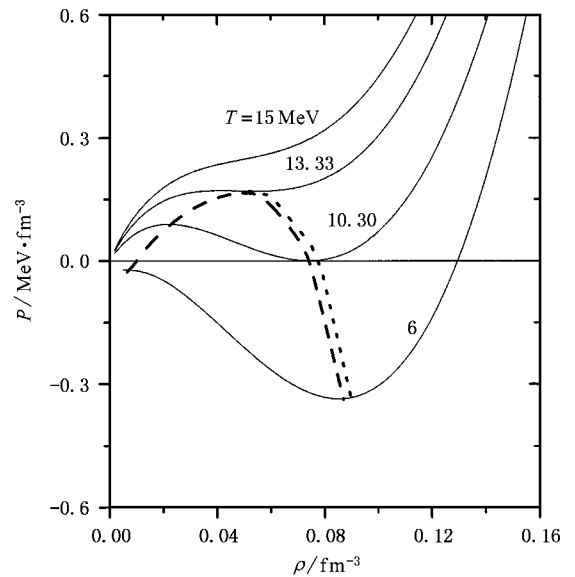


图 1 有限核 ^{197}Au 的压强-密度等温曲线. 点线表示化学不稳定线, 虚线表示力学不稳定线.

在本文的动力学计算中使用了同位旋相关的量子分子动力学 (IQMD) 模型. 在这一模型中核平均场可参量化为

$$U(\rho, \tau_z) = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + \frac{1}{2}(1 - \tau_z)V_C + C \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \tau_z + U^{\text{Yuk}}, \quad (12)$$

式中 τ_z 为同位旋的第三分量, 对中子和质子分别取 1 和 -1. 方程等号右边第一项和第二项是同位旋非相关的, 第三项表示库仑势, 只对质子起作用, 第四

项表示对称势.在丰中子体系中,对称势对 neutron 起排斥作用,而对 proton 有吸引作用.最后一项 U^{Yuk} 表示有限力程势(表面势).上式中 V_c 及 U^{Yuk} 的具体表达式及式中的参量见文献 [23]. IQMD 模型在中能重离子碰撞中已成功地解释了很多与反应体系同位旋相关的现象,特别是较好地描述原子核多重碎裂的同位旋效应^[24].在当前的动力学计算中同样使用了所谓的软的核状态方程.在考虑两体碰撞时,可以采用同位旋非相关的核子-核子碰撞截面及由实验提取的同位旋相关的核子-核子碰撞截面^[23, 24].考虑泡利阻塞时区分了中子和质子.在判断自由核子时,认为与其他核子距离大于 3.5 fm,或相对动量大于 300 MeV $\cdot c^{-1}$ 的核子为自由核子.

在初始化时,将 IQMD 的初态构造为重离子碰撞的中间状态.对于模型体系 ^{197}Au (相对中子过剩为 0.2),根据图 1 给出的稳定性条件, $T = 6 \text{ MeV}$, $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$ 是典型的力学不稳定态,其对应的反应机理是多重碎裂.在本文计算中,将这一状态作为 IQMD 的初态.在构造这一状态时,按照下式对坐标空间和动量空间的质子和中子的初始位置进行抽样^[30]:

$$\alpha(r) = \mathcal{A} [R(T) - r] \rho, \quad (13)$$

$$f(p) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{p^2/2m - \mu}{T}\right)}, \quad (14)$$

式中 μ 为自由核子的化学势,

$$R(T) = \left(\frac{3A}{4\pi\rho}\right)^{1/3} (1 + 0.0005 T^2). \quad (15)$$

由有限温度的 Hartree-Fock 计算给出^[31].在事件数较大时,可以给出合理的相空间核子分布^[30].为了研究同位旋相分比的同位旋效应,同样的办法可以构造出 $T = 6 \text{ MeV}$, $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$ 的模型体系 ^{204}Au (相对中子过剩为 0.23) 的初态.

