

文章编号: 1007-4627(2011)02-0157-05

同位旋效应对 F 同位素 s - d 能级间隙的影响*

郭艳青¹, 任中洲²

(1 韩山师范学院物理与电子工程系, 广东 潮州 521041;

2 南京大学物理学系, 江苏 南京 210008)

摘要: 在单粒子势模型的框架下, 计算了 O 同位素和 F 同位素的基态和某些低激发态的能级值、均方根半径值及密度分布。通过在伍兹-萨克逊势中引入同位旋依赖项, 研究了同位旋效应对 F 同位素 s - d 能级间隙的影响。理论计算得到的均方根半径值和自旋宇称值与实验结果一致。尤其是, 理论计算能够实现¹⁶F, ¹⁵F 和¹⁴F 中 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间的反转, 且 F 同位素中 s - d 质子能级间隙及其整体变化趋势与已知实验结果符合较好。此外, 理论结果表明¹⁷F 的 $(1/2)^+$ 第一激发态为单质子晕态。

关键词: 同位旋效应; 能级反转; 质子晕

中图分类号: O571.2 **文献标识码:** A

1 引言

20 世纪中期, Mayer 和 Jensen 提出的具有强自旋-轨道耦合作用的壳模型, 成功解释了原子核的幻数, 且单粒子壳模型的能级系对大多数核基态自旋宇称值的预言与实验相符。近年来, 随着加速器和放射性核束技术的迅猛发展, 人们对原子核的研究已逐步由稳定核区拓展到了不稳定核区。迄今, 实验上已发现不稳定核有许多奇特的性质。例如, 实验测得一些远离稳定线的原子核具有反常的自旋宇称值^[1-3], 说明这些不稳定核的能级次序与传统壳模型预言的能级结构不同。另外, 实验还发现在不稳定丰中子核和丰质子核中存在晕结构^[4-12]。对不稳定核奇特的结构性质的研究一直是当代核物理实验中最活跃的研究领域之一。与此同时, 实验上发现的反常核性质对现有的核理论模型提出了挑战。理论学者试图采用各种各样的核模型探讨这些反常现象的存在机制^[13-23], 这些研究都有助于加深人们对核壳结构的理解, 然而不稳定核能级次序发生变动及晕现象出现的物理根源尚无定论。

在众多的核唯象理论中, 值得一提的是单粒子势模型^[24]。该模型假设核由核芯和单粒子组成, 某

个核子所受到的来自其它核子的作用可用平均势场(取单粒子势)来表示。通过采用合理的平均势形式, 单粒子势模型能较好地描述轻稳定核的能级结构和性质。Bohr 和 Mottelson^[25]曾指出, 原子核中的中子或质子过剩将影响核子所受到的平均核势, 其对核势影响的大小正比于 $(N-Z)/A$ (N, Z, A 分别为原子核的中子数、质子数和质量数), 即原子核的总同位旋 $(N-Z)/2$ 的大小对核平均势有影响。对于稳定轻核, 由于其 $N \approx Z$, 同位旋效应对核平均势的影响不显著。然而, 对于远离稳定线的轻核, 同位旋效应对核平均势的影响将随着中子或质子过剩的增加而逐渐增强, 因此在运用单粒子势模型研究不稳定轻核时应考虑同位旋效应对核平均势的影响。

F 同位素是研究上述问题的较理想的体系, 这是因为: (1) F 同位素属于轻核的范围, 质量数较小, 同位旋对核势的影响显著; (2) 实验表明, 在¹⁵F 和¹⁶F 中存在能级反转的现象^[3, 10, 26-27]; (3) 实验迹象表明, ¹⁷F 的 $(1/2)^+$ 第一激发态为单质子晕态^[10]。基于这些原因, 本文将在单粒子势模型的框架下, 通过在核势中引入同位旋依赖项, 研究同位旋效应对 O 同位素和 F 同位素的基态和某些低激

* 收稿日期: 2010-10-29; 修改日期: 2011-02-10

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10947106, 10535010, 10675090)

