第 58 卷 第 1 期 2009 年 1 月
1000-3290/2009/58(01)/0061-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.58,No.1,January,2009

相对论性非球谐振子势场中的赝自旋对称性

张民仓†

(陕西师范大学物理学与信息技术学院,西安 710062)

(2008 年 2 月 16 日收到;2008 年 5 月 14 日收到修改稿)

求解了非球谐振子势场中 1/2 自旋粒子满足的 Dirac 方程,Dirac 哈密顿量包含有标量非球谐振子势 $S(r)$ 和矢量非球谐振子势 $V(r)$. 在 $\Sigma(r) = S(r) + V(r) = 0$ 和 $\Delta(r) = V(r) - S(r) = 0$ 的条件下,解析地得到了 Dirac 旋量波函数的束缚态解和能谱方程,结果表明非球谐振子势具有赝自旋对称性. 并讨论了 Dirac 旋量上下分量径向波函数的波节结构及其之间的关系.

关键词:非球谐振子势, Dirac 方程, 赝自旋对称性, 束缚态

PACC:0365, 1110Q

1. 引 言

在核物理学的研究中,赝自旋对称性的提出已有 30 多年的历史,最初这一概念是用来解释在球形核中观察到的单核子某些能级间的准简并现象[1,2]. 具有非相对论量子数 $\left(n_r, l, j = l + \frac{1}{2}\right)$ 和 $\left(n_r - 1, l + 2, j = l + \frac{3}{2}\right)$ 的两个能级是准简并的,其中 n_r, l, j 分别表示单核子的径向,轨道及总角动量量子数,当 n_r, l 固定时,这样的一对准简并态被称之为赝自旋相伴态. 球形核中单核子能级的这种双重结构能够用赝轨道角动量 $\tilde{l} = l + 1$ 与赝自旋角动量 $\tilde{s} = 1/2$ 的耦合 $j = \tilde{l} \pm \tilde{s}$ 描述,赝自旋相伴态具有相同的赝轨道角动量量子数 $\tilde{l}$. 例如,对于赝自旋相伴态 $(n_r p_{\frac{3}{2}}; (n_r - 1) f_{\frac{5}{2}})$, $\tilde{l} = 2$; $(n_r d_{\frac{5}{2}}; (n_r - 1) g_{\frac{7}{2}})$, $\tilde{l} = 3$; $(n_r f_{\frac{7}{2}}; (n_r - 1) h_{\frac{9}{2}})$, $\tilde{l} = 4$, 等等[3]. 虽然赝自旋对称性能够很好地解释核物理学中的许多现象[4—6],但人们却始终无法理解其产生的原因,直到 Ginocchio 的研究发现赝轨道角动量 $\tilde{l}$ 恰好是 Dirac 旋量下分量的轨道角动量,并且建立起赝自旋对称性与大小相等但符号相反的标量势 $S(r)$ 和矢量势 $V(r)$ 之间的联系[7,8].

众所周知,在量子力学中谐振子势是一个可精确求解的势函数并有着广泛的应用. 球谐振子势作为原子核壳层结构中的有心势,很好地描述了核的单粒子运动以及球变形核与轴变形核的壳层结构. 近年来,1/2 -自旋粒子在 相对论性谐振子势场中的运动引起了人们的主意. Chen 等[9] 在 Dirac 哈密顿量中引入空间坐标平方函数的标量势 $S(r)$ 和矢量势 $V(r)$,建立了一个类谐振子势的二阶微分方程. 在严格的赝自旋对称性,即 $\Sigma(r) = V(r) + S(r) = 0$ 的条件下这一方程的束缚态能够解析地得到,并且在 $\Delta(r) = V(r) - S(r) = 0$ 的条件下也有解析解与 Kukulin 等[10] 的结论相一致. Ginocchio 在 $\Delta(r) = 0$ 的条件下求解了轴对称及球对称谐振子势,认为这一条件可以用来讨论嵌入在原子核中的反核子的光谱结构[11]. 然而考虑到在实际上原子核会偏离轴对称及球对称谐振子模型,人们提出了一类非谐振子模型,它们是在谐振子势上附加其他形式的势函数. 文献[9]在谐振子势上附加 Woods-Saxon 势,在赝自旋对称性条件下得到了束缚态解并消除了某些简并. Guo 等[12] 讨论了一类环状非球谐振子势,在赝自旋对称性条件下得到了其相对论性束缚态解. Lisboa 等[13,14] 研究了更为普遍的 Dirac 振子势场中 1/2 -自旋粒子的运动,Dirac 振子势是由谐振子势附加一项线性势构成. 在 $\Delta(r) = V(r) - S(r) = 0$ 和 $\Sigma(r) = V(r) + S(r) = 0$ 的条件下,得到了相应的 Dirac 方程的束缚态解和能量本征值,讨论了径向波