3. 结果与讨论

体系在发生液气相变时,相互平衡共存的液气两相要满足 Gibbs 条件,

$$\begin{aligned} \mu_n(p, \delta_1) &= \mu_n(p, \delta_2); \\ \mu_p(p, \delta_1) &= \mu_p(p, \delta_2), \end{aligned} \quad (16)$$

式中 δ_1, δ_2 分别表示液相和气相的相对中子过剩.即相互共存的液气两相的中子化学势、质子化学势及压强要分别相等.由这一条件给出的气相的相对中子过剩要大于液相的相对中子过剩^[1, 32].重离子

碰撞中压缩膨胀后形成的核物质体系,在未发生液气相变前,其各处的相对中子过剩是基本相等的,而在发生液气相变并达到平衡后,气相会变得更丰中子.这说明在液气相变中,中子更容易由高密度区向低密度区扩散.为什么中子会更容易由高密度区向低密度区扩散?为了回答这个问题,可以将反应体系中由于密度涨落及系统的不稳定性而导致的高密度区与低密度区看作是密度较高的核物质与密度较低的核物质.由于密度涨落本身并不会改变高密度区与低密度区的中质比,所以高密度区与低密度区具有相同的 Z/A .由图 1 知,在温度 $T = 6 \text{ MeV}$ 时,对应于小于 0 的压强区,同一压强下可以有两个密度值.所以可以假定高密度区与低密度区可以达到力学平衡与热学平衡,即有相同的压强和温度.图 2 给出了温度 $T = 6 \text{ MeV}$, 相对中子过剩 $\delta = 0.3$ 的无穷大核物质,在一定的压强下密度较高时和密度较低时对应的中子化学势,图 2 中直线连接的两点表示具有相等的压强.这里所用的势参量为软势.由图 2 可以看出,具有相同的温度、压强及相对中子过剩的核物质,较高的密度给出的中子化学势较大.这说明反应体系中由于密度涨落及系统的不稳定性而导致的高密度区的中子化学势显著地大于相邻的低密度区的中子化学势(注意这时两相由于不满足化学平衡条件,所以并未达到相平衡).这会导致中子由高密度区向低密度区扩散,进而使高密度区的中子化学势降低,直到两相达到平衡(即两相具有相同的中子化学势),从而导致了低密相会比高密相更丰中子.

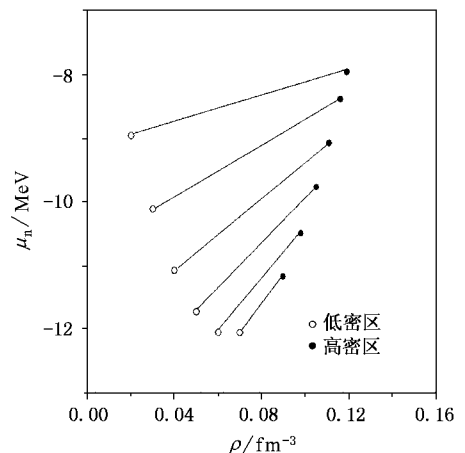


图 2 在 $T = 6 \text{ MeV}$, $\delta = 0.3$ 的无穷大核物质具有相等压强的高密度区和低密度区的中子的化学势.直线连接的两点表示具有相等的压强.

以上只是限于静态的分析而得到的结果.为了更进一步研究影响同位旋相分比的动力学因素,图

图 3(a) 和 (b) 分别给出了初态 $T = 6 \text{ MeV}$, $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$ 时, 由 IQMD 计算得到的模型体系 ^{197}Au 和 ^{204}Au 产生的自由中子与自由质子随时间的演化. 在计算中, 事件数取 500, 这足以保证计算结果的精确度. 计算中没有考虑库仑势. 由图 3 可以看到, 中子相对质子以更快的速度由束缚态变为自由核子. 特别是丰中子体系 ^{204}Au , 这一现象更为明显. 这与图 2 给出的结论是相一致的. 可以由自由核子的中质比与束缚核子的中质比的比值 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 来表征同位旋

相分比的程度. 图 3(c) 给出了模型体系 ^{197}Au 和 ^{204}Au 的 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 随时间的演化. 可以看到, 在 $100 \text{ fm} \cdot \text{c}^{-1}$ 以前 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 迅速增加, 在 $100 \text{ fm} \cdot \text{c}^{-1}$ 后逐渐趋于饱和, 且丰中子体系 ^{204}Au 的 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 增加更快, 并有更高的饱和值. 这是由于丰中子体系有更大的对称能, 而对称能对中子有排斥作用, 从而导致丰中子体系的 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 会更大.

