

^{14}O 核中子闭壳效应的探讨*

丁斌刚^{1)†} 张大立¹⁾ 鲁定辉²⁾

1) (浙江湖州师范学院理学院, 湖州 313000)

2) 浙江大学近代物理中心, 杭州 310027)

(2009 年 2 月 27 日收到; 2009 年 7 月 11 日收到修改稿)

在引入了 BCS 理论的相对论平均场模型框架内, 通过系统研究氧同位素偶偶核的单粒子能级间隔、单粒子能级占有概率比、对作用效应和粒子数涨落, 比较了 ^{14}O , ^{22}O 和 ^{24}O 三个核的中子闭壳效应, 最后从理论上预言丰质子核 ^{14}O 有着比丰中子核 ^{22}O 和 ^{24}O 更强的中子闭壳效应.

关键词: 相对论平均场模型, 能级间隔, 占有概率, 粒子数涨落

PACC: 2160C, 2160E

1. 引 言

近年来, 随着实验装置和技术的不断进步, 奇异核中新幻数的产生和传统幻数的消失, 已成为原子核研究领域十分热门的话题, 因为它可以使人们从新的角度了解核结构的稳定性随核子比率的变化规律, 进而提取核子间相互作用的重要信息. 已有许多文献报道, 在轻核的丰中子区, 可能存在着新的中子幻数(文献[1, 2]及它们的参考文献). 而处于轻核区的氧同位素的质子形成闭壳, 质子和中子间的相互作用强度较小, 是研究新的中子幻数产生的理想对象. 其中的丰中子核 ^{22}O ($N = 14$) 和 ^{24}O ($N = 16$) 近来已被实验上初步确认是新的双幻核^[3-6]. 但是, 经过我们最近的理论计算, 发现丰质子核 ^{14}O 有着比丰中子核 ^{22}O 和 ^{24}O 更稳定的壳结构, 这个结论和目前的大多数报道并不一致, 如 Brown 等认为在氧同位素中 ^{22}O 和 ^{24}O 是新的双幻核而没有提及 ^{14}O ^[7], 而在另一篇文章中也只是证明新中子幻数 $N = 6$ 存在于 ^8He 这样的丰中子轻核中^[8]. 所以, 这篇文章目的, 是用考虑了 BCS 理论的相对论平均场 (BCS + RMF) 模型^[9-11], 从单粒子能级间隔、单粒子能级占有概率比、对作用效应、粒子数涨落几个角度, 比较和探讨氧同位素中偶偶核的中子闭壳效应.

2. 理论模型

相对论平均场理论 (RMF) 考虑了介子自由度, 用介子场的交换代替了 Hartree-Fock 理论中的有效二体相互作用, 自动给出了自旋-轨道耦合和原子核的壳结构, 因而有比较坚实的理论基础. 如果是严格的相对论多体理论, 它应当自动考虑了对关联效应, 但由于多种原因, 忽略了高阶过程, 且对介子场作平均场近似处理, 所以, 另外加入了建立在 BCS 理论基础上的对相互作用. 这就是在本文中将要采用 RMF + BCS 模型. 详细地阅读请参看文献[9]. 下面仅给出理论框架.

相对论平均场的出发点是一个包含核子和介子场的拉氏密度

$$\begin{aligned} L = & \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - M) \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma \\ & - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - \frac{1}{4} R_{\mu\nu} \cdot R^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \\ & + g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi - g_\omega \bar{\psi} \gamma^\mu \omega_\mu \psi - g_\rho \bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu \psi \\ & - e \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \frac{1 + \tau_3}{2} \psi, \end{aligned} \quad (1)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 10675046) 资助的课题.

† E-mail: dingbingang@163.com

其中 ψ 和 M 代表核子场和核子质量, 介子场分别为 σ, ω 和 ρ , 相应的质量和耦合常数分别是 $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ 和 $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$. g_2, g_3 是 σ 介子的自相互作用非线性耦合常数. A^μ 代表光子场, τ 是同位旋泡利算符, τ_3 是其第三分量.