† E-mail:mincangzhang@snnu.edu.cn

函数的波节结构,显示了在 $\Delta(r)=0$ 和 $\Sigma(r)=0$ 的条件下 Dirac 振子势的赝自旋对称性.

本文求解具有标量和矢量非球谐振子势的 Dirac 方程,给出了在 $\Delta(r)=0$ 和 $\Sigma(r)=0$ 的条件下 Dirac 旋量的上,下分量的束缚态解,得到了束缚态满足的能谱方程并讨论了束缚态径向波函数的波节结构.

2. 1/2 自旋粒子满足的 Dirac 方程

非球谐振子势具有下面的形式[15—17]:

$$V(r)=\frac{1}{2}Mr^2\omega^2+\frac{\gamma}{2Mr^2},\tag{1}$$

其中 M 和 ω 是粒子的静止质量和谐振频率,γ 为实的参数. 为简单下面选取自然单位 $\hbar=c=\omega=1$.

具有静止质量 M 和能量 ε 的自旋为 1/2 粒子满足的与时间无关的 Dirac 方程为

$$H_{\mathrm{D}}\psi=\varepsilon\psi,\tag{2}$$

其中的 Dirac 哈密顿量为

$$H_{\mathrm{D}}=\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{p}+\beta M+\nu,\tag{3}$$

$$\boldsymbol{\alpha}=\begin{pmatrix}0&\boldsymbol{\sigma}\\\boldsymbol{\sigma}&0\end{pmatrix},\beta=\begin{pmatrix}I&0\\0&-I\end{pmatrix}.\tag{4}$$

这里 $\boldsymbol{\sigma}$ 为三维矢量,其分量是 Pauli 矩阵. 方程(3)中的矩阵势 ν 一般可看作 16 个线性无关矩阵的线性组合,这 16 个矩阵按其在 Lorentz 变换下的性质可以分为标量,赝标量,矢量,赝矢量和张量[18]. 在下面的研究中,矩阵势 ν 仅含有标量势和矢量势. 对于有心力场,哈密顿量,宇称和总角动量构成系统的对易守恒量完全集,Dirac 方程(2)的本征态可以宇称,总角动量量子数 j 和它的第三个量子数 m 标记为[13]

$$\psi_{jm}^{\pm}(r)=\begin{pmatrix}\dfrac{\mathrm{i}g_{jl}^{\pm}(r)}{r}\phi_{jm}^{\pm}(r)\\\dfrac{f_{j\tilde{l}}^{\mp}(r)}{r}\phi_{jm}^{\pm}(r)\end{pmatrix},\tag{5}$$

式中的 ϕ_{jm} 来自二分量旋量与轨道角动量的耦合. 轨道角动量量子数 l 和 $\tilde{l}$ 分别与二分量旋量的上,下分量有关.利用算子 $\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{p}$ 在球极坐标下的形式,方程(2) 可以写为

$$\left\{\alpha_r\cdot p_r-\frac{\mathrm{i}}{r}\alpha_r\beta\hat{K}+\beta[M+S(r)]+V(r)\right\}\psi(r)=\varepsilon\psi(r).\tag{6}$$

其中的算子 $\hat{K}=-\beta(\Sigma\cdot l+1)$,$\hat{K}$ 的本征值 $k=\pm(j+1/2)$. 自旋-轨道耦和量子数 k 与轨道角动量量子数 l 满足下面的关系:

$$k=\begin{cases}-(l+1)=-(j+1/2),j=l+1/2(k<0),\\l=+(j+1/2),j=l-1/2(k>0),\end{cases}\tag{7}$$

