

# 对奇异核的 Skyrme-Hartree-Fock 计算

沈姚崧 任中洲

(南京大学物理系 南京 210008)

1996-01-30 收稿

## 摘 要

用 Skyrme-Hartree-Fock 理论研究  $Z=8$  和  $Z=50$  附近同位素核的基态特性, 在计算中使用了3套新的力参数 SKI2、SKI3 和 SKI4. 计算结果表明, 以上力参数的 Skyrme-Hartree-Fock 理论对这些核提供了一个很好的描述. 在3组参数中, 考虑同位旋有关的自旋-轨道力的 SKI4 参数是最好的, 并且它还能够成功地得到  $Z=50$  附近的核的电荷同位素移动.

**关键词** Skyrme-Hartree-Fock 理论, 电荷同位素移动, 自旋-轨道耦合力, 同位旋相关性, 结合能.

## 1 引 言

在过去的二十多年里, 采用有效核子-核子相互作用势的平均场理论, 在微观描述核基态性质方面取得了很大的成功<sup>[1-5]</sup>. 在各种不同的有效势中, Skyrme 有效势是最广泛使用的, 它能够很好地描述原子核的基态性质, 给出和实验数据符合得相当好的计算结果, 如原子核的结合能, 各种核半径(电荷半径、质子半径、中子半径、物质半径等)以及核的表面厚度等. 然而, 上面的描述仅适合那些靠近  $\beta$  稳定线附近的核. 随着实验条件的不断改善, 特别是近几年来大型激光光谱仪的问世, 开辟了研究那些远离  $\beta$  稳定线的原子核的领域. 理论核物理的研究热点也随之转移到这方面来.

传统的 Skyrme 参数是通过在  $\beta$  稳定线附近的核数据拟合而得到的, 在计算那些远离  $\beta$  稳定线的奇异核时遇到了困难. 文献[3-5]指出, 传统的 Skyrme 参数不能得到 Ca、Sr、Pb 的电荷同位素移动. 为了解决这个困难, Reinhard 和 Flocard<sup>[6]</sup> 提出了5套新的 Skyrme 参数, 在这些参数的拟合过程中一些远离  $\beta$  稳定线的原子核如 <sup>132</sup>Sn、<sup>214</sup>Pb 等也包含在内, 并且通过这5套新的 Skyrme 参数详细地分析了这个问题, 发现造成困难的原因在于传统的 skyrme 力形式中的自旋-轨道耦合项. 在这5套参数中 SKI1、SKI2、SKI5 具有和传统的 Skyrme 参数相类似的自旋-轨道耦合项, 而在 SKI4 参数的自旋-轨道耦合项中考虑了同位旋自由度, 这种更一般的自旋-轨道耦合项的引入, 使得 SKI4 参数能很好地描述 Ca、Sr、Pb 的电荷同位素移动<sup>[6]</sup>. 剩下的 SKI3 参数具有和以上参数都不同的自旋-轨道耦合项, 这种耦合项的形式类似于相对论平均场

理论所得到的自旋-轨道耦合项, 能得到 Pb 的电荷同位素移动, 但不能得到 Sr 和 Ca 的电荷同位素移动<sup>[6]</sup>.

本文将用以上的参数研究一些轻核同位素基态性质, 检验新的力参数. 在此基础上, 计算一些过去人们没有算过或计算结果不理想的核的电荷同位素移动, 并预言某些奇异核的性质. 由于 SKI1, SKI2, SKI5 具有同样类型的自旋-轨道耦合项, 我们仅用其中算得最好的一套 SKI2.

## 2 Skyrme-Hartree-Fock 理论

Skyrme-Hartree-Fock 理论已是一个标准的理论<sup>[1-6]</sup>, 这里只给出一个简要的描述.

