

丰中子核中的中子势能特性

任秀宰 李增花

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 利用 Skyrme-Hartree-Fock 势和 Woods-Saxon 势,选取稳定核⁴⁸Ca 和丰中子核⁶⁰Ca,对中子平均场势能进行了研究,并给出了其特性.发现丰中子核⁶⁰Ca 的 SHF 势与 Woods-Saxon 势在核表面区域相当符合,但在核表面以外有相当大的差距. SHF 势在表面以外部分比表面区域呈现出更大的弥散度,而原有的 Woods-Saxon 势不能描述这一特征.为此,对 Woods-Saxon 势形式进行了修正,经过验证,修正的 Woods-Saxon 势能正确地描述丰中子核的中子晕特性.

关键词 Skyrme-Hartree-Fock 势 Woods-Saxon 势 稳定核 丰中子核 弥散度

从核素图上可以看到,在远离 β 稳定线的地方,存在着许多丰中子核和丰质子核.对于丰中子核,多余的中子受到很弱的束缚力,分布在核的表面,在此处质子密度几乎为零,因此丰中子核的外围区域几乎是纯中子物质,故而形成中子晕^[1-3].外层区域的中子密度与多余价中子的弱关联、Cooper 对的连续散射^[4,5]以及粒子向经典禁止区域的穿透都有着密切的关系^[6].形成中子晕的中子之间的相互作用与内部核子之间的相互作用是不同的,主要是因为这两种情况下的核物质不同.然而在任何情况下,平均场近似都能很好地描述原子核的结构,因此基于平均场近似建立起来的一些理论模型仍然可以应用于远离 β 稳定线的一些丰中子核.

在这些理论模型中,应用最为广泛的是 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 模型^[7]和 Relativistic-Mean-Field (RMF)模型^[8,9],其势能是由有效相互作用通过自洽方法得到的,从而得到核的基态性质;另外还有一些分析函数势,例如 Woods-Saxon (WS) 势、Yukawa 势等,很容易对散射和反应问题求解.随着放射性重离子束装置的发展,远离 β 稳定线的不稳定核素也不断的出现,这就为检验基于稳定核建立起来的一些理论模型是否成立开辟了一条有力的途径.对于丰中子核,在核的外围区域中子密度仍然很高,也就

是说晕中子的分布对平均势能影响很大.本文利用 Skyrme-Hartree-Fock 势和 Woods-Saxon 势研究了稳定核⁴⁸Ca 和丰中子核⁶⁰Ca 的中子平均势能的特性.有关⁴⁸Ca 和⁶⁰Ca 已有不少作者^[10,11]计算过它们的性质.这里我们首先利用 WS 势来拟和 SHF 势,观察 WS 势在处理丰中子核时的符合度,然后对 WS 势进行修改,提出一种适合丰中子核中子势能的分析函数形式.

对球形核而言,中子势的 SHF 形式^[7,12]可以简化为

$$U_n = t_0^a \rho - t_0^b \rho_n + \rho^{\alpha-1} [t_3^a \rho^2 - t_3^b \rho \rho_n - t_3^c (\rho_p^2 + \rho_n^2)] + t_{12}^a \tau - t_{12}^b \tau_n + t_{12}^c \nabla^2 \rho_n - t_{12}^d \nabla^2 \rho - t_4^a (\nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot \mathbf{J}_n), \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} t_0^a &= t_0 \left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right), \\ t_0^b &= t_0 (1 + x_0), \\ t_3^a &= \frac{1}{12} t_3 (2 + \alpha) \left(1 + \frac{1}{2} x_3 \right), \\ t_3^b &= \frac{1}{6} t_3 \left(\frac{1}{2} + x_3 \right), \\ t_3^c &= \frac{1}{12} t_3 \alpha \left(\frac{1}{2} + x_3 \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 t_{12}^a &= \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right], \\
 t_{12}^b &= \frac{1}{4} \left[t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) - t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right], \\
 t_{12}^c &= \frac{1}{8} \left[3t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right], \\
 t_{12}^d &= \frac{1}{8} \left[3t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) - t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right], \\
 t_4^a &= \frac{1}{2} t_4,
 \end{aligned}$$