并且量子数 k 完全确定了量子数 $j,l,\tilde{l}$

$$j=|k|-\frac{1}{2},l=|k|+\frac{1}{2}\left(\frac{k}{|k|}-1\right),$$
$$\tilde{l}=l-\frac{k}{|k|}.\tag{8}$$

于是方程(2)中的 Dirac 旋量能够惟一的用量子数 k,m 表示为

$$\psi_{km}(r)=\begin{pmatrix}\dfrac{\mathrm{i}g_k(r)}{r}\phi_{km}(r)\\\dfrac{f_k(r)}{r}\phi_{-km}(r)\end{pmatrix}.\tag{9}$$

由方程(6)可得 Dirac 旋量的上分量 $g_k(r)$ 和下分量 $f_k(r)$ 分别满足的微分方程

$$\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}+\frac{k}{r}\right)g_k(r)=[\varepsilon+M-\Delta(r)]f_k(r),\tag{10}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}-\frac{k}{r}\right)f_k(r)=-[\varepsilon-M-\Sigma(r)]g_k(r),\tag{11}$$

其中利用到下面的关系式:

$$\alpha_r=\begin{pmatrix}0&\sigma_r\\\sigma_r&0\end{pmatrix},$$
$$\alpha_r\beta=\begin{pmatrix}0&I\\-I&0\end{pmatrix},$$
$$\sigma_r\phi_{\mathrm{km}}(r)=-\phi_{-\mathrm{km}}(r),\tag{12}$$
$$\Sigma(r)=V(r)+S(r),$$
$$\Delta(r)=V(r)-S(r).\tag{13}$$

由方程(10)求出 $f_k(r)$ 的表示式并代入方程(11),则上分量 $g_k(r)$ 满足的二阶微分方程为

$$\begin{aligned}&\left\{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2}-\frac{k(k+1)}{r^2}\right.\\&\left.+\frac{\Delta'(r)}{\varepsilon+M-\Delta(r)}\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}+\frac{k}{r}\right]\right\}g_k(r)\\&=-[\varepsilon-M-\Sigma(r)]\\&\times[\varepsilon+M-\Delta(r)]g_k(r).\end{aligned}\tag{14}$$

相应的下分量 $f_k(r)$ 满足的微分方程为

$$\begin{aligned}&\left\{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2}-\frac{k(k-1)}{r^2}\right.\\&\left.+\frac{\Sigma'(r)}{\varepsilon-M-\Sigma(r)}\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}-\frac{k}{r}\right]\right\}f_k(r)\\&=-[\varepsilon-M-\Sigma(r)]\\&\times[\varepsilon+M-\Delta(r)]f_k(r),\end{aligned}\tag{15}$$

其中 $\Delta'(r)$，$\Sigma'(r)$ 分别表示 $\Delta(r)$ 和 $\Sigma(r)$ 对 r 求导数.

显然对于下面要讨论的非球谐振子势，势函数 $\Sigma(r)$ 和 $\Delta(r)$ 分别含有 r 的平方项和反平方项，而 $\Sigma'(r)$ 和 $\Delta'(r)$ 含有 r 的一次方项和反三次方项. 把这些结果代入，由于数学上的困难不能给出方程(14)和(15)的解析解. 但是无论是 $\Delta(r)=0$ 或者 $\Sigma(r)=0$，方程(14)和(15)存在解析解. 有意义的是 $\Sigma(r)=0$ 和 $\Delta(r)=0$ 都对应于 Dirac 方程的 $SU(2)$ 对称性[8,19]，$\Sigma(r)=0$ 是赝自旋对称性存在的必要条件.

