

## 同位旋激发能研究\*

李文飞<sup>1,2</sup> 张丰收<sup>1,2,3</sup> 陈列文<sup>1,2</sup>

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 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** 在扩展的 Skyrme 有效相互作用下,利用 Hartree-Fock 理论研究了同位旋激发能与温度、密度的关系. 结果表明同位旋激发能随密度的降低以及温度的增加而降低. 同时研究了对称能与同位旋激发能的关系,指出对称能是同位旋激发能的一部分,且占相当大的比重. 最后研究了不同的势参数下,同位旋激发能随相对中子过剩的变化关系,发现同位旋激发能较强地依赖于对称能强度系数,而对不可压缩系数以及有效质量不太敏感. 从而为实验上通过研究同位旋激发能来提取核物质状态方程中的对称能部分指出了一条途径.

**关键词** 同位旋激发能 密度 温度 对称能

### 1 引言

对于低能重离子碰撞所形成的复合核系统,其温度  $T$  大约为 1—2 MeV,密度  $\rho$  保持在饱和密度  $\rho_0$  附近,激发能主要来自热激发能的贡献,激发能  $\epsilon^*$  和温度  $T$  满足  $\epsilon^* = aT^2$ ,其中能级密度参数  $a$  (取值范围  $\frac{A}{12} - \frac{A}{8} \text{MeV}^{-1}$ ) 可由统计模型给出. 随着中能重离子加速器的建造. 在实验室能够产生偏离正常状态的原子核 ( $T \approx 10 \text{MeV}$ ,  $\rho \approx \rho_0$ ), 其激发能不仅来自热激发能,而且压缩激发能也有很重要的贡献. 此时激发能与温度的关系变得很复杂,不再是简单的抛物线规律. 例如德国 GSI 的 ALADIN 小组通过对 600 MeV/u 的 Au + Au 反应研究,发现温度与激发能的关系曲线 (ALADIN 量热曲线) 出现了一个温度平台<sup>[1]</sup>,有人把它当作发生液-气相变的信号. 近年来,随着次级束流装置 (如 RIKEN 的 RIPS<sup>[2]</sup>, GSI 的 FRS<sup>[3]</sup>, GANIL 的 LISE, SISSI 和 SPIRAL<sup>[4]</sup>, MSU 的 A1200<sup>[5]</sup> 及 HIRFL 的 RIBLL<sup>[6]</sup>) 相继建成并投入使用,为重离子物理开辟了一个崭新的领域,即放射性核束 (RNB) 物理. 放射性核束物理的发展使人们不仅能够产生高温、偏离正常密度的原子核,而且能够产生远离  $\beta$  稳定线的原子核<sup>[7]</sup>. 利用放射性核束引起的反应能够产生

2000-06-20 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

高温、高压缩或膨胀、同位旋非对称的原子核 ( $T \approx 10\text{MeV}$ ,  $\rho > \rho_0$ ,  $\delta^2 > 0$ , 这里  $\delta$  是相对中子过剩). 这就是说原子核的激发能还可来自同位旋自由度的贡献, 我们称之为同位旋激发能. 关于热激发能和压缩激发能人们已作了大量研究<sup>[8-11]</sup>, 但对同位旋激发能的知识还很缺乏. RNB 的发展为研究同位旋激发能提供了机遇, 同时也迫切需要理论上能够给出关于同位旋激发能的更多的知识.

本文利用扩展的 Skyrme 有效相互作用, 在 Hartree-Fock 近似下对同位旋激发能与温度、密度的关系作了较系统的研究.

## 2 理论模型

在扩展的 Skyrme 有效相互作用下, 对核物质的波函数采用平面波近似, 应用 Hartree-Fock 理论, 可以得到温度、密度以及同位旋自由度相关的单核子能量<sup>[8,12]</sup>

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

其中

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

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

$$\delta = \frac{\rho_{\tau_c} - \rho_{-\tau_c}}{\rho}, \quad (3)$$

$$\lambda = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mT}}, \quad (4)$$

$$C_l(\mu_{\tau_c}) = \int_0^\infty \frac{x^l}{1 + e^{(x - \mu_{\tau_c})/T}} dx, \quad (5)$$

式中  $\mu_{\tau_c}$  为自由核子(质子或中子)气体的化学势.

本文计算中用到的势参数有 SKM, SKP, GS4, SKX, 每一种势参数给出的核物质在饱和点处的不可压缩系数  $K$ 、有效质量  $m^*/m$  以及对称能强度系数  $C$  见表 1.