矢量介子场张量 $\Omega^{\mu\nu}, R^{\mu\nu}$ 和电磁场张量 $A^{\mu\nu}$ 取如下形式:

$$\begin{aligned}\Omega^{\mu\nu} &= \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \\ R^{\mu\nu} &= \partial^\mu \rho^\nu - \partial^\nu \rho^\mu, \\ F^{\mu\nu} &= \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu.\end{aligned}\quad (2)$$

运用变分原理可得出拉格朗日方程, 在相对论平均场近似下有核子场满足的 Dirac 方程

$$\{-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + V(\mathbf{r}) + \beta[M + S(\mathbf{r})]\}\psi_i = \varepsilon_i \psi_i, \quad (3)$$

其中 $V(\mathbf{r})$ 表示矢量势

$$V(\mathbf{r}) = g_\omega \omega_0 + g_\rho \tau_3 \rho_0(\mathbf{r}) + e \frac{1 + \tau_3}{2} A_0(\mathbf{r}). \quad (4)$$

$S(\mathbf{r})$ 表示标量势

$$S(\mathbf{r}) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}). \quad (5)$$

介子场的 Klein-Gordon 方程和电磁场方程分别为

$$\begin{aligned}(-\Delta + m_\sigma^2)\sigma(\mathbf{r}) &= -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) \\ &\quad - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}),\end{aligned}\quad (6)$$

$$(-\Delta + m_\omega^2)\omega_0(\mathbf{r}) = g_\omega \rho_v(\mathbf{r}), \quad (7)$$

$$(-\Delta + m_\rho^2)\rho_0(\mathbf{r}) = g_\rho \rho_3(\mathbf{r}), \quad (8)$$

$$-\Delta A_0 = e \rho_c(\mathbf{r}), \quad (9)$$

其中对应的源密度为

$$\rho_s = \sum_i n_i \bar{\psi}_i \psi_i, \quad (10)$$

$$\rho_v = \sum_i n_i \psi_i^\dagger \psi_i, \quad (11)$$

$$\rho_3 = \sum_p n_i \psi_p^\dagger \psi_p - \sum_n n_i \psi_n^\dagger \psi_n, \quad (12)$$

$$\rho_c = \sum_p n_i \psi_p^\dagger \psi_p. \quad (13)$$

这里只对价核子求和, 忽略了负能态和真空极化的贡献. $\sigma_0, \omega_0, \rho_0$ 和 A_0 是介子场和光子场的时间分量, τ_3 是同位旋泡利算符第三分量, n_i 是核子的占有数.

$$n = 2 \sum_i v_i^2, \quad (14)$$

其中

$$v_i^2 = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right] \right\}^{1/2} \quad (15)$$

是粒子在第 i 个能级上被占据的概率幅, 而粒子在第 i 个能级上空着的概率幅为

$$u_i^2 = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\varepsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (16)$$

并且有

$$v_i^2 + u_i^2 = 1. \quad (17)$$

化学势 λ 可由下式确定:

$$\sum_i n_i = Z (\text{或 } N). \quad (18)$$

由上述公式, 经过自洽地迭代计算, 可求得每一能级上的 u_i 和 v_i . 详细的过程可参考文献[10].

3. 计算结果和讨论

在 BCS + RMF 模型计算中, 我们假定原子核有轴对称形变, 对方程的求解在柱坐标系中采用谐振子展开方法. 计算中对费米子波函数选用 12 个谐振子壳层, 对玻色子波函数选用 20 个谐振子壳层. 输入的形变参数 β 的初值选任意合理的值. 能隙参数 Δ_n 和 Δ_p 取四点公式的计算结果^[12]. 为了增加计算结果的可靠性, 我们选用了 NL-1^[9], NL-3^[13], 和 NL-SH^[14] 三组相互作用参数组.

3.1. 费米面附近单粒子能级间隔的计算

设原子核体系费米面下面的能级为 ε_1 , 费米面上面的能级为 ε_2 , 则定义原子核体系费面附近的单粒子能级间隔(以下简称能级间隔) $\Delta E = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$. 而所谓幻数核, 或者说稳定核, 其本质特征之一就是在体系的费米面附近存在较大的能级间隔. 所以, 我们系统地计算了氧同位素链中从中子滴线到质子滴线所有偶偶核费米面附近的能级间隔 ΔE , 结果如图 1 所示.