这里 $t_0, t_1, t_2, t_3, t_4, x_0, x_1, x_2, x_3$ 和 α 是模型参数, $\rho = \rho_n + \rho_p, \tau = \tau_n + \tau_p, \mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p, \tau_n, \rho_n$ 和 \mathbf{J}_n 分别代表着中子动能密度、中子密度和中子的自旋-轨道流. 据 SIII 参数^[13], U_n 可写作

$$U_n = U_n(n) + U_n(p) + U_n(np) \quad (3)$$

其中,

$$U_n(n) = (t_0^a - t_0^b) \rho_n + (t_3^a - t_3^b - t_3^c) \rho_n^2 + (t_{12}^a - t_{12}^b) \tau_n + (t_{12}^c - t_{12}^d) \nabla^2 \rho_n - 2t_4^a \nabla \cdot \mathbf{J}_n, \quad (4)$$

$$U_n(p) = t_0^b \rho_p + (t_3^a - t_3^c) \rho_p^2 + t_{12}^a \tau_p - t_{12}^d \nabla^2 \rho_p - t_4^a \nabla \cdot \mathbf{J}_p, \quad (5)$$

$$U_n(np) = (2t_3^a - t_3^b) \rho_n \rho_p, \quad (6)$$

这里 $U_n(n), U_p(p)$ 和 $U_n(np)$ 分别代表着中子密度贡献、质子密度贡献以及中子和质子密度混合的贡献.

在图 1 中用 Skyrme-Hartree-Fock 势使用 SIII 参数所得到的稳定核 ^{48}Ca 和丰中子核 ^{60}Ca 的中子平均势能, 图中插图采用的是对数坐标. 对丰中子核 ^{60}Ca , 本应该考虑对效应和形变的影响, 但为了简单起见, 在目前的计算中忽略未计. 从图中很容易看出, 和稳定核 ^{48}Ca 相比, 丰中子核 ^{60}Ca 的中子势能 有比较长的尾部.

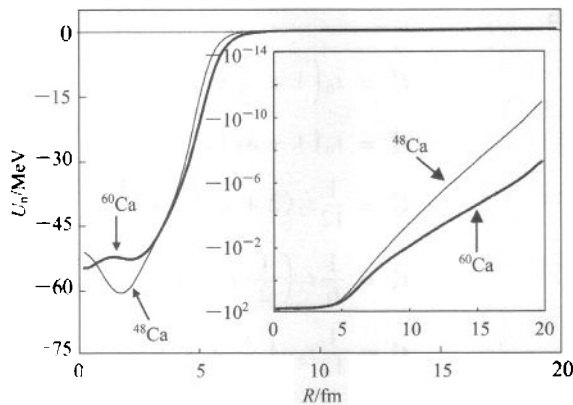


图 1 利用 Skyrme-Hartree-Fock 势得到的稳定核 ^{48}Ca 和丰中子核 ^{60}Ca 的中子势能

图 2 给出了 ^{60}Ca 的中子势的成分 $U_n(n), U_n(p)$ 和 $U_n(np)$, 它们分别依据方程(4), (5)和(6)而得, 插图采用的是对数坐标, 为了便于比较, 采取的是 $U_n(n)$ 和 $U_n(p)$ 的绝对值. 可以看到势表面是由质子密度决定的, 但势能表面以外区域是由中子密度决定的, 这种现象可以通过中子晕来加以解释. 在核表面, 质子和中子之间的相互作用是主要的, 而丰中子核的表面以外领域是纯中子物质, 当然核子之间的相互作用是中子间的, 所以丰中子核的中子势能尾部表现出不可忽略的强度.