作者简介: 郭艳青(1980-), 女(汉族), 河南鹤壁人, 副教授, 博士, 从事原子核物理理论研究; E-mail: yqguo126@126.com

发态性质的影响,重点探讨同位旋效应对 F 同位素中 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间隙的影响,以及由此产生的核能级次序的变动和晕态的出现。

2 理论框架

根据壳模型的基本假定,可引入单粒子势来表示某个核子所受到的来自其它核子的平均势。在忽略剩余相互作用后,单核子运动满足下列径向薛定谔方程:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_{ws}(r) + U_{so}(r) + U_C(r) \right] \phi_{nlj}(r) = E_{nlj} \phi_{nlj}(r), \quad (1)$$

其中,核势取伍兹-萨克逊势形式:

$$U_{ws}(r) = -V_0 f(r) = -V_0 \left(1 + \exp \frac{r-R}{a_0} \right)^{-1}. \quad (2)$$

表达式(2)中, V_0 为阱深, a_0 为弥散宽度,势阱半径 $R = r_0(A-1)^{1/3}$ 。理论计算中伍兹-萨克逊势参数取^[25, 28]:

$$r_0 = 1.27 \text{ fm}, \quad a_0 = 0.67 \text{ fm}. \quad (3)$$

在核子间的相互作用中,自旋-轨道耦合是相当强地存在的。类比于原子中电子所受到的自旋-轨道耦合势,核子间的自旋-轨道耦合势可写为^[29-30]

$$U_{so}(r) = V_{so} \frac{2}{r} \frac{df(r)}{dr} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}), \quad (4)$$

其参数 V_{so} 取 Thomas 形式,即

$$V_{so} = V_0 \left(\frac{\hbar}{2m_p c} \right)^2 \lambda. \quad (5)$$

计算中,Thomas 形状因子取 $\lambda = 25$ ^[29-30]。

对于质子,还受到库仑势项 $U_C(r)$ 的作用,该项是把质子看成一个点电荷,其它 $(Z-1)$ 个质子看成一个半径为 $R = r_0(A-1)^{1/3}$ 的均匀带电球体。库仑势的表达式为^[29]

$$U_C(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{2R} \left[3 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], & r \leq R \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r \geq R \end{cases} \quad (6)$$

通过对径向薛定谔方程(1)的数值求解,可得到每个轨道(nlj)中的中子和质子的波函数及相应

能级。原子核物质密度可表示为^[31]

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_a |u_a(r)|^2 n_a, \quad (7)$$

该式中的求和表示对所有填满核子的轨道求和, n_a 表示第 a 个轨道中的核子数, $u_a(r)$ 表示第 n_a 个轨道的核子波函数。同理,对所有填满质子、中子或最外层的一个质子的轨道求和,可得到相应的电荷密度、中子密度或价质子密度。将核物质密度、电荷密度或中子密度代入下式

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{\int_0^{R_{\text{cut}}} \rho(r) r^4 dr}{\int_0^{R_{\text{cut}}} \rho(r) r^2 dr} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

可分别得到核物质分布半径、电荷分布半径或中子分布半径(R_{cut} 表示截断半径)。

参照 Bohr 和 Mottelson 的做法,对中子和质子的阱深 V_0 分别做下述修正^[25]:

$$V_{0n} = V_0 - \frac{N-Z}{A} V_1, \\ V_{0p} = V_0 + \frac{N-Z}{A} V_1. \quad (9)$$

基于对稳定线附近核的能级分析,Bohr 和 Mottelson 采用的参数值为 $V_0 = 51 \text{ MeV}$ 和 $V_1 = 33 \text{ MeV}$ ^[25]。由于我们的研究涉及到 O 同位素和 F 同位素中的不稳定核,所以对这两个参数作了稍许修改。通过将原子核的价质子能级值和价中子能级值分别与实验单质子分离能和单中子分离能拟合,拟合时选取的优化参数值为 $V_0 = 53.5 \text{ MeV}$ 和 $V_1 = 37 \text{ MeV}$ 。