如文献[6]所述, 二体的 Skyrme 作用力可写成如下形式:

$$\begin{aligned} V_{12} = & t_0(1+x_0P_\sigma)\delta(r_{12}) + \frac{1}{2}t_1(1+x_1P_\sigma)(K'^2\delta(r_{12}) + \delta(r_{12})K^2) \\ & + \frac{1}{6}t_3(1+x_3P_\sigma)\rho^\alpha((r_1+r_2)/2)\delta(r_{12}) + t_2(1+x_2P_\sigma)(K' \cdot \delta(r_{12})K) \\ & + iW_0(1+x_4P_\tau)(\sigma_1 + \sigma_2)(K' \times \sigma(r_{12})K), \end{aligned} \quad (1)$$

公式(1)中的  $K$  代表向右作用的算子  $(\nabla_1 - \nabla_2)/2i$ ,  $K'$  代表向左作用的算子  $-(\nabla_1 - \nabla_2)/2i$ .  $P_\sigma$  和  $P_\tau$  分别代表自旋交换和同位旋交换算子. 公式(1)中的前两项对应于  $S$  波交换, 后两项对应于  $P$  波交换, 中间第三项是三体力项, 在时间反演不变的情况下可以简化成和二体密度有关的作用项<sup>[6]</sup>.

在标准的 HF 理论中, 基态是用一组单粒子波函数的 Slater 行列式近似:

$$\psi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det |\varphi_i(x_j)|, \quad (2)$$

$\varphi$  是单粒子波函数, 在球坐标中  $\varphi$  可以写成:

$$\varphi_\beta = \frac{R_\beta(r)}{r} Y_{j\beta l\beta m\beta}(\theta, \varphi). \quad (3)$$

基态能量为:

$$\begin{aligned} E = & \langle \psi | (T+V) | \varphi \rangle \\ = & \sum_i \langle i | \frac{p^2}{2m} | i \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | \bar{v}_{12} | ij \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

$|i\rangle$  和  $|ij\rangle$  是单粒子波函数的简写,  $v$  上的一横代表反对称的矩阵元. 上式经过变分后, 可以得到以下方程<sup>[1]</sup>,

$$\left[ -\nabla \cdot \frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} \nabla + U_q(r) + W_q(r)(-i)(\nabla \times \vec{\sigma}) \right] \varphi_i = e\varphi_i, \quad (5)$$

上述方程中的各量分别是:

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4} \left[ t_1 \left( 1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left( 1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \rho$$

$$+ \frac{1}{4} \left[ t_2 \left( \frac{1}{2} + x_2 \right) - t_1 \left( \frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \rho_q, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} U_q = & t_0 \left[ \left( 1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho - \left( x_0 + \frac{1}{2} \right) \rho_q \right] + \frac{1}{4} \left[ t_1 \left( 1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left( 1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \tau \\ & + \frac{1}{4} \left[ t_2 \left( \frac{1}{2} + x_2 \right) - t_1 \left( \frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \tau_q + \frac{1}{8} \left[ 3t_1 \left( \frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left( \frac{1}{2} + x_2 \right) \right] \nabla^2 \rho_q \\ & - \frac{1}{8} \left[ 3t_1 \left( 1 + \frac{1}{2} x_1 \right) - t_2 \left( 1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \nabla^2 \rho + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha \left[ \left( 1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho - \left( x_3 + \frac{1}{2} \right) \rho_q \right] \\ & + \frac{1}{12} \alpha t_3 \rho^{\alpha-1} \left[ \left( 1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho^2 - \left( x_3 + \frac{1}{2} \right) \left( \rho_n^2 + \rho_p^2 \right) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

$$W_q = \frac{1}{2} W_1 (\nabla \rho + \nabla \rho_q) + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) J_q - \frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) J, \quad (8)$$

这里  $W_1 = W_0 (1 + x_4)$ .

$$\rho = \rho_p + \rho_n, \quad \tau = \tau_p + \tau_n, \quad \nabla J = \nabla J_p + \nabla J_n$$