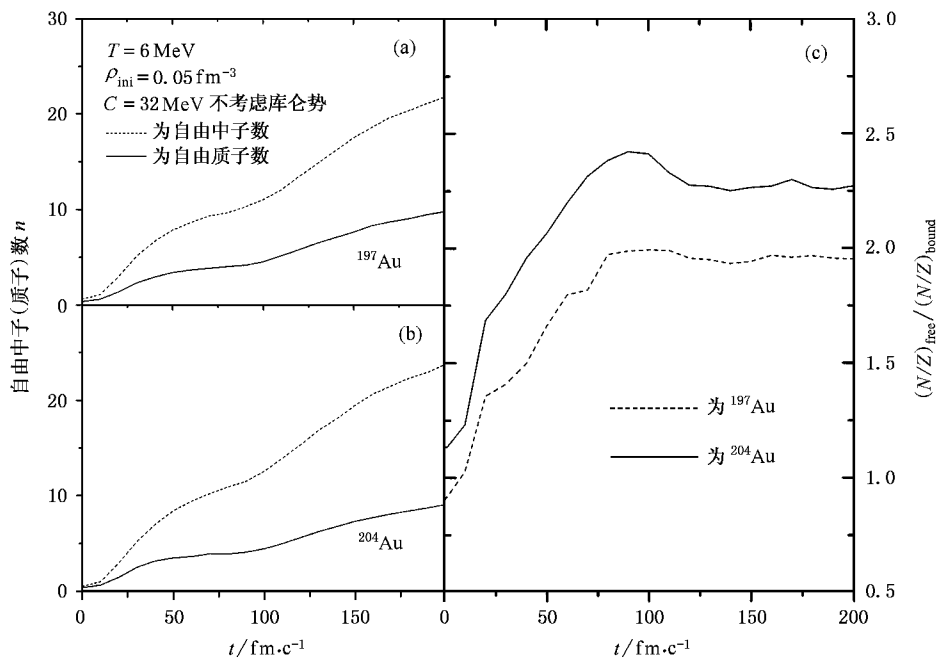


图 3 在 $T = 6 \text{ MeV}$, $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$ 时, 由 IQMD 计算得到的模型体系 ^{197}Au (a) 和 ^{204}Au (b) 产生的自由中子和自由质子随时间的演化以及模型体系 ^{197}Au 和 ^{204}Au 的 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 随时间 t 的演化 (c)

为了进一步研究影响同位旋相分比的动力学因素及其相对重要性, 图 4 给出了库仑势和对称势对同位旋相分比的影响. 计算中两体碰撞采用了同位旋相关的核子-核子碰撞截面. 其中实线表示对称能强度系数 $C = 32 \text{ MeV}$ 且没有考虑库仑势时 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 随时间的演化; 短划虚线表示对称能强度系数 $C = 0 \text{ MeV}$ 且没有考虑库仑势时的情况; 点线表示对称能强度系数 $C = 32 \text{ MeV}$ 且计算中考虑了库仑势. 从图 4 中可以看到, 对称势可以极大地提高 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$. 这是由于对称势对中子的排斥作用和对质子的吸引作用而导致的. 在计算中采用的对称势是与核子密度成正比的, 所以高密度区对中子的排斥力及对质子的吸引力会更强, 这会使更多的中子由束缚态变为自由中子, 从而导致 $(N/Z)_{\text{free}}/$

$(N/Z)_{\text{bound}}$ 大于 1. $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 对对称势的敏感性使得人们可以通过研究 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 来提取对称势. 关于这方面的研究将在后续文章中给出. 正如上文所述, 库仑势与对称势对质子起着相反的作用. 在相变过程中, 库仑势对质子的排斥作用在高密度区会变得很重要, 它会使更多的质子由高密度区向低密度区转移, 从而会使 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 减小. 然而, 对称势与库仑势的贡献相互抵消后仍可使 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 大于 1, 这说明在所考虑的体系中对称势对同位旋相分比的影响是最大的.