3 理论计算结果和分析

采用上述方法和参数,计算了 O 同位素和 F 同位素的基态和某些低激发态的能级值、均方根半径值及密度分布,计算结果分别列于表 1—表 3 和图 1—图 2。在表中, R_m , R_n 和 R_c 分别表示核物质分布、中子分布和电荷分布的均方根半径的计算值, $\epsilon(\text{MeV})$ 为单粒子能级值。均方根半径的实验值取自文献^[32-34],并以 (Exp.) 标示。

对于 O 同位素,计算研究了其基态性质;对于 F 同位素,考虑了最外层质子分别处于 $2s_{1/2}$ 态和 $1d_{5/2}$ 态的两种情况。由表 1 和表 2 可知:(1)理论计算得到的 O 同位素的能级次序符合传统壳模型

表 1 O 同位素能级和半径的理论值(能级单位为 MeV)

参数量	^{16}O	^{15}O	^{14}O	^{13}O	^{12}O
R_m	2.70	2.70	2.74	2.83	3.13
R_n	2.67	2.60	2.52	2.42	2.31
R_c	2.73	2.79	2.89	3.06	3.47
$R_m(\text{Exp.})$	2.63 ± 0.06	2.70 ± 0.38	2.40 ± 0.03	2.53 ± 0.05	
$R_c(\text{Exp.})$	2.70 \pm 0.01				
$\epsilon(1s_{1/2})(p)$	-27.64	-24.85	-21.80	-18.45	-14.76
$\epsilon(1p_{3/2})(p)$	-14.27	-11.62	-8.81	-5.86	-2.84
$\epsilon(1p_{1/2})(p)$	-9.96	-7.44	-4.84	-2.24	+0.21
$\epsilon(1s_{1/2})(n)$	-31.77	-32.98	-34.36	-35.95	-37.78
$\epsilon(1p_{3/2})(n)$	-17.95	-18.61	-19.38	-20.26	-21.31
$\epsilon(1p_{1/2})(n)$	-13.62	-13.91			

表 2 F 同位素能级和半径的理论值(能级单位为 MeV)

参数量	^{18}F	^{17}F	^{16}F	^{15}F	^{14}F
R_m	2.82	2.79	3.04	3.12	3.24
R_n	2.79	2.64	2.57	2.49	2.41
R_c	2.85	2.92	3.36	3.48	3.62
$R_m(\text{Exp.})$	2.81 \pm 0.14	2.54 \pm 0.08			
$\epsilon(1s_{1/2})(p)$	-28.55	-26.07	-23.37	-20.43	-17.21
$\epsilon(1p_{3/2})(p)$	-15.65	-13.25	-10.71	-8.02	-5.22
$\epsilon(1p_{1/2})(p)$	-11.60	-9.26	-6.84	-4.35	-1.87
$\epsilon(1d_{5/2})(p)$	-3.00	-0.93	(+1.22)	(+3.63)	(+6.25)
$\epsilon(2s_{1/2})(p)$	(-1.40)	(-0.10)	+1.12	+2.27	+3.39
$\epsilon(1s_{1/2})(n)$	-33.12	-34.26	-35.53	-36.97	-38.61
$\epsilon(1p_{3/2})(n)$	-19.76	-20.42	-21.16	-22.02	-23.00
$\epsilon(1p_{1/2})(n)$	-15.70	-16.04	-16.43		
$\epsilon(1d_{5/2})(n)$	-6.59				

表 3 F 同位素的 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间隔值

$Z-N$	$\epsilon_{\text{Exp.}}/\text{MeV}$	$\epsilon_{\text{Cal.}}/\text{MeV}$
0	—	1.60
1	0.50	0.83
2	-0.45	-0.10
3	-1.30	-1.30
4	—	-2.86

的能级结构，且均方根半径的理论结果与实验值符合较好；(2)由单粒子壳模型的能级系可知，F 同位素基态的价质子应处在 $1d_{5/2}$ 态，而 ^{18}F 和 ^{17}F 的自旋宇称实验值与该预言一致，计算结果也显示它们