$\rho, \tau, J$  分别是物质密度, 动能密度和流密度, 在球坐标下可写成:

$$\rho_q = \sum_i |\varphi_i(r)|^2 = \sum_\beta \omega_\beta \frac{2j_\beta + 1}{4\pi} \left( \frac{R_\beta}{r} \right)^2, \quad (9)$$

$$\tau_q = \sum_i |\nabla \varphi_i(r)|^2 = \sum_\beta \omega_\beta \frac{2j_\beta + 1}{4\pi} \left[ \left( \partial_r \frac{R_\beta}{r} \right)^2 + \frac{l_\beta(l_\beta + 1)}{r^2} \left( \frac{R_\beta}{r} \right)^2 \right], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} J_q &= -i \sum_i \varphi_i^*(r) (\nabla \varphi_i(r) \times \vec{\sigma}) \\ &= \sum_\beta \omega_\beta \frac{2j_\beta + 1}{4\pi} \left[ j_\beta(j_\beta + 1) - l_\beta(l_\beta + 1) - \frac{3}{4} \right] \frac{2}{r} \left( \frac{R_\beta}{r} \right)^2, \quad (11) \end{aligned}$$

这里  $\omega_\beta$  是单粒子能级的占有几率.

在传统的 Skyrme 形式中, 能量函数中包含有 Hartree (对称) 和 Fock (反对称) 项, 如果在方程(1)的最后一项即自旋-轨道耦合项中略去 Fock 项<sup>[1]</sup> 以及  $t_1, t_2$  的贡献, 就能得到<sup>[1]</sup>

$$W_q(r) = b_4 \nabla \rho + b'_4 \nabla \rho_q, \quad (12)$$

这里  $b_4 = W_0 (1 + x_4) / 2, b'_4 = -W_0 x_4 / 2$ . 方程(12)和方程(8)相比, 多了同位旋自由度.

平均场使核子趋于局域化而破坏了空间平移不变性, 这样造成整个原子核的质心在平均场内振动. 但是, 严格的核基态的总角动量必须为零. 文献[4]提供了一种简单而可靠的方法来处理质心修正:

$$E_{\text{cm}} = \frac{\langle P_{\text{cm}}^2 \rangle}{2Am}, \quad (13)$$

$$\langle P_{cm}^2 \rangle = \sum_{\beta} \omega_{\beta} \langle \varphi_{\beta} | \hat{p}^2 | \varphi_{\beta} \rangle - \sum_{\alpha\beta} (\omega_{\alpha} \omega_{\beta} + \sqrt{\omega_{\alpha}(1-\omega_{\alpha})\omega_{\beta}(1-\omega_{\beta})}) |\langle \varphi_{\alpha} | \hat{p} | \varphi_{\beta} \rangle|^2.$$

### 3 结果与讨论

首先用3套具有不同的自旋-轨道耦合力的 Skyrme 参数 SKI2、SKI3、SKI4, 计算 N、O、F 的同位素核的基态特性, 包括原子核的结合能、物质半径、电荷半径、中子半径和质子半径. 3组参数列在表1中. 详细的计算结果列在表2和表3中. 在我们的平均场计算中考虑了对关联. 对力是用BCS理论来处理的, 对力常数  $G_p=17\text{MeV/u}$ ,  $G_n=23\text{MeV/u}$ , 下标 p、n 分别表示质子和中子. 为了使计算结果保持自洽, 波函数的迭代和对迭代交替进行. 对于满壳外仅有一个核子(空穴)的情况, 原子核的角动量和宇称性质仅决定于该核子(空穴). 所以对于 N 和 F 不必考虑其质子的对力.

