

超核 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 、 $^{17}_\Lambda\text{O}$ 低激发态的研究*

孔令江 柳继锋

(广西师范大学物理系, 桂林)

摘 要

本文从唯象的 Λ - α 相互作用位和 ^{12}C 、 ^{16}O 的独立 α 粒子模型波函数出发,采用折迭位方法,求出了 Λ - ^{12}C 、 Λ - ^{16}O 等效相互作用位的解析表示,在此基础上计算了超核 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 、 $^{17}_\Lambda\text{O}$ 的低激发态能量和自旋轨道耦合效应所引起的 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 第一激发态的能级劈裂,并对 Λ - ^{12}C 、 Λ - ^{16}O 等效相互作用位和 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 、 $^{17}_\Lambda\text{O}$ 的有关问题进行了分析和讨论.

一、引 言

自 M. May^[1] 等人用实验测量了 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 低激发态能谱以来,又有许多人^[2-5]专门对 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 的各种性质进行了较为广泛的研究. 这些工作对了解超核内 Λ -N等效相互作用和超核结构有一定的意义. 在工作^[6]中,我们从 $V_{\Lambda N}$ 、 $V_{\Lambda\alpha}$ 相互作用出发,利用 ^{12}C 的壳模型波函数和独立 α 粒子模型波函数,计算了 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 的 Λ 基态结合能,得到了一些初步结果. 本文将在已有研究的基础上,利用折迭位方法^[7]求出的 Λ - ^{12}C 等效相互作用位来考察各种不同参数的 $V_{\Lambda\alpha}$ 等效位和芯集团 ^{12}C 结构参数的变化对 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 低激发态能量的影响,计算自旋轨道耦合效应所引起的 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 第一激发态能级的劈裂,同时,将研究 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 的理论和应用于超核 $^{17}_\Lambda\text{O}$ 低激发态能量的计算.

本文第二部分对研究 $^{13}_\Lambda\text{C}$ 、 $^{17}_\Lambda\text{O}$ 的理论和方法作了介绍,并给出了 Λ - ^{12}C 、 Λ - ^{16}O 等效相互作用位的解析表达式,第三部分给出了计算结果,并予以讨论.

二、基本理论和研究方法

1. 超核系统的运动方程

如果把 $^{13}_\Lambda\text{C}$ (或 $^{17}_\Lambda\text{O}$)视为芯集团 ^{12}C (或 ^{16}O)与 Λ 超子结合而成,则可将多体问题简化为求解两体运动方程. 设超核系统波函数为

$$\psi = \phi_\Lambda F(\vec{r}_\Lambda - \vec{R}_\Lambda) Z(\vec{R}_{c.m.}) \xi_\Lambda \xi_\Lambda. \quad (1)$$

式中 \vec{r}_Λ 与 \vec{R}_Λ 分别是 Λ 超子及芯集团中心的坐标; $\vec{R}_{c.m.}$ 是超核系统的整体质心坐标; ϕ_Λ

本文1989年10月18日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

卷
刊布
子
源
均

ran

qin

73.

7,

y,
It
er
1-
o
d

是芯集团的内部结构波函数; $F(\vec{r}_A - \vec{R}_A)$ 是 Λ 和芯集团间的相对运动波函数; $Z(\vec{R}_{c.m.})$ 是整体质心运动波函数; ξ_A, ξ_A 分别是芯集团和 Λ 的同位旋——自旋波函数。

采用 Rayleigh-Ritz 变分法, 忽略空间交换效应的影响, 可求得相对运动波函数 $F(\vec{R})$ 所满足的运动微分方程

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\vec{R}}^2 + V_D(\vec{R}) - E_R\right) F(\vec{R}) = 0; \quad (2)$$

$$V_D(\vec{R}) = \int \rho_A(\vec{r}) V_{\Lambda N}(\vec{r} - \vec{R}) d\vec{r}. \quad (3)$$

式中 $\vec{R} = \vec{r}_A - \vec{R}_A$ 是相对坐标; $\mu = m_\Lambda m_A / (m_\Lambda + m_A)$ 是约化质量; E_R 是相对运动能量; $V_D(\vec{R})$ 则是 Λ 超子与芯集团的等效相互作用位。

将 $F(\vec{R})$ 用谐振子基展开

$$F(\vec{R}) = \sum_n C_n |n\rangle, \quad (4)$$

经简单运算, 可得径向运动方程为

$$\sum_n C_n \left\{ (E_n - E_R) \delta_{n'n} + \left\langle n' \left| V_D - \frac{1}{2} \mu \omega^2 R^2 \right| n \right\rangle \right\} = 0. \quad (5)$$

通过解久期方程(5)便可求出超核系统的能谱。在 $l=0$ 时, 方程(5)求出相对运动能量 E_R 即为 Λ 超子在超核基态中的结合能的负值 $-E_A^{(l=0)}$ 。