表 1 不同的势参数在饱和点给出的  $K, m^*/m$  以及  $C$

势参数	$K/\text{MeV}$	$m^*/m$	$C/\text{MeV}$
SKM	216	0.79	30.8
SKP	201	1.0	30.9
GS4	235	0.8	21.8
SKX	271	0.99	31.2

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压缩激发能  $\epsilon_c^*$ 、温度变化所导致的热激发能  $\epsilon_t^*$  以及同位旋变化所导致的同位旋激发能  $\epsilon_i^*$ . 对于选定的参考态  $\epsilon_r(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta = \delta_r)$ ,  $\epsilon_c^*$ ,  $\epsilon_t^*$  以及  $\epsilon_i^*$  可由下式给出

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

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

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

关于热激发能与压缩激发能的研究, 可参阅文献[8, 10].

一般来说, 激发能是相对基态能量而言的, 即参考态  $\epsilon_r(\rho = \rho_r, T = T_r, \delta = \delta_r)$  应取为基态. 但是, 为了讨论同位旋激发能的温度、密度相关性, 即讨论由于同位旋不对称而导致的激发能在不同的温度、密度下的差异, 这里姑且将同位旋激发能定义为在任意温度、密度下, 同位旋偏离该温度、密度时的对称核物质而引起的能量的变化, 也就是说, 参考态取为任意的  $T, \rho$  以及  $\delta = 0$ . 于是同位旋激发能可以写为  $\epsilon_i^* = \epsilon(\rho, T, \delta) - \epsilon(\rho, T, 0)$ . 如果对同位旋激发能按  $\delta^2$  进行 Taylor 展开, 则可以得到

$$\epsilon_i^* = C(\rho, T)\delta^2 + D(\rho, T)\delta^4 + O(\delta^6), \quad (9)$$

其中  $C(\rho, T)\delta^2$  为对称能,  $C(\rho, T)$  为对称能强度系数. 可见, 对称能是同位旋激发能的一部分, 而同位旋激发能包含了核物质状态方程中所有的与同位旋相关的部分.

### 3 结果与讨论

图 1 给出了密度  $\rho = 0.05, 0.10, 0.16$  及  $0.32\text{fm}^{-3}$  时不同温度下同位旋激发能随相对中子过剩  $\delta$  的变化. 可以看到同位旋激发能随温度的升高而降低. 例如, 对于  $\rho = 0.16\text{fm}^{-3}$ , 当温度从 0 增加到  $12\text{MeV}$  时, 与  $\delta = 0.5$  对应的同位旋激发能从  $7.73\text{MeV}$  降低到  $6.88\text{MeV}$ . 还可以发现, 同位旋激发能随密度的降低而降低. 例如, 对于  $T = 0\text{MeV}$ , 当密度从  $0.32\text{fm}^{-3}$  降低到  $0.05\text{fm}^{-3}$  时, 与  $\delta = 0.5$  对应的同位旋激发能从  $10.20\text{MeV}$  降低到  $3.63\text{MeV}$ . 对这一现象的一种可能的解释是同位旋激发能本质上是一种量子效应.

根据统计物理的知识, 在经典极限条件  $\left(\left(\frac{1}{\rho}\right)^{1/3} \gg h \left(\frac{1}{2\pi m k_B T}\right)^{1/2}\right)$  下, 量子系统将过渡到经典系统. 也就是说在高温低密时量子效应会减弱, 从而导致同位旋激发能降低. 需要指出的是, 本文的计算是针对无穷大核物质的, 没有考虑库仑和表面效应, 这时相对中子

过剩  $\delta > 0$  与  $\delta < 0$  情况是一样的,并且相对中子过剩  $\delta = 0$  时激发能最低,体系最稳定. 对于有限核的情况,将不在这里讨论,另文发表.

为了进一步研究对称能与同位旋激发能的关系,图 2 给出了不同的温度与密度下,同位旋激发能  $\epsilon_1^*$ 、对称能  $C\delta^2$  以及四次项  $D\delta^4$  随  $\delta$  的变化. 其中系数  $C, D$  是利用(9)式(忽略掉小量  $O(\delta^6)$  的贡献)对  $\epsilon_1^*$  进行最小二乘拟合得到的. 可以清楚地看到,对称能在同位旋激发能中占着相当大的比重. 而且由低