从图 1 可见, 三组参数得到了较一致的结果. 能级间隔最大的是 ^{16}O 核, 下以依次是 ^{14}O , ^{24}O 和 ^{22}O 核. (由于 ^{28}O 核费米面以上的能级已是正的, 故尽管 ΔE 较大, 但不能认为它是一个双幻核, 以下将不对该核进行计算), 因此, 我们可以初步认为 ^{14}O 核比 ^{24}O 核有更大的中子闭壳效应, 而 ^{22}O 核的能隙平均不到 2 MeV, 其中子闭壳效应更差一些.

3.2. 费米面附近单粒子能级占有概率比的计算

幻数核的第二个特征是稳定性, 即粒子占据费米面以下能级的概率远大于占据费米面以上能级的概率, 自发跃迁到上能级的概率极小, 故此, 我们

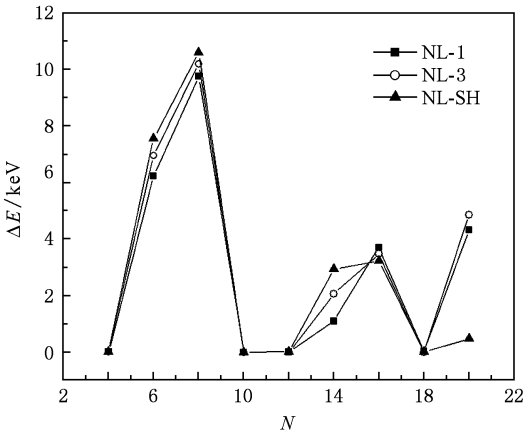


图1 氧同位素链中偶偶核的能级间隔随中子数 N 的变化

同样计算了氧同位素链中偶偶核费米面附近的单粒子能级占有概率比 $\eta = v_2^2/v_1^2$, 其中 v_1^2 和 v_2^2 分别是费米面以下和以上能级的占有概率, 计算结果如图2所示.

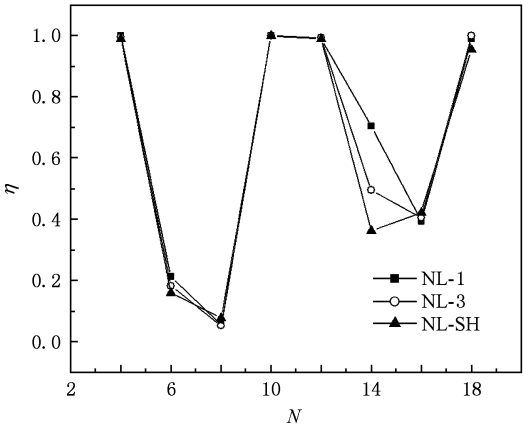


图2 氧同位素链中偶偶核费米面附近单粒子能级占有比随中子数 N 的变化

图2显示,除了 ^{22}O 核外,三组参数的计算结果几乎是相同的,即 ^{16}O 核最稳定, ^{14}O 和 ^{24}O 核次之,但在 ^{22}O 核处,三组参数的计算结果有所差异,它们的平均值表明 ^{22}O 核不如 ^{24}O 核稳定,这个结果,和图1的结论是相同的.

3.3. 对效应对原子核结合能的影响

对关联是核子间最重要的剩余相互作用,利用对相互作用对开壳核影响大而对闭壳核影响小的特性,可以方便地判断原子核的闭壳效应. 为了探讨氧同位素中偶偶核的中子闭壳效应,我们先以中子能隙 Δ_n 和质子能隙 Δ_p 作为输入参数算出原子核的总结合能 B , 然后取 $\Delta'_n = \Delta_n - 1 \text{ MeV}$ 而保持 Δ_p

不变,将 Δ'_n 和 Δ_p 作为新的能隙参数输入程序而算得原子核的结合能 B' , 二次计算结果的结合能之差 $\Delta B = B - B'$ 将反映原子核的中子闭壳效应. 结果如图3所示.