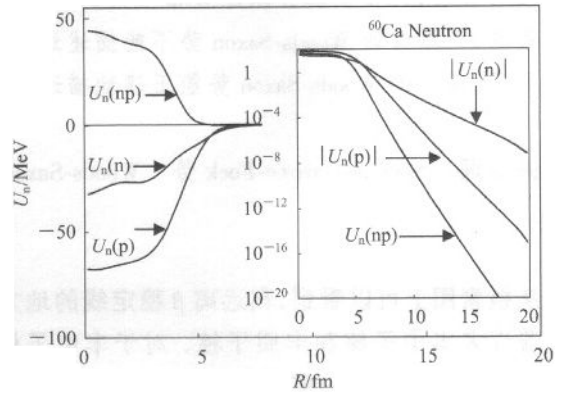


图 2 表明了 ^{60}Ca 的中子平均场的成分 $U_n(n), U_n(p)$ 和 $U_n(np)$

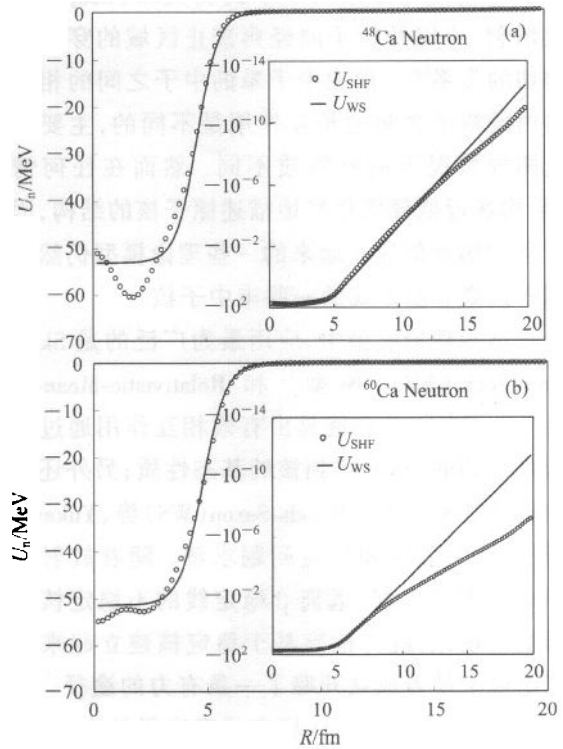


图 3 利用 SHF 势和 WS 势得到的稳定核 ^{48}Ca 与丰中子核 ^{60}Ca 的中子势能

图 3 利用 SHF 势和 WS 势描述了 ^{48}Ca 和 ^{60}Ca 的中子势的特性,WS 势中的参数由表 1 给出. 从此图可以看出,对于稳定核 ^{48}Ca ,除了在核的表面区域这两种势符合得相当好之外,在表面以外区域二者也符合得很好. 但是,对于丰中子核 ^{60}Ca ,WS 势和 SHF 势在表面以外区域的中子势呈现出很大的不同,主要是因为 WS 势形式中仅仅含有一个弥散度参数,但在丰中子核中,核表面和表面以外区域由于相互作用的不同,而存在着不同的弥散度,这一参数不能同时来描述核表面和表面以外区域的弥散度. 若使 WS 势和 SHF 势一样能较好的来表明丰中子核表面以外的中子势,必须对 WS 势的形式进行修改.

如图 2 所示,中子 SHF 势是由不同的成分 $U_n(n)$, $U_n(p)$ 和 $U_n(np)$ 组成. 在丰中子核的尾部中子势中, $U_n(n)$ 起着决定作用;而在表面附近区域,受 $U_n(p)$ 的影响比较大,因此在这两种区域中存在着不同的弥散度,很自然的,我们来寻找另外一个能描述表面以外区域中子势的弥散度参数,使这个参数只表示核表面以外的弥散度,而不改变核表面附近的弥散度. 基于这种考虑和思想,下面我们就对 WS 势的形式加以修正.

WS 势的一般形式

$$U_{\text{ws}}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}, \quad (7)$$

其中 V_0 是势能的强度; R 是势能表面的半径; a 是势能表面的弥散度,这 3 个参数的值由表 1 给出.

表 1 V_0, R 和 a 的参数值

	V_0/MeV	R/fm	a/fm	α
^{48}Ca	-53.2	4.6	0.47	0.6
^{60}Ca	-51.3	4.7	0.50	1.0

为了弥补这一 WS 势的不足,对该势附加了一项,使这一附加项不改变核表面附近的弥散度,只改变核表面以外的弥散度,因此采取了下面的措施:

$$U_{\text{cws}}(r) = U_{\text{ws}}(r) + U_{\text{aws}}(r), \quad (8)$$

$$U_{\text{aws}}(r) = Z(Z + 1), \quad (9)$$

$$Z = -\frac{1}{1 + \exp[(r - R)/a]},$$

其中 α 是自由参数,由表 1 给出,是通过拟合而得到的. 从上面的表达式可以看出,当 $r \ll R$ 时, $Z \rightarrow -1$, 即 $Z + 1 \rightarrow 0$,所以在核内部, $U_{\text{cws}}(r) = U_{\text{ws}}(r)$; 当 $r \gg R$ 时, $U_{\text{cws}}(r) \gg U_{\text{ws}}(r)$,所以核表面以外的弥散度由 α 来决定.