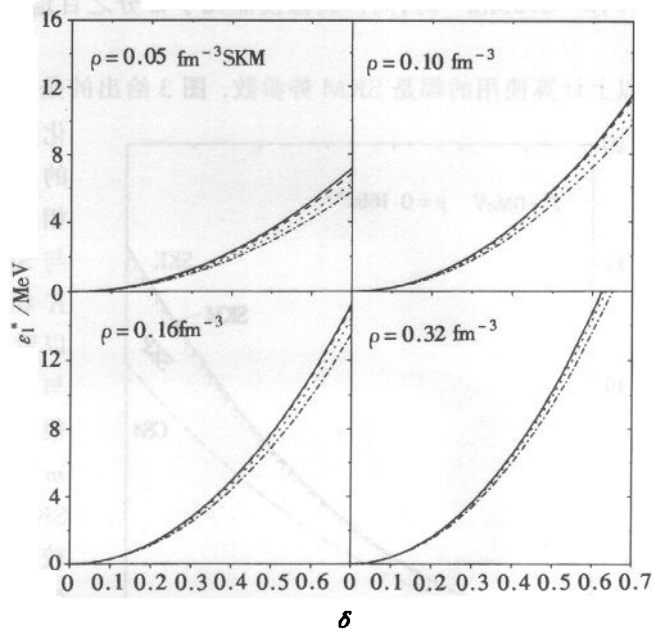


图 1 不同密度和不同温度下同位旋激发能随相对中子过剩  $\delta$  的变化  
 —  $T = 0\text{MeV}$ , - - -  $T = 4\text{MeV}$ , .....  $T = 8\text{MeV}$ , - · - · -  $T = 12\text{MeV}$ .

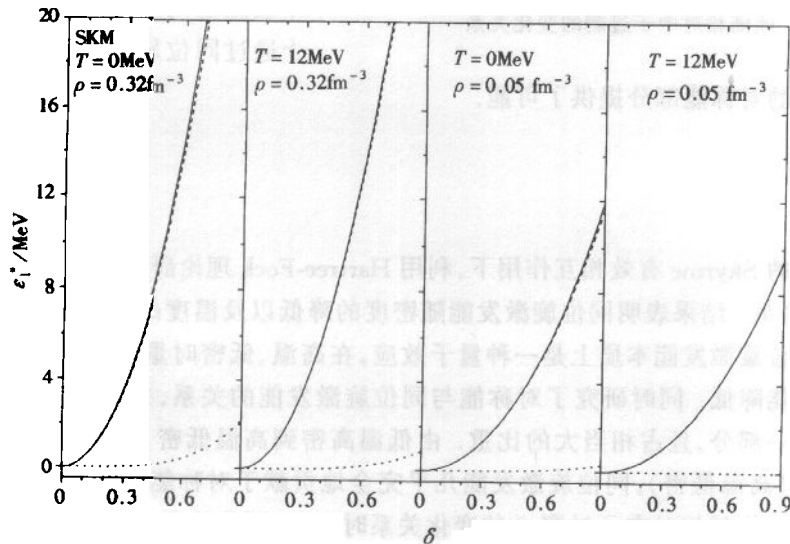


图 2 不同的温度与密度下,  $\epsilon_1^*$ ,  $C\delta^2$  以及  $D\delta^4$  随  $\delta$  的变化  
 —  $\epsilon_1^*$ , - - -  $C\delta^2$ , .....  $D\delta^4$ .

温高密 ( $T = 0\text{MeV}, \rho = 0.32\text{fm}^{-3}$ ) 到高温低密 ( $T = 12\text{MeV}, \rho = 0.05\text{fm}^{-3}$ ) 对称能在同位旋激发能中的比重逐渐增大, 四次项  $D\delta^4$  对同位旋激发能的贡献越来越弱. 在  $T = 0\text{MeV}, \rho = 0.32\text{fm}^{-3}$  时, 对  $\delta = 0.8$ ,  $\epsilon_1^* = 26.81\text{MeV}$ ,  $C\delta^2 = 25.49\text{MeV}$ ,  $D\delta^4 = 1.32\text{MeV}$ , 四次项  $D\delta^4$  占同位旋激发能的 5%, 对称能部分  $C\delta^2$  占同位旋激发能的 95%. 而在  $T =$

12MeV,  $\rho = 0.05\text{fm}^{-3}$  时, 同位旋激发能几乎百分之百地贡献于对称能, 四次项  $D\delta^4$  几乎为零.