表1 Skyrme 形式的参数 SKI2、SKI3、SKI4

	SKI2	SKI3	SKI4
$t_0$	-1915.43	-1762.88	-1855.83
$t_1$	438.449	561.608	473.829
$t_2$	305.446	-227.09	1006.86
$t_3$	10548.9	8106.2	9703.61
$x_0$	-0.2108	0.3083	0.4051
$x_1$	-1.7376	-1.1722	-2.8891
$x_2$	-1.5336	-1.0907	-1.3252
$x_3$	-0.1780	1.2926	1.1452
$b_4$	60.301	94.254	183.097
$b'_4$	60.301	0.0000	-180.0351

在表2的第一列给出了原子核的结合能的实验值, 这些数据均取自文献[8], 第二到第四列分别对应3组参数的计算结果. 在  $\beta$  稳定线附近, 3组参数 SKI2、SKI3、SKI4 的计算结果和实验值符合得相当好. 随着中子数的增加, 3组计算结果出现了比较小的差距, 并且这种差距随中子数的增加而增大. SKI2 的结果和用传统 Skyrme 参数计算所得结果很类似, 越靠近中子滴线, 计算结果越偏离实验值. 而 SKI4 的计算结果和实验值的符合程度却惊人的好, 其相对误差基本上在1%之内. SKI3 的计算结果介于 SKI2 和 SKI4 之间. 3组参数 SKI2、SKI3、SKI4 中最大的差别在于其具有不同的自旋-轨道势  $W(r)$ <sup>[6]</sup>. SKI2 和传统 Skyrme 参数一样, 中子和质子的自旋-轨道势分别正比于  $\nabla(2\rho_n+\rho_p)$  和  $\nabla(2\rho_p+\rho_n)$ . 在 SKI3 中,  $b'_4=0$ , 其中子和质子的自旋-轨道势都正比于  $\Delta\rho$ , 这种结构和相对论平均场理论中的自旋-轨道势相类似. 而 SKI4 的自旋-轨道势明显不同于 SKI2 和 SKI3, 其中子的自旋-轨道势正比于  $\nabla\rho_p$ , 而质子的自旋-轨道势正比于  $\nabla\rho_n$ .

表2 N、O、F原子核的结合能

	实验值 <sup>(a)</sup>	SKI2	SKI3	SKI4	FIS
<sup>11</sup> N	58.350	61.85	59.16	58.82	61.4
<sup>13</sup> N	94.105	95.19	92.93	94.43	93.9
<sup>15</sup> N	115.492	117.81	116.82	117.27	114.4
<sup>17</sup> N	123.865	128.37	125.86	125.87	125.8
<sup>19</sup> N	132.018	138.20	134.23	133.19	134.6
<sup>21</sup> N	138.79	145.93	140.79	137.65	141.4
<sup>23</sup> N	142.43 <sup>(a)</sup>	152.69	146.58	141.23	145.4
<sup>12</sup> O	58.530	63.62	61.33	59.84	61.2
<sup>14</sup> O	98.733	101.19	99.65	100.39	98.4
<sup>16</sup> O	127.620	128.61	128.33	128.14	124.2
<sup>18</sup> O	139.807	142.78	141.21	141.21	139.7
<sup>20</sup> O	151.371	155.70	152.19	151.92	152.3
<sup>22</sup> O	162.030	166.54	162.87	160.78	162.4
<sup>24</sup> O	168.480	175.42	170.80	166.22	168.8
<sup>26</sup> O	168.430 <sup>(a)</sup>	179.71	174.81	168.74	168.7
<sup>28</sup> O		183.35	178.66	170.62	167.3
<sup>17</sup> F	128.22	130.70	129.86	129.92	127.7
<sup>19</sup> F	147.80	148.08	146.15	147.13	146.9
<sup>21</sup> F	162.50	164.03	161.10	162.42	162.8
<sup>23</sup> F	175.21	177.91	174.41	173.66	175.9
<sup>25</sup> F	183.48	188.91	184.58	181.94	184.6
<sup>27</sup> F	185.83	195.14	190.78	186.71	187.0
<sup>29</sup> F	186.73 <sup>(a)</sup>	200.85	196.98	191.03	187.8

(a) 是估算值.