3. 非球谐振子势和赝自旋对称性

我们首先考虑

$$\Sigma(r)=\frac{1}{2}Mr^2+\frac{\gamma}{2Mr^2},\Delta(r)=0. \tag{16}$$

于是上分量 $g_k(r)$ 满足的方程(14)变为

$$\left[\frac{d^2}{dr^2}-\frac{L(L+1)}{r^2}-\frac{1}{2}(\varepsilon+M)Mr^2+(\varepsilon^2-M^2)\right]g_k(r)=0, \tag{17}$$

其中 $k(k+1)=l(l+1)$，并且

$$L(L+1)=l(l+1)+\frac{(\varepsilon+M)\gamma}{2M}. \tag{18}$$

这里的 L 可定义为非球谐振子势场中球形核的轨道角动量量子数，L 也能由自旋-轨道耦和量子数 k 确定. 引入新的变量和参数

$$y=a^2r^2,\quad a^2=\sqrt{\frac{M(\varepsilon+M)}{2}},\quad \lambda=\frac{M^2-\varepsilon^2}{a^2}. \tag{19}$$

方程(17)变为下面的形式：

$$\left[4y\frac{d^2}{dy^2}+2\frac{d}{dy}-\frac{L(L+1)}{y}-y-\lambda\right]g_k(y)=0. \tag{20}$$

方程(20)的解可设为

$$g_k(y)=A\exp\frac{(-y)}{2}y^{\frac{(L+1)}{2}}Y(y). \tag{21}$$

把(21)式代入方程(20)，便得到 $Y(y)$ 满足的方程

$$\left[y\frac{d^2}{dy^2}+\left(L+\frac{3}{2}-y\right)\frac{d}{dy}-\frac{1}{2}\left(L+\frac{3}{2}+\frac{\lambda}{2}\right)\right]Y(y)=0, \tag{22}$$

方程(22)为一合流超几何方程，其满足边界条件 $Y(y)_{y\to\infty}=0$ 的束缚态解为 n 阶 Sonine 多项式或广义 Laguerre 多项式 $S^{\mu}_{n_r}(y)$，其中

$$n_r=-\frac{1}{2}\left(L+\frac{3}{2}+\frac{\lambda}{2}\right),\quad \mu=L+\frac{1}{2}. \tag{23}$$

以 a^2r^2 替换 y，方程(20)的解可写为

$$g_k(r)=A\exp\left(-\frac{1}{2}a^2r^2\right)(a^2r^2)^{\frac{(L+1)}{2}}S^{\mu}_{n_r}(a^2r^2). \tag{24}$$

由方程(18)，(19)和方程(23)可以得到束缚态满足的能谱方程为

$$(\varepsilon-M)\sqrt{\frac{(\varepsilon+M)}{2M}}=\left(2n_r+L+\frac{3}{2}\right). \tag{25}$$

由于 n_r 是等于或大于零的整数，因而能量本征值是分立的.

接着我们考虑另一情况：

$$\Delta(r)=\frac{1}{2}Mr^2+\frac{\gamma}{2Mr^2},\ \Sigma(r)=0. \tag{26}$$

利用与以上相同的方法可把方程(15)变为下面简单的形式：

$$\left[4\tilde{y}\frac{d^2}{d\tilde{y}^2}+2\frac{d}{d\tilde{y}}-\frac{\tilde{L}(\tilde{L}+1)}{\tilde{y}}-\tilde{y}-\tilde{\lambda}\right]f_k(\tilde{y})=0. \tag{27}$$

其中

$$\tilde{y}=\tilde{a}^2r^2,\quad \tilde{a}^2=\sqrt{\frac{M(\varepsilon-M)}{2}},\quad \tilde{\lambda}=\frac{M^2-\varepsilon^2}{\tilde{a}^2}. \tag{28}$$

$$\tilde{L}(\tilde{L}+1)=\tilde{l}(\tilde{l}+1)+\frac{(\varepsilon-M)\gamma}{2M}. \tag{29}$$

由于 $k(k+1)=\tilde{l}(\tilde{l}+1)$，方程(27)的渐近解可设为

$$f_k(\tilde{y})=Be^{-\tilde{y}/2}\tilde{y}^{\frac{(\tilde{L}+1)}{2}}Y(\tilde{y}), \tag{30}$$

最后，我们得到方程(27)的束缚态解和束缚态满足的能谱方程为

$$f_k(\tilde{y})=B\exp\left(-\frac{1}{2}\tilde{a}^2r^2\right)(\tilde{a}^2r^2)^{\frac{(\tilde{L}+1)}{2}}S^{\tilde{\mu}}_{\tilde{n}_r}(\tilde{a}^2r^2), \tag{31}$$

$$(\varepsilon+M)\sqrt{\frac{(\varepsilon-M)}{2M}}=\left(2\tilde{n}_r+\tilde{L}+\frac{3}{2}\right), \tag{32}$$