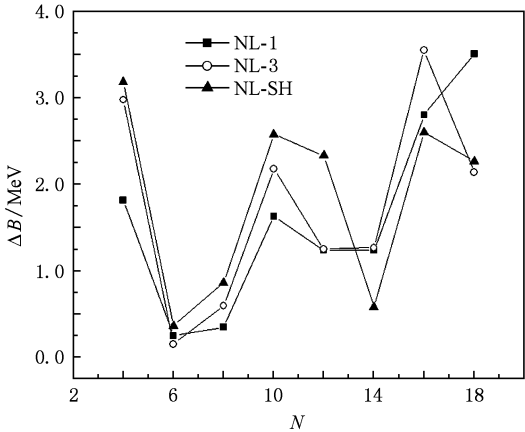


图3 对于氧同位素中偶偶核,中子对能隙相差1 MeV 的总结合能之差随中子数 N 的变化

尽管三组参数的计算结果有所差异(这是唯象模型的缺点),但对效应对 ^{14}O 的影响最小却是一致的,这个影响甚至比 ^{16}O 还小,却是出人意料的. 就平均而言,除了 ^{14}O 和 ^{16}O 外, ^{22}O 的影响是氧同位素中最小的,而 ^{24}O 的影响却比较大,从图3中无法得出 ^{24}O 是一个双幻数的结论. 这个结果,与图1和图2的结论相悖.

3.4. 粒子数涨落的壳效应

BCS 理论对应的是一个粒子数不守恒的体系,其粒子数的涨落可表示为 $\Delta n = 2[\sum_i U_i^2 V_i^2]^{1/2}$, 在闭壳处,原子核最稳定,费米面以下的能级基本被占据, U_i 为零,在费米面以上的能级,基本空着, V_i 为零. 所以,相对其他核,幻数核的粒子数涨落应当是小的. 由于粒子数的涨落和体系的粒子数有关,故以下的计算结果都用相对涨落 $\Delta n/n$ 表示(简称涨落). 关于涨落和原子核壳结构的关系,作者已在文献[15]进行了讨论,现把这种方法应用于氧同位素偶偶核中中子数涨落的计算. 结果见图4.

图4的结论和图1和图2相似,即 ^{14}O 的涨落比 ^{22}O 和 ^{24}O 的要小,说明其闭壳效应要比这二个核明显. 而 ^{24}O 的壳效应要比 ^{22}O 明显一些. 同时,这三组参数得到的结论基本是相互符合的,也说明我们的理论模型是可靠的.