道势却正比于  $\nabla\rho_n$ , 这种结构使 SKI4 具有同位旋有关的自旋-轨道力. 而正是这种同位旋有关的自旋-轨道力的作用使核的结合能变小而符合实际情况. 表2的最后一列给出了 Lombard<sup>[7]</sup>的数值结果(FIS). 与 SKI4 比较可知, SKI4 好于 FIS. 我们的计算结果还表明 <sup>26</sup>O 的结合能大于 <sup>24</sup>O 的结合能, 这意味着 <sup>26</sup>O 对二 neutron 发射是稳定的, 相类似的例子还有 <sup>23</sup>N、<sup>28</sup>O、<sup>29</sup>F. 虽然以上这些核在实验中还没有观察到, 但这个结论和用相对论平均场理论所得出的结果是一致的<sup>[9]</sup>.

表3给出了 N、O、F 的同位素核的各种半径, 类似于表2的情况, 在  $\beta$  稳定线附近3组参数 SKI2、SKI3、SKI4 得到的各种半径值几乎一样, 但随着中子数的增加, 由参数 SKI4 所得到的中子半径值明显大于另二组参数所得到的. 这主要是由两个原因所造成. 一是中子单粒子能级变浅; 二是自旋-轨道能隙分裂变大. 这两个原因都和同

位旋有关的自旋-轨道力有联系. 在实验上已得到某些丰中子核有晕的结构, 即有非常大的中子半径和物质半径, 而在理论上还没有得到令人满意的解释. 同位旋有关的自旋-轨道力能使中子半径增大的性质无疑将给人们提供一个很好的启发. 有关 N、O、F 的同位素核的各种半径的实验数据很少, 远离  $\beta$  稳定线的核的半径数据几乎没有, 所能得到的仅为<sup>[7, 10]</sup>  $r_c(^{15}\text{N}) = 2.61\text{fm}$ ,  $r_m(^{17}\text{N}) = (2.80 \pm 0.04)\text{fm}$ ,  $r_n(^{17}\text{N}) = (2.94 \pm 0.15)\text{fm}$ ,  $r_m(^{19}\text{N}) = (2.79 \pm 0.06)\text{fm}$ ,  $r_n(^{19}\text{N}) = (2.88 \pm 0.09)\text{fm}$ ,  $r_m(^{16}\text{O}) = (2.63 \pm 0.06)\text{fm}$ ,  $r_c(^{16}\text{O}) = 2.70\text{fm}$ ,  $r_n(^{16}\text{O}) = (2.59 \pm 0.11)\text{fm}$ ,  $r_c(^{18}\text{O}) = 2.75\text{fm}$ ,  $r_m(^{20}\text{O}) = (3.00 \pm 0.35)\text{fm}$ ,  $r_n(^{20}\text{O}) = (3.20 \pm 0.59)\text{fm}$ ,  $r_c(^{19}\text{F}) = 2.90\text{fm}$ . 可以发现 3 组计算结果和这些数据符合得很好.