图 5 给出的是核子-核子碰撞截面的同位旋相关性对同位旋相分比的影响. 在计算中没有考虑库仑势和对称势. 实线表示使用同位旋相关的核子-核子碰撞截面时 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 随时间的演化; 短

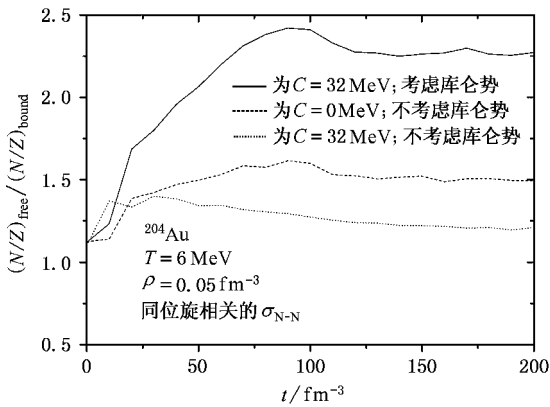


图4 分别考虑对称势与库仑势的情况下,在 $T = 6\text{MeV}$, $\rho = 0.05\text{fm}^{-3}$ 时 ^{204}Au 的 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 随时间 t 的演化

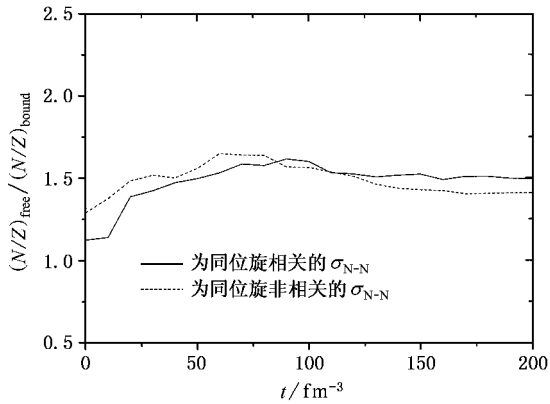


图5 核子-核子碰撞截面分别考虑同位旋相关性及不考虑同位旋相关性时,在 $T = 6\text{MeV}$, $\rho = 0.05\text{fm}^{-3}$ 时 ^{204}Au 的 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 随时间的演化

划线表示使用同位旋非相关的核子-核子碰撞截面时的结果.可以发现,核子-核子碰撞截面的同位旋相关性对同位旋相分比没有明显的影响.这可能是由于在这样低的密度下 ($\sim 0.05\text{fm}^{-3}$) 核子-核子碰撞概率很小的缘故.总之,不同的动力学因素对同位旋相分比有不同的影响.实验上观测到的正是这些因素互相竞争、互相叠加后给出的结果.

4. 结 论

利用非对称核物质状态方程及 IQMD 模型,对同位旋相分比现象进行了研究.从研究中可以看出,导致同位旋相分比的根源是由于高密区中子的化学势大于低密区中子的化学势,从而使中子由高密区向低密区扩散.基于费密分布构造出重离子碰撞中可能达到的状态.然后利用 IQMD 模型,对系统从这些状态进行动力学演化,研究了对称势、核子-核子碰撞截面的同位旋相关性以及库仑势对同位旋相分比的影响及其相对重要性.结果表明,同位旋相分比对对称能最为敏感.对压缩膨胀后的体系,核子-核子碰撞的同位旋相关性对同位旋相分比没有明显的影响.库仑势可以使 $(N/Z)_{\text{free}}/(N/Z)_{\text{bound}}$ 显著地降低.这些结果使得我们对同位旋相分比有了更进一步的理解,同时提供了一种提取非正常密度下对称能的可能途径.

[1] Muller H and Serot B D 1995 *Phys. Rev. C* **52** 2072
 [2] Li B A, Ko C M and Bauer W 1998 *Int. J. Mod. Phys. E* **7** 147
 [3] Li W F and Zhang F S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1888 (in Chinese)
 [李文飞、张丰收 2001 物理学报 **50** 1888]
 [4] Zhang F S and Suraud E 1993 *Phys. Lett. B* **319** 35
 [5] Zhang F S and Suraud E 1995 *Phys. Rev. C* **51** 3201
 [6] Di Toro M, Banran V, Colonna M et al 2001 *Nucl. Phys.* **681** 426c
 [7] Xu H S, Tsang M B, Liu T X et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 716
 [8] Zhang F S, Li W F and Jin G M 2001 *Prog. Phys.* **21** 469 (in Chinese)
 [张丰收、李文飞、靳根明 2001 物理学进展 **21** 469]
 [9] Zhang F S and Ming Z Y and Jin G M 2001 *Pros. Phys.* **21** 469
 [10] Ma Y G et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 654 (in Chinese)
 [马余刚等 2000 物理学报 **49** 654]
 [11] Peng F, Peng Q H and Zhang F S 2001 *Acta Astronom. Sin.* **42** 38
 [12] Zhang F S and Chen L W 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 142