以上计算使用的都是 SKM 势参数. 图 3 给出的是在不同的势参数下,  $\epsilon_i^*$  随  $\delta$  的变

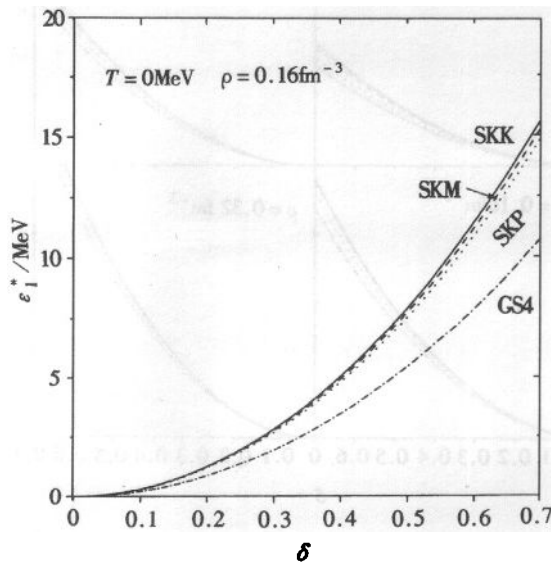


图 3 不同的势参数下, 同位旋激发能随相对中子过剩的变化关系

化关系. 其中势参数 SKM 与 SKP 的  $K$  和  $C$  相差不大, 但是  $m^*/m$  却相差较大(为 0.21), 而势参数 SKP 与 SKX 的  $C$  和  $m^*/m$  相差不大, 但  $K$  相差较大(为 70MeV). 从图 3 可以看到, 势参数 SKM 与 SKP 和 SKP 与 SKX 给出的同位旋激发能相差都很小. 这说明同位旋激发能受  $m^*/m$  以及  $K$  的影响较弱. 势参数 SKM 与 GS4 给出的  $K$  与  $m^*/m$  比较接近, 但  $C$  相差较大(9.4MeV). 用它们计算出的同位旋激发能相差很大. 可见同位旋激发能对对称能强度系数的变化是很敏感的. 由于  $\epsilon_i^*$  与核物质状态方程的  $K$ ,  $m^*/m$  不敏感而对  $C$  很敏感, 这为从实验上通过同位旋激发能来提取核物质

状态方程中的对称能部分提供了可能.

## 4 总结

在扩展的 Skyrme 有效相互作用下, 利用 Hartree-Fock 理论研究了同位旋激发能与温度、密度的关系. 结果表明同位旋激发能随密度的降低以及温度的增加而降低. 并指出, 这是由于同位旋激发能本质上是一种量子效应, 在高温、低密时量子效应减弱, 从而导致同位旋激发能降低. 同时研究了对称能与同位旋激发能的关系, 并指出对称能是同位旋激发能中的一部分, 且占相当大的比重. 由低温高密到高温低密, 比重逐渐提高, 在接近经典系统时(高温低密), 同位旋激发能几乎完全地贡献于对称能. 在研究不同的势参数下同位旋激发能随相对中子过剩  $\delta$  的变化关系时发现, 同位旋激发能受不可压缩系数  $K$  与有效质量  $m^*/m$  的影响较弱, 而受对称能强度系数  $C$  的影响很强. 从而为实验上通过研究同位旋激发能来提取核物质状态方程中的对称能部分指出了一条途径.

## 参考文献(References)

- 1 Pochodzalla J. Phys. Rev. Lett., 1995, 75(6):1040
- 2 Kubo T. Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res., 1992, B70:309
- 3 Geissel H. Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res., 1992, B70:286

- 4 Mueller A C, Anne R. Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res. , 1991, **B56/57**:559
- 5 Sherrill B M. Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res. , 1992, **B56/57**:1106
- 6 ZHAN W L, GUO Z Y, XIAO G Q et al. Science in China, 1998, **50(4)**:21
- 7 ZHANG F S et al. Phys. Rev. , 1999, **C60(12)**:064604
- 8 ZHANG Feng-Shou, GE Ling-Xiao. 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)
- 9 Ngo C, Ngo H, Leray S et al. Nucl. Phys. , 1989, **A499**:148
- 10 ZHANG Feng-Shou GE Ling-Xiao. 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)
- 11 Surraud E. Nucl. Phys. , 1987, **A462**:109
- 12 ZHANG F S. Z. Phys. , 1996, **A356**:163

## On Isospin Excitation Energy

LI Wen-Fei<sup>1,2</sup> ZHANG Feng-Shou<sup>1,2,3</sup> CHEN Lie-Wen<sup>1,2</sup>

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 using the extended Skyrme effective interaction, the isospin excitation energy as a function of relative neutron excess  $\delta$  was investigated at different temperatures and densities. It was found that the isospin excitation energy decreased with the increment of temperature and/or the decrement of density. We pointed out that the decrement of isospin excitation energy was resulted from the weakening of quantum effect with increment of temperature and/or decrement of density. Meanwhile, the relationship between the isospin excitation energy and the symmetry energy was discussed and found that the symmetry energy was just a part of the isospin excitation energy. With increasing temperature and decreasing density, the contribution of the symmetry energy to the isospin excitation energy becomes more and more important. The isospin excitation energy as a function of relative neutron excess was also investigated using different potential parameters. The result shows that the isospin excitation energy is almost independent of the incompressibility and the effective mass, but strongly depends on the symmetry energy strength coefficient, which indicates that it is possible to extract the symmetry energy of the nuclear equation of state by investigating the isospin excitation energy in experiments.

**Key words** isospin excitation energy, density, temperature, symmetry energy

Received 20 June 2000

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875068, 19847002), Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and Science Foundation of The Chinese Academy of Sciences