表 3 N、O、F 原子核的各种计算半径

	SKI2				SKI3				SKI4			
	$r_m$	$r_c$	$r_n$	$r_p$	$r_m$	$r_c$	$r_n$	$r_p$	$r_m$	$r_c$	$r_n$	$r_p$
<sup>11</sup> N	2.60	2.83	2.29	2.77	2.62	2.82	2.34	2.77	2.63	2.87	2.35	2.78
<sup>13</sup> N	2.63	2.69	2.58	2.65	2.62	2.69	2.56	2.66	2.62	2.68	2.58	2.65
<sup>15</sup> N	2.72	2.70	2.74	2.70	2.69	2.69	2.70	2.67	2.70	2.72	2.71	2.70
<sup>17</sup> N	2.79	2.68	2.87	2.67	2.78	2.68	2.87	2.65	2.81	2.68	2.90	2.67
<sup>19</sup> N	2.90	2.68	3.03	2.66	2.90	2.67	3.05	2.63	2.95	2.68	3.12	2.64
<sup>21</sup> N	2.99	2.68	3.14	2.65	2.98	2.67	3.14	2.62	3.06	2.67	3.26	2.63
<sup>23</sup> N	3.10	2.68	3.28	2.64	3.09	2.67	3.28	2.62	3.17	2.67	3.38	2.62
<sup>12</sup> O	2.73	2.94	2.38	2.88	2.71	2.91	2.40	2.86	2.76	2.98	2.45	2.89
<sup>14</sup> O	2.70	2.78	2.61	2.76	2.67	2.76	2.58	2.73	2.69	2.76	2.63	2.73
<sup>16</sup> O	2.74	2.77	2.74	2.75	2.71	2.75	2.70	2.71	2.73	2.75	2.72	2.74
<sup>18</sup> O	2.79	2.75	2.84	2.72	2.77	2.73	2.83	2.69	2.79	2.73	2.85	2.70
<sup>20</sup> O	2.86	2.74	2.96	2.70	2.83	2.72	2.93	2.67	2.89	2.72	3.02	2.67
<sup>22</sup> O	2.93	2.73	3.07	2.68	2.91	2.72	3.06	2.66	3.01	2.73	3.20	2.66
<sup>24</sup> O	3.05	2.73	3.22	2.67	3.04	2.72	3.22	2.66	3.11	2.74	3.32	2.65
<sup>26</sup> O	3.20	2.79	3.39	2.70	3.17	2.78	3.37	2.69	3.23	2.78	3.45	2.68
<sup>28</sup> O	3.30	2.84	3.51	2.73	3.26	2.83	3.46	2.72	3.32	2.84	3.54	2.72
<sup>17</sup> F	2.77	2.88	2.72	2.81	2.75	2.87	2.69	2.80	2.76	2.88	2.70	2.82
<sup>19</sup> F	2.79	2.84	2.81	2.77	2.78	2.84	2.80	2.75	2.78	2.83	2.81	2.75
<sup>21</sup> F	2.84	2.82	2.93	2.74	2.84	2.82	2.91	2.73	2.87	2.81	2.97	2.72
<sup>23</sup> F	2.90	2.81	3.01	2.72	2.90	2.81	3.01	2.72	2.94	2.81	2.09	2.70
<sup>25</sup> F	3.02	2.82	3.18	2.72	3.02	2.82	3.18	2.72	3.13	2.85	3.31	2.77
<sup>27</sup> F	3.16	2.87	3.34	2.75	3.14	2.87	3.32	2.76	3.17	2.87	3.63	2.74
<sup>29</sup> F	3.26	2.93	3.45	2.97	3.23	2.92	3.41	2.80	3.28	2.94	3.45	2.87

$r_c$  表示电荷半径,  $r_n$  表示中子半径,  $r_p$  表示质子半径,  $r_m$  表示物质半径.