其中

$$\tilde{n}_r = -\frac{1}{2}\left(\tilde{L}+\frac{3}{2}+\frac{\tilde{\lambda}}{2}\right),\tilde{\mu}=\tilde{L}+\frac{1}{2}. \quad (33)$$

由以上结果可以讨论 Dirac 旋量上,下分量径向波函数波节之间的关系.从方程(10)可以得到

$$f_k(r) = \frac{1}{\varepsilon+M}\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}+\frac{k}{r}\right)g_k(r). \quad (34)$$

利用广义 Laguerre 多项式 $S_{n_r}^{\mu}(r)$之间的递推关系,当 $k<0$,能够得到

$$\begin{aligned} f_k(r) = &\frac{Aa}{\varepsilon+M}\exp\left(-\frac{1}{2}a^2r^2\right)(a^2r^2)^{L/2} \\ &\times\left[\left(n_r+L+\frac{1}{2}\right)S_{n_r}^{L-\frac{1}{2}}\right. \\ &-(L+l+1)S_{n_r}^{L+\frac{1}{2}} \\ &\left.+(n_r+1)S_{n_r+1}^{L-\frac{1}{2}}\right]. \end{aligned} \quad (35)$$

而当 $k>0$,我们有

$$\begin{aligned} f_k(r) = &\frac{Aa}{\varepsilon+M}\exp\left(-\frac{1}{2}a^2r^2\right)(a^2r^2)^{L/2} \\ &\times\left[\left(n_r+L+\frac{1}{2}\right)S_{n_r}^{L-\frac{1}{2}}-(L-l)S_{n_r}^{L+\frac{1}{2}}\right. \\ &\left.+(n_r+1)S_{n_r+1}^{L-\frac{1}{2}}\right]. \end{aligned} \quad (36)$$

对于 Dirac 旋量的下分量,$k<0$,有

$$\begin{aligned} g_k(r) = &-\frac{B\tilde{a}}{\varepsilon-M}\exp\left(-\frac{1}{2}\tilde{a}^2r^2\right)(\tilde{a}^2r^2)^{\tilde{L}/2} \\ &\times\left[\left(\tilde{n}_r+\tilde{L}+\frac{1}{2}\right)S_{\tilde{n}_r}^{\tilde{L}-\frac{1}{2}}\right. \\ &-(\tilde{L}+\tilde{l}+1)S_{\tilde{n}_r}^{\tilde{L}+\frac{1}{2}} \\ &\left.+(\tilde{n}_r+1)S_{\tilde{n}_r+1}^{\tilde{L}-\frac{1}{2}}\right], \end{aligned} \quad (37)$$

并且 $k>0$,

$$\begin{aligned} g_k(r) = &-\frac{B\tilde{a}}{\varepsilon-M}\exp\left(-\frac{1}{2}\tilde{a}^2r^2\right)(\tilde{a}^2r^2)^{\tilde{L}/2} \\ &\times\left[\left(\tilde{n}_r+\tilde{L}+\frac{1}{2}\right)S_{\tilde{n}_r}^{\tilde{L}-\frac{1}{2}}-(\tilde{L}-\tilde{l})S_{\tilde{n}_r}^{\tilde{L}+\frac{1}{2}}\right. \\ &\left.+(\tilde{n}_r+1)S_{\tilde{n}_r+1}^{\tilde{L}-\frac{1}{2}}\right]. \end{aligned} \quad (38)$$

在以上的推导中,我们利用了关系式[20]

$$S_n^{\mu} = S_{n-1}^{\mu}+S_n^{\mu-1}. \quad (39)$$

n 阶广义 Laguerre 多项式 $S_n^{\mu}(r)$有 n 个零点,由此可知 g_k 有 n_r 个节点,而 $f_k(r)$ 的表示式(35)和(36)给出无论是 $k<0$ 或者 $k>0$,$f_k(r)$ 都有 n_r+1 节点,即

$$n_f = n_g+1, \quad (40)$$

与此相同,我们得到在 $\Sigma(r)=0$ 的条件下波函数 $\tilde{n}_f$ 和 $\tilde{n}_g$ 的波节数满足关系式

$$\tilde{n}_f = \tilde{n}_g-1,(k<0,k>0). \quad (41)$$

可以看出非球谐振子势场中 Dirac 旋量径向波函数的波节结构与 Dirac 振子势场中的波节结构不相同[13].