基态的价质子处于 $1d_{5/2}$ 态；(3)实验上测得 ^{16}F 基态的自旋宇称值为 $0^{-[1]}$ ，而计算结果给出 ^{16}F 基态的价质子处在 $2s_{1/2}$ 态，而非 $1d_{5/2}$ 态，说明 ^{16}F 的 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级发生了反转，同样，计算结果表明在 ^{15}F 和 ^{14}F 中也出现了 s - d 质子能级间的反转，值得指出的是，理论结果很好地解释了 ^{15}F 基态的反常自旋宇称值 $(1/2)^{+ [1]}$ ；(4)计算得到的 ^{18}F 和 ^{17}F 基态的均方根半径与实验值符合。

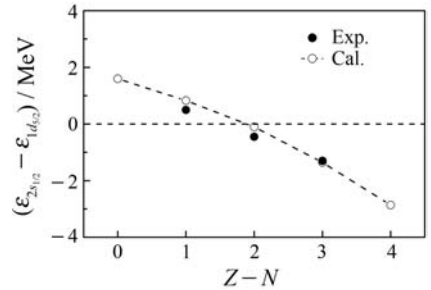


图 1 F 同位素中 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间隙随质子过剩的变化曲线

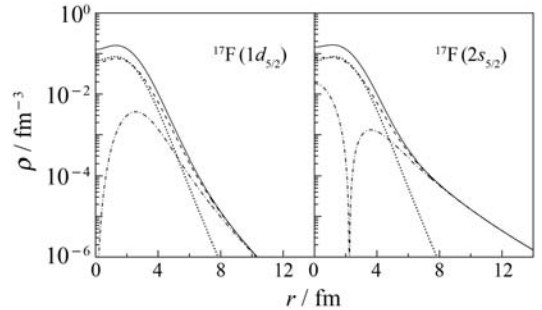


图 2 ^{17}F 中 $(5/2)^+$ 态和 $(1/2)^+$ 态的密度分布曲线

实线、点线、虚线和点虚线分别代表核物质密度、中子密度、质子密度和价质子密度分布曲线。

为了更直观地表述 F 同位素中 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间隙及次序的变化，表 3 中给出了 F 同位素的质子能级间隔 $[\epsilon(2s_{1/2}) - \epsilon(1d_{5/2})]$ 的理论值及相关的实验值^[3, 10, 26-27]，更直观的变化趋势见图 1。从表 3 和图 1 可以看出，当质子过剩少时，质子 s - d 能级间隔值大于零；随着质子过剩的增加，该间隔值逐渐变小。当 $Z-N=1$ 时，该间隔值为 0.83 MeV，说明 ^{17}F 的能级次序正常，这与 Tanaka 等人用该模型分析的结果一致^[35]。当 $Z-N=2$ 时，该间隔值小于零，说明 ^{16}F 的 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级次序发生反转。当 $Z-N=3$ 时，能级间隔的理论值与实验值符合最好，理论结果表明 ^{15}F 的价质子处在 $2s_{1/2}$ 轨道，从而很好地解释了 ^{15}F 基态的反常的

自旋宇称实验值 $(1/2)^{+}$ ^[1]。当质子过剩继续增加到 $Z-N=4$ 时,能级间隔值近似线性减小到 -2.86 MeV,预言 ^{14}F 中也出现了 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间的反转,且反转更剧烈。从图 1 可以看出,能级间隙的理论变化趋势与实验结果符合较好,说明同位旋效应对 F 同位素的质子能级次序的变化影响较大。

在表 2 中, ^{18}F 和 ^{17}F 的能级均为束缚态, ^{16}F , ^{15}F 和 ^{14}F 的质子 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{5/2}$ 能级为非束缚态。目前,用同一模型能同时处理好束缚能级和非束缚能级的情况还是非常少见的。在单粒子势模型中,非束缚态解会受到边界条件的影响;随着截断半径的变化,质子 $2s_{1/2}$ 态和 $1d_{5/2}$ 态的能级值会有所浮动,然而由于其浮动方向相同,即这些能级会同时变深或变浅,所以能级的同向浮动对能极间隔的影响不大。该研究关注的是能级间隔的变化,截断半径的变化不影响能级间隔的整体变化趋势。我们得到的质子 $s-d$ 能级间隔的变化趋势与 Ren 等人得到的中子 $s-d$ 能级间隔的变化趋势相似^[18]。