图 4 是修正后的 WS 势给出的结果, U_{ws} 和 U_{cws} 中的参数由表 1 给出. 从图中可以看到,修正后的 WS 势不仅可以描绘在表面以外 SHF 势的弥散度,而且没有改变表面附近的弥散度和势能的强度,并且从此知道,为描绘中子晕对丰中子核的中子平均场的影响,WS 函数在核表面附近和表面以外需要两个弥散度,由(8)式给出的 WS 函数可满足这一特征.

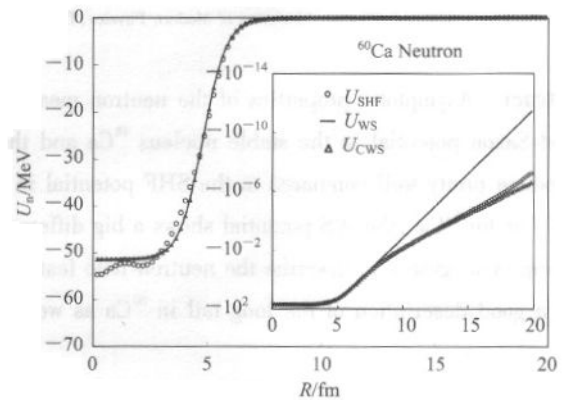


图 4 表示的是由 SHF 势、一般的 WS 势和修正的 WS 势得到的丰中子核 ^{60}Ca 的中子势能

总之,在这篇文章中,我们利用 SHF 势和 WS 势对稳定核 ^{48}Ca 和丰中子核 ^{60}Ca 的中子势能进行了研究,并给出了其特性. 在丰中子核中,核的外部几乎是纯中子物质,因此核子之间的相互作用大大不同于核内部核子之间的相互作用,所以丰中子核的 SHF 势在表面以外部分比表面区域呈现出更大的弥散度,而通常的 WS 势的形式中只存在着一个弥散度参数,因而也就不能正确地来描述丰中子核的这一特性. 我们就对通常的 WS 势进行修正,附加了一项能反映核表面以外区域的晕势,而且附加势的存在,也提供了处理不稳定核反应和散射问题上的应用.

参考文献 (References)

- 1 Tanihata I et al. Phys. Lett., 1985, **160B**: 380; Phys. Rev. Lett., 1985, **55**: 2676
- 2 Hansen P G, Jensen A S, Jonsen B. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1995, **45**: 591
- 3 Tanihata I. Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, **35**: 505
- 4 MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**: 3963
- 5 Nazarewicz W, Werner T R, Dohaczewski J. Phys. Rev., 1998, **C50**: 2860
- 6 Soojae Im, MENG J. Phys. Rev., 2000, **C61**: 047302
- 7 Vautherin D, Brink D M. Phys. Rev., 1972, **C5**: 626
- 8 Reinhard P G. Rep. Prog. Phys., 1989, **52**: 439
- 9 Ring P. Prog. Part. Nucl. Phys., 1996, **37**: 193
- 10 REN Zhong-Zhou et al. Phys. Rev., 1995, **C52**: 1764
- 11 SHEN Wen-Qing et al. I. Phys., 1996, **A356**: 133
- 12 Reinhard P G. Computational Nuclear Physics I: Nuclear Structure. Berlin: Heidelberg Press, 1991. 28—50
- 13 Glauber R J. Lectures in Theoretical Physics, 1959, **1**: 315—334

Properties of the Neutron Mean Potential in the Neutron-Rich Nuclei

Soojae Im LI Zeng-Hua

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

Abstract Asymptotic properties of the neutron mean potential are studied using the Skyrme-Hartree-Fock potential and Wood-Saxon potential in the stable nucleus ^{48}Ca and the neutron-rich nucleus ^{60}Ca . We find that the WS potential can reproduce pretty well compared to the SHF potential in the tail part as well as in the surface region for the stable nucleus ^{48}Ca . But for ^{60}Ca , the WS potential shows a big difference in the tail part from the SHF potential. A corrected Wood-Saxon form is suggested to describe the neutron-halo feature in neutron-rich nuclei. We see that the potential of this form can give a good description of the long tail in ^{60}Ca as well as the surface part.

Key words Skyrme-Hartree-Fock potential, Wood-Saxon potential, stable nucleus, neutron-rich nucleus, diffuseness