4. 讨 论

在以上的研究中,我们在 $\Delta(r)=0$ 和 $\Sigma(r)=0$ 的条件下求解了具有标量和矢量非球谐振子势场中的 Dirac 方程,得到了 Dirac 旋量上下分量的束缚态解及束缚态满足的能谱方程,讨论了 Dirac 旋量径向波函数的波节结构.结果表明在 $\Delta(r)=0$ 和 $\Sigma(r)=0$ 的条件下,非球谐振子势具有确定的赝自旋对称性,粒子在其中具有分立的能量本征值,而其径向波函数的波节结构与 Dirac 振子势场中的波节结构不相同.

[1] Arima A, Harvey M, Shimizu K 1969 *Phys. Lett.* B **30** 517

[2] Hecht K T, Adler A 1969 *Nucl. Phys.* A **137** 129

[3] Ginocchio J N 1999 *Phys. Rep.* **315** 231

[4] Dudek J, Nazarewicz W, Szymanski Z, Leander G A 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1405

[5] Nazarewicz W, Twin P J, Fallon P, Garrett J D 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1654

[6] Zeng J Y, Meng J, Wu C S, Zhao E G, Xing Z, Chen X Q 1991 *Phys. Rev.* C **44** R1745

[7] Ginocchio J N 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 436

[8] Ginocchio J N, Leviatan A L 1998 *Phys. Lett.* B **425** 1

[9] Chen T S, Lü H F, Meng J, Zhang S Q, Zhou S G 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 358

[10] Kukulin V I, Loyola G, Moshinsky M 1991 *Phys. Lett.* A **158** 19

[11] Ginocchio J N 2004 *Phys. Rev.* C **69** 034318

[12] Guo J Y, Han J C, Wang R D 2006 *Phys. Lett.* A **353** 378

[13] Lisboa R, Malheiro M, de Castro A S, Alberto P, Fiolhais M 2004 *Phys. Rev.* C **69** 024319

[14] de Castro A S, Alberto P, Lisboa R, Malheiro M 2006 *Phys. Rev.* C **73** 054309

[15] Sutherland B 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3678

[16] Calogero F 1969 *J. Math. Phys.* **10** 2191

[17] Li N，Ju G X，Ren Z Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2520（in Chinese）[李　宁、鞠国兴、任中洲 2005 物理学报 **54** 2520]

[18] Zeng J Y 2000 *Quantum Mechanics* Vol Ⅱ 3rd（Beijing：Science Press）（in Chinese）[曾谨言 2000 量子力学（卷Ⅱ）第三版（北京：科学出版社）]

[19] Bell J S，Ruegg H 1975 *Nucl. Phys.* B **98** 151

[20] Liu S K，Liu S D 2000 *Special Function* 2rd（Beijing：Meteorology Press）（in Chinese）[刘式适、刘式达 2002 特殊函数 第二版（北京：气象出版社）]

A relativistic non-harmonic oscillator potential and pseudospin symmetry

Zhang Min-Cang†

（*College of Physics and Information Technology*，*Shaanxi Normal University*，*Xi'an* 710062，*China*）

（Received 16 February 2008；revised manuscript received 14 May 2008）

Abstract

A generalized non-harmonic oscillator potential for spin 1/2 particles is studied. The Dirac Hamiltonian contains a scalar and a vector non-harmonic oscillator potentials. Setting either or both combinations $\Sigma(r) = S(r) + V(r)$ and $\Delta(r) = V(r) - S(r)$ to zero，analytical solutions for bound states of the corresponding Dirac equation are found. The eigenenergies and wave functions are presented，showing the pseudospin symmetry exists exactly. The relations between radial nodes of upper and lower components of the Dirac spinor are obtained.

Keywords：non-harmonic oscillator potential，Dirac equation，pseudospin symmetry，bound state

PACC：0365，1110Q

† E-mail：mincangzhang@snnu.edu.cn