与中子晕相比,目前对质子晕的研究相对较少,这是由于大多学者认为库仑势垒的存在阻碍了质子晕的形成。然而,最近的一些实验给出了一些丰质子核中质子晕存在的证据。例如,在 $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ 的反应中探测到的低能 S 因子的显著增加提供了 ^{17}F 的 $(1/2)^{+}$ 第一激发态为质子晕态的证据^[10]。为了验证该实验结果,我们研究了 ^{17}F 的 $(1/2)^{+}$ 第一激发态的密度分布情况,并与 ^{17}F 基态的密度分布情况作了比较(图 2)。从图 2 可以看出,与 $1d_{5/2}$ 态相比,当 ^{17}F 的价质子处于 $2s_{1/2}$ 态时,核物质密度分布曲线出现了较长的尾巴,且物质密度分布的大空间延展主要来自价质子密度分布的贡献,说明 ^{17}F 的 $2s_{1/2}$ 态为单质子晕态,这与 Ren 等人的理论研究结果一致^[36]。

4 结论

在单粒子势模型的框架下,计算了 O 同位素和 F 同位素的基态和某些低激发态的能级值、均方根半径值及密度分布。通过在伍兹-萨克逊势中引入同位旋依赖项,研究了同位旋效应对 F 同位素 $s-d$ 质子能级间隙的影响。理论计算的均方根半径值与实验值整体上符合较好,理论得到的自旋宇称值与实验结果一致。尤其是理论计算能够实现 ^{16}F , ^{15}F

和 ^{14}F 中 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{5/2}$ 质子能级间的反转,且 F 同位素中 $s-d$ 质子能级间隔值随着质子过剩的增加而逐渐减小,间隔值的整体变化趋势与已知实验结果符合较好。此外,理论结果表明, ^{17}F 的 $(1/2)^{+}$ 第一激发态为单质子晕态,这与近期的实验结果一致。值得指出的是,只有在核势中加入同位旋依赖项后,才能得到能级反转的合理结果。我们的研究表明,对于远离稳定线的轻核,同位旋效应可能是其核平均势改变的重要因素。

参考文献 (References):

- [1] Audi G, Bersillon O, Blachot J, *et al.* Nucl Phys, 2003, **A729**: 3.
- [2] Markenroth K, Axelsson L, Baxter S, *et al.* Phys Rev, 2000, **C62**: 034308.
- [3] Goldberg V Z, Chubarian G G, Tabacaru G, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 031302.
- [4] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, *et al.* Phys Rev Lett, 1985, **55**: 2676.
- [5] Fukuda M, Ichihara T, Inabe N, *et al.* Phys Lett, 1991, **B268**: 339.
- [6] Mittig W, Chouvel J M, Zhan W L, *et al.* Phys Rev Lett, 1987, **59**: 1889.
- [7] Ozawa A, Tanihata I, Kobayashi T, *et al.* Nucl Phys, 1996, **A608**: 63.
- [8] Fang D Q, Shen W Q, Feng J, *et al.* Phys Rev, 2000, **C61**: 064311.
- [9] Ye Yanlin, Pang Danyang, Ge Yucheng, *et al.* Nuclear Physics Review, 2005, **22**(1): 1(in Chinese).
(叶沿林, 庞丹阳, 葛愉成, 等. 原子核物理评论, 2005, **22**(1): 1.)
- [10] Morlock R, Kunz R, Mayer A, *et al.* Phys Rev Lett, 1997, **79**: 3837.
- [11] Cai X Z, Zhang H Y, Shen W Q, *et al.* Phys Rev, 2002, **C65**: 024610.
- [12] Liu Z H, Ruan M, Zhao Y L, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 034326.
- [13] Zhukov M V, Danilin B V, Fedorov D V, *et al.* Phys Rep, 1993, **231**: 151.
- [14] Otsuka T, Suzuki T, Honma M, *et al.* Phys Rev Lett, 2010, **104**: 012501.
- [15] Dobaczewski J, Nazarewicz W, Wemer T R, *et al.* Phys Rev, 1996, **C53**: 2809.
- [16] Meng J, Toki H, Zhou S G, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 2006, **57**: 470.
- [17] Zhang H Y, Shen W Q, Ren Z Z, *et al.* Nucl Phys, 2003,