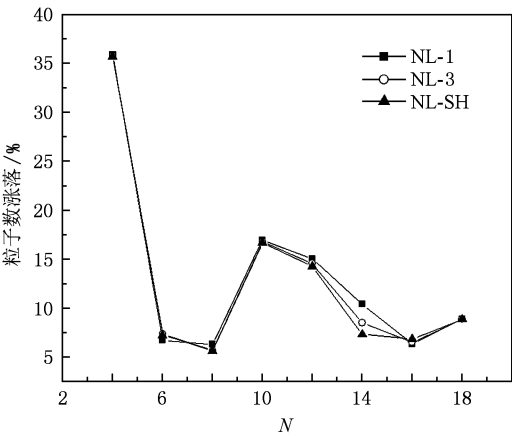


图 4 氧同位素偶偶核的粒子数涨落随中子数的变化

4. 结 论

相对论平均场理论是目前研究原子核基态性

质最有力的工具,其计算结果不仅在核的稳定区而且在远离稳定区均已获得的极大的成功^[16,17]. 本文运用 BCS + RMF 模型,通过对氧同位素偶偶核的能级间隔、能级占有比、对作用效应和粒子数涨落四个方面的计算,均发现 ^{14}O 比 ^{22}O 和 ^{24}O 有更强的中子闭壳效应,这个结论,和当前轻核丰中子区存在新幻数的观点并不一致. 进一步比较 ^{22}O 和 ^{24}O 核,我们发现图 1,2,4 显示 ^{24}O 比 ^{22}O 有更强的中子闭壳效应,图 3 则反之. 考察三组参数计算结果的一致性和合理性,可以认定图 1,2,4 的结果比较可靠,而图 3 反映的结果可靠性相对较差,理由在于一是三组参数计算结果的差异较大,二是 ^{14}O 的对作用效应比 ^{16}O 还小,有悖常理. 故此,我们认为在氧同位素中,除传统的双幻核 ^{16}O 外,中子闭壳效应的强度依次为 ^{14}O , ^{24}O , ^{22}O 核. 当然,本文采用的四种方法,本质上是原子核单粒子能级分布的反映,而没有考虑形变、分离能等其他因素,所以, ^{14}O 是否是一个双幻核,还有待于实验的最终检验.

[1] Takaharu Otsuka, Rintaro Fujimoto, Yutaka Utsuno, Alex Brown B, Michio Honma and Takahiro Mizusaki 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 082502

[2] Ding B G, Lu D H, Zhang D L 2007 *Acta Phys. Sin* **56** 6905 (in Chinese) [丁斌刚、鲁定辉、张大立 2007 物理学报 **56** 6905]

[3] Elekes Z, Dombrádi Zs, Aoi N., Bishop S, Fülöp Zs, Gibelin J, Gomi T 2006 *Phys. Rev. C* **74** 017306

[4] Stanoiu M, Azaiez F, Dombrádi Zs, Sorlin O, Brown B A, Belleguic M 2004 *Phys. Rev. C* **69** 034312

[5] Ozawa A, Kobayashi T, Suzuki T, Yoshida K, Tanihata I 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5493

[6] Becheva E, Blumenfeld Y, Khan E, Beaumel D, Daugas J M, Delaunay F 2006 *Probe Phys. Rev. Lett.* **96** 012501

[7] Brown B A, Richter W A 2005 *Phys. Rev. C* **72** 057301

[8] Brown B A 2001 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47** 517

[9] Gambhir Y K, Ring P, Thimet A 1990 *Ann. Phys.* **198** 132

[10] Ring P, Gambhir Y K, Lalazissis D A 1997 *Com. Phys. Commu.* **105** 77

[11] Lisheng Geng, Hiroshi Toki, Jie Meng 2005 *Prog. Theor. Phys.* **113** 4

[12] Bohr A, Mottelson B R 1969 *Nuclear Structure* (New York: W. A. Benjamin Inc) 169

[13] Lalazissis G A, konig J, Ring P 1997 *Phys. Rev. C* **55** 540

[14] Lee Suk-Joon, Fink J, Balantekin A B 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2916

[15] Ding B G, Ning P Z, Zhang D L 2007 *Sci. China G* **37** 33 (in Chinese) [丁斌刚、宁平治、张大立 2007 中国科学 G 辑 **37** 33]

[16] Chen D H, Tai F, Ren Z Z 2003 *HEP & NP* **27** 707 (in Chinese) [陈鼎汉、郇非、任中洲 2003 高能物理与核物理 **27** 707]

[17] Lisheng Geng, Hiroshi Tokil, Jie Meng 2005 *Prog of Theor Phys.* **113** 4

A discussion about neutron closed shell effect of ^{14}O nucleus^{*}

Ding Bin-Gang^{1)†} Zhang Da-Li¹⁾ Lu Ding-Hui²⁾

1) (*College of Science, Huzhou Teacher's College, Huzhou 313000, China*)

2) (*Institute of Modern Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 27 February 2009; revised manuscript received 11 July 2009)

Abstract

By systematically analyzing the single particle level, the single particle occupation probability near the Fermi surface, pairing energy effect and the rule of nuclear particle number fluctuation of even-even nuclei of oxygen isotopes within the relativistic mean-field model with BCS theory, we compare the neutron closed shell effect of ^{14}O , ^{22}O and ^{24}O nuclei, and finally predict theoretically that the proton-rich ^{14}O nucleus has stronger neutron closed shell effect than ^{22}O and ^{24}O nuclei.

Keywords: relativistic mean-field model, energy level interval, occupation probability, particle number fluctuation

PACC: 2160C, 2160E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10675046).

[†] E-mail: dingbingang@163.com