表 4  $Z=50$  附近同位素原子核的结合能

实验值 <sup>(a)</sup>		SKI4	实验值 <sup>(a)</sup>		SKI4	实验值 <sup>(a)</sup>		SKI4
<sup>98</sup> Cd	820.89 <sup>(a)</sup>	825.19	<sup>99</sup> In	821.64 <sup>(a)</sup>	826.63	<sup>100</sup> Sn	824.48 <sup>(a)</sup>	830.76
<sup>100</sup> Cd	843.84 <sup>(a)</sup>	845.07	<sup>101</sup> In	845.28 <sup>(a)</sup>	847.36	<sup>102</sup> Sn	848.91 <sup>(a)</sup>	852.52
<sup>102</sup> Cd	865.140	863.08	<sup>103</sup> In	867.611	866.29	<sup>104</sup> Sn	871.850	872.46
<sup>104</sup> Cd	885.840	880.86	<sup>105</sup> In	888.635	885.03	<sup>106</sup> Sn	893.870	892.25
<sup>106</sup> Cd	905.140	898.76	<sup>107</sup> In	908.858	903.86	<sup>108</sup> Sn	914.598	915.01
<sup>108</sup> Cd	923.403	916.86	<sup>109</sup> In	927.924	922.85	<sup>110</sup> Sn	934.562	932.34
<sup>110</sup> Cd	940.642	934.98	<sup>111</sup> In	945.969	941.85	<sup>112</sup> Sn	953.528	952.22
<sup>112</sup> Cd	957.016	952.70	<sup>113</sup> In	963.090	960.13	<sup>114</sup> Sn	971.570	971.47
<sup>114</sup> Cd	972.599	971.87	<sup>115</sup> In	979.403	976.60	<sup>116</sup> Sn	988.679	992.02
<sup>116</sup> Cd	987.440	985.77	<sup>117</sup> In	994.951	991.75	<sup>118</sup> Sn	1004.95	1008.0
<sup>118</sup> Cd	1001.57	996.51	<sup>119</sup> In	1009.85	1006.3	<sup>120</sup> Sn	1020.54	1020.8
<sup>120</sup> Cd	1014.98	1009.3	<sup>121</sup> In	1024.13	1019.9	<sup>122</sup> Sn	1035.52	1035.5
<sup>122</sup> Cd	1027.72	1021.3	<sup>123</sup> In	1037.86	1032.9	<sup>124</sup> Sn	1049.96	1049.6
<sup>124</sup> Cd	1040.00	1033.0	<sup>125</sup> In	1051.06	1045.4	<sup>126</sup> Sn	1063.88	1063.2
<sup>126</sup> Cd	1051.76	1044.5	<sup>127</sup> In	1063.72	1057.8	<sup>128</sup> Sn	1077.34	1076.6
<sup>128</sup> Cd	1062.87	1055.7	<sup>129</sup> In	1075.84	1069.8	<sup>130</sup> Sn	1090.39	1089.8
<sup>130</sup> Cd		1065.3	<sup>131</sup> In	1087.210	1080.2	<sup>132</sup> Sn	1102.91	1101.3

(a) 是估算值.

为了研究同位旋有关的自旋-轨道力对电荷同位素移动影响, 我们用 SKI4 计算了  $Z=50$  附近的核 Cd、In、Sn 的电荷同位素移动. 计算结果给在图 1 中. 电荷同位素移动是用量  $r_c^2(A) - r_c^2(\text{ref})$  来表示的. 其中  $r_c(\text{ref})$  表示同位素链中的参考核的电荷半径. 在计算中, 我们选择  $N=66$ , 即 <sup>114</sup>Cd、<sup>115</sup>In、<sup>116</sup>Sn 作为参考核. 这样选取的原因一方面是为了便于同实验比较, 另一方面是因为  $N=64$  是一个子壳, 而在满壳或子壳附近电荷同位素移动会大一些. 从图 1 中可以明显看到计算结果和实验值吻合的很好, 图 1 还给出一些到目前为止还没有实验数据的核的电荷同位素移动, 这些核都远离  $\beta$  稳定线. 当用传统的 Skyrme 参数时, 中子和质子的自旋-轨道力的强度与同位旋无关, 这样使得靠近  $\beta$  稳定线的核和远离  $\beta$  稳定线的核的核物质密度差别很小, 随核子数变化很不明显. SKI4 的自旋-轨道力明显不同于传统的 Skyrme 参数, 其中子的自旋-轨道耦合强度几乎仅依赖于  $\nabla\rho_p$ , 而质子的自旋-轨道耦合强度却依赖于  $\nabla\rho_n$ . 这意味着中子和质子间的关联增强, 当然这种关联是与自旋-轨道力紧密联系的. 当中子数接近幻数或半幻数时, 这种关联将会发生很大的变化, 对电荷同位素移动产生很强影响, 这就是为什么在幻数核或半幻数核附近有大的电荷同位素移动的原因. 同时在表 4 中, 列出了  $Z=50$  附近 3 个同位素核的结合能, 可以看到, 计算值和实验值的相对误差在 1% 之内, 再次说明同位旋有关的自旋-轨道力能够在相当好地处理靠近  $\beta$  稳定线的核的同时, 还能很好地描述远离  $\beta$  稳定线