- A722**: 518c.
- [18] Ren Z Z, Chen B Q, Ma Z Y, *et al.* Z Phys, 1997, **A357**: 137.
- [19] Chen B Q, Ma Z Y. Chin Phys Lett, 2001, **18**: 1561.
- [20] Pei J C, Xu F R, Stevenson P D. Nucl Phys, 2006, **A765**: 29.
- [21] Liu Jianye. Nuclear Physics Review, 2008, **25**(1): 8(in Chinese).
(刘建业. 原子核物理评论, 2008, **25**(1): 8.)
- [22] Guo Y Q, Ren Z Z. HEP & NP, 2007, **31**: 361.
- [23] Guo Y Q, Ren Z Z. Chin Phys Lett, 2010, **27**: 102102.
- [24] Hansen P G, Jonson B. Europhys Lett, 1987, **4**: 409.
- [25] Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure. Singapore: World Scientific Publishing, 1998, 144–149, 236–240.
- [26] Fortune H T. Phys Rev, 1995, **C52**: 2261.
- [27] Fortune H T, Sherr R. Phys Rev, 2005, **C72**: 024319.
- [28] Liu Z H, Zhang X Z, Zhang H Q. Phys Rev, 2003, **C68**: 024305.
- [29] Satchler G R. Direct Nuclear Reactions. New York: Oxford University Press, 1983, 455–460, 713.
- [30] Lin C J, Zhang H Q, Liu Z H, *et al.* Phys Rev, 2002, **C66**: 067302.
- [31] Wang Zaijun, Ren Zhongzhou. Science in China, 2003, **G33**: 385(in Chinese).
(王再军, 任中洲. 中国科学, 2003, **G33**: 385.)
- [32] de Vries H, de Vries C W, de Vries C. At Data Tables Nucl Data Tables, 1987, **36**: 495.
- [33] Liatard E, Bruandet J F, Glasser F, *et al.* Europhys Lett, 1990, **13**: 401.
- [34] Saint-Laurent M G, Anne R, Bazin D, *et al.* Z Phys, 1989, **A332**: 457.
- [35] Tanaka K, Fukuda M, Mihara M, *et al.* Phys Rev, 2010, **C82**: 044309.
- [36] Ren Z Z, Faessler A, Bobyk A. Phys Rev, 1998, **C57**: 2752.

Isospin Effect on s - d Level Spacing of F Isotopes^{*}

GUO Yan-qing^{1, 1)}, REN Zhong-zhou²

(1 *Department of Physics and Electronic Engineering, Hanshan Normal University, Chaozhou 521041, Guangdong, China;*

2 *Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008, China*)

Abstract: The level structures of O and F isotopes are investigated in the framework of the single-particle potential model. The isospin effect on the s - d level spacing in F isotopes is studied by introducing an isospin-dependent term in the depth of the Woods-Saxon potential. The theoretical results of RMS radii and spin-parity values are in agreement with the experimental data. In particular, the level inversion between proton levels of $2s_{1/2}$ and $1d_{5/2}$ in ^{16}F , ^{15}F and ^{14}F is reproduced. The global tendency of the s - d level spacing agrees with the observed fact. In addition, the study confirms the one-proton halo structure in ^{17}F ($2s_{1/2}$).

Key words: isospin effect; level inversion; proton halo

* Received date: 29 Oct. 2010; Revised date: 10 Feb. 2011

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China (10947106, 10535010, 10675090)

1) E-mail: yqguo126@126.com