[13] Tsuruta S 1998 *Phys. Rep.* **292** 1
 [14] Prakash M, Bambi I, Prakash M et al 1997 *Phys. Rep.* **280** 1
 [15] Heiselberg H and Hjorth-Jensen M 2000 *Phys. Rep.* **328** 237
 [16] Lattimer J, Pethick C, Prakash M et al 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2701
 [17] Zhang H Y, Mang Y G, Su Q M et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 193 (in Chinese)
 [张虎勇、马余刚、苏前敏等 2001 物理学报 **50** 193]
 [18] Xiao Z G, Jin G M, Wu H Y et al 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1037
 [19] Li W F, Zhang F S and Chen L W 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1040 (in Chinese)
 [李文飞、张丰收、陈列文 2001 物理学报 **50** 1040]
 [20] Li Z X, Wu X Z and Zuo Y Z 1991 *Chin. Phys. Lett.* **8** 384
 [21] Aichelin J 1991 *Phys. Rep.* **202** 233
 [22] Chen L W, Zhang F S, Jin G M and Zhu Z Y 1999 *Phys. Lett. B* **459** 21

- [23] Chen L W , Zhang F S and Jin G M 1998 *Phys. Rev. C* **58** 2283
- [24] Zhang F S , Chen L W , Jin G M and Zhu Z Y 1999 *Phys. Rev. C* **60** 064604
- [25] Bertsch G F and Das Gupta S 1988 *Phys. Rep.* **160** 189
- [26] Li B A and Ko C M 1997 *Nucl. Phys. A* **618** 498
- [27] Jaqaman H R , Mekjian A Z and Zamick L 1984 *Phys. Rev. C* **29** 2067
- [28] Jaqaman R 1983 *Phys. Rev. C* **27** 2782
- [29] Jaqaman R 1989 *Phys. Rev. C* **39** 169
- [30] Zhang F S 1996 *Z. Phys. A* **356** 131
- [31] Sauer G , Chandra H and Mosel U 1976 *Nucl. Phys. A* **264** 21
- [32] Catalano D , Giansiracusa G and Lombardo U 2001 *Nucl. Phys.* **681** 390c

On the mechanism of the Isospin fractionation in nuclear multifragmentation *

Li Wen-Fei¹⁾ Xu Hu-Shan¹⁾ Zhang Feng-Shou¹⁾²⁾³⁾ Li Jian-Feng¹⁾ Chen Lie-Wen⁴⁾

¹⁾(Institute of Modern Physics , Chinese Academy of Sciences , Lanzhou 730000 ,China)

²⁾(Center of Theoretical Nuclear Physics , National Laboratory of Heavy Ion Accelerator , Lanzhou 730000 ,China)

³⁾(China Center of Advanced Science and Technology (World Laboratory) , Beijing 100080 ,China)

⁴⁾(Department of Physics , Shanghai Jiaotong University , Shanghai 200030 , China)

(Received 27 November 2001 ; revised manuscript received 13 February 2002)

Abstract

The isospin fractionation in heavy-ion collisions is investigated using a static method and an isospin-dependent quantum molecular dynamics(IQMD) model. A static interpretation of the isospin fractionation is provided based on a phenomenological asymmetric nuclear equation of state. The effects of different dynamic ingredients on the isospin fractionation , i. e. symmetry potential , Coulomb potential and isospin dependence of N-N cross section , are discussed in the frame of IQMD model.

Keywords : isospin fractionation , asymmetric nuclear equation of state , isospin-dependent quantum molecular dynamics

PACC : 2570 , 2587

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 19875068 and 19847002) , by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G2000077407) , by the Science Foundation of the Chinese Academy of Sciences and One Hundred Person Project of Chinese Academy of Sciences.