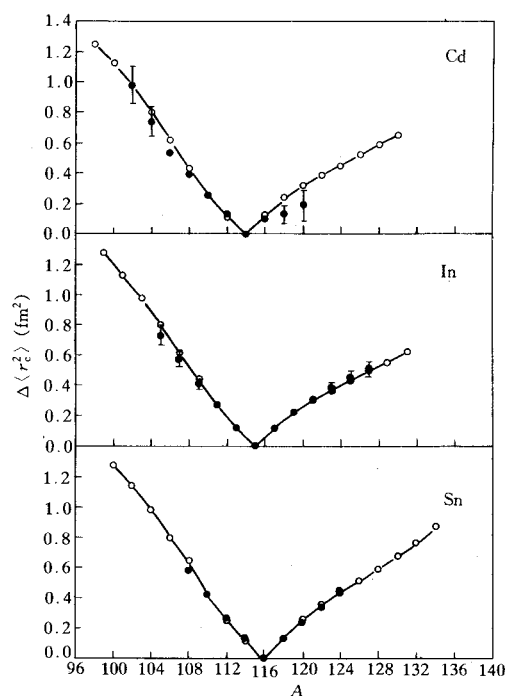


图1 Cd、In、Sn 的电荷同位素移动

○表示用 SKI4 参数计算的结果, ●表示用激光光谱仪得到的实验值. Cd 取自文献[11, 13],  
In 取自文献[13], Sn 取自文献[12]

的核的性质.

总之, 用新的力参数计算得到的同位素核的结合能和各种基态半径与实验符合得很好. 特别是对于考虑了同位旋有关的自旋-轨道力的 SKI4 参数, 不但能相当好地描述这 3 种同位素轻核的基态性质, 而且还能够得到  $Z=50$  附近核的电荷同位素移动. 无疑, 这将为从理论上研究那些远离  $\beta$  稳定线的奇异核提供一个很好的启迪.

### 参 考 文 献

- [1] D. Vauthern, D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972)626.
- [2] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994)981.
- [3] J. Friedrich, P. G. Reinhard, *Phys. Rev.*, **C33**(1986)335.
- [4] H. Sagawa, H. Toki, *J. Phys.*, **G13**(1987)453.
- [5] P. G. Reinhard, F. Hummer, K. Goeke, *Z. Phys.*, **A317**(1984)339.
- [6] P. G. Reinhard, H. Flocard, *Nucl. Phys.*, **A 584**(1995)467.
- [7] R. J. Lombard, *J. Phys.*, **G16**(1990)1311.
- [8] G. Audi, A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.*, **A565**(1993)1.
- [9] Zhongzhou Ren, W. Mittig, Baoqiu Chen, *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)R20.
- [10] E. Liatard *et al.*, *Europhys. Lett.*, **13**(1990)401.
- [11] F. Buchinger, H. J. Kluge, A. C. Mueller, *Nucl. Phys.*, **A 462**(1987)305.
- [12] J. Eberz *et al.*, *Z. Phys.*, **A 326**(1987)121.
- [13] P. Aufmuth, K. Heilig, A. Stuedel, *At. Data Nucl. Data Tables* **37**(1987)455.



## Skyrme–Hartree–Fock Calculation on Exotic Nuclei

Shen Yaosong    Ren Zhongzhou

(*Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008*)

Received 30 January 1996

### Abstract

The ground state properties of the nuclei near  $Z=8$  and  $Z=50$  are investigated using the Skyrme–Hartree–Fock approach with new force parameters SKI2, SKI3 and SKI4. The calculations show that the Skyrme–Hartree–Fock theory with above force parameters provides a good description on those isotopes. Among the three sets of force parameters, SKI4, which has considered the isospin dependence of the spin–orbit force, is the best one. SKI4 is also successful in reproducing the charge shifts near  $Z=50$ .

**Key words**    Skyrme–Hartree–Fock theory, charge shifts, spin–orbit force, isospin dependence, binding energy.