2. Λ - ^{12}C (或 ^{16}O) 等效相互作用位的解析表示

在方程(3)中, 当采用 ^{12}C (或 ^{16}O) 的独立 α 粒子模型, 且视 Λ 超子与每一个 α 粒子作用等效, 记为 $V_{\Lambda\alpha}$, 则可将 Λ - ^{12}C (或 ^{16}O) 等效位 V_D 表示为

$$V_D(\vec{R}) = A \int \rho_\alpha(\vec{r}) V_{\Lambda\alpha}(\vec{r} - \vec{R}) d\vec{r}, \quad (6)$$

式中

$$A = \begin{cases} 3, & \text{对 } ^{12}\text{C}; \\ 4, & \text{对 } ^{16}\text{O}. \end{cases}$$

$\rho_\alpha(\vec{r})$ 是芯集团 ^{12}C (或 ^{16}O) 中 α 粒子的分布函数^[8]

$$\rho_\alpha(\vec{r}) = |R_{00}(r) Y_{00}(\theta, \varphi)|^2;$$

$$R_{00}(r) = C_{10} O_{10}(r) + C_{20} O_{20}(r);$$

$$|C_{10}|^2 + |C_{20}|^2 = 1,$$

其中 $Y_{00}(\theta, \varphi)$ 是球谐函数, $O_{10}(r)$ 、 $O_{20}(r)$ 分别是 $1S$ 和 $2S$ 轨道的谐振子径向波函数, C_{10} 、 C_{20} 是 α 粒子分别处于 $O_{10}(r)$ 、 $O_{20}(r)$ 的几率振幅。

如 $V_{\Lambda\alpha}$ 用唯象的高斯型函数

$$V_{\Lambda\alpha} = \sum_i V_i \exp(-\beta_i \vec{r}_{\Lambda\alpha}^2),$$

则 V_D 可以解析求出

$$V_D = \frac{A}{4} \sum_i V_i [(E_1 + 1.5E_2/(1 + a^2\beta_i) + 3.75E_3/(1 + a^2\beta_i)^2)$$

$$+ (E_2 a^2 \beta_i^2 / (1 + a^2 \beta_i)^2 + 5 E_3 a^2 \beta_i^2 / (1 + a^2 \beta_i)^3) R^2 \\ + (E_3 a^4 \beta_i^4 / (1 + a^2 \beta_i)^4) R^4] \exp(-\beta_i R^2 / (1 + a^2 \beta_i)) / (1 + a^2 \beta_i)^{3/2}, \quad (7)$$

式中 a 是 $O_{10}(r)$ 、 $O_{20}(r)$ 的谐振参数, E_1 , E_2 , E_3 由芯集团中的 α 粒子处于 $O_{10}(r)$ 、 $O_{20}(r)$ 态上的几率振幅确定

$$E_1 = 4C_{10}^2 + 6C_{20}^2 - 12\sqrt{\frac{2}{3}}C_{10}C_{20},$$

$$E_2 = 8\left(C_{10}C_{20}\sqrt{\frac{2}{3}} - C_{20}^2\right),$$

$$E_3 = \frac{8}{3}C_{20}^2.$$

目前已有许多文献^[9-12] 给出了高斯型的 $V_{A\alpha}$ 参数, 为便于下面的计算, 我们选择一部分加以编号列于表 1 内.

在方程(7)中, 若选定 $V_{A\alpha}$ 后, V_D 的位形曲线由芯集团 ^{12}C (或 ^{16}O) 的结构参数决定,

表 1 高斯型 $V_{A\alpha}$ 参数

参 数 编 号	V_1 (MeV)	β_1 (fm ⁻²)	V_2 (MeV)	β_2 (fm ⁻²)	V_3 (MeV)	β_3 (fm ⁻²)	V_4 (MeV)	β_4 (fm ⁻²)	文献
I	-40.44	0.3475	2.634	0.774	0	0	0	0	[9]
II	-69.50	0.465	26.2	0.648	0	0	0	0	[10]
III	-68.03	0.465	25.7	0.648	0	0	0	0	[11]
IV	-46.62	0.3867	3.44	0.574	0	0	0	0	[11]
V	-404.88	0.5029	450.40	0.64	0	0	0	0	[11]
VI	-185.23	0.392	178.70	0.57	64.01	0.516	-77.65	0.872	[11]
VII	-254.5	0.436	243.97	0.57	92.75	0.593	-106.01	0.872	[11]
VIII	-39.57	0.354	0	0	0	0	0	0	[11]
IX	-43.97	0.408	0	0	0	0	0	0	[12]

表 2 ^{12}C 结构参数

参 数 编 号	A	B	C	D	E	F
C_{10}	0.707	0.707	0.600	0.600	0.800	0.800
C_{20}	-0.707	-0.707	-0.800	-0.800	-0.600	-0.600
a (fm)	1.00	1.02	1.00	1.02	1.00	1.02
$\langle r_{\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	1.89	1.92	1.95	1.98	1.85	1.88
$\langle r_{3\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	2.69	2.71	2.73	2.76	2.64	2.68

[注] $\langle r_{\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_{3\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ 分别是 α 粒子和 ^{12}C 的均方根半径.

为了分析芯集团结构的可能变化对低激发态能量的影响,我们将选用表2所列的 ^{12}C 结构参数计算 ^{13}C 的低激发态能量。

需要说明的是,在表2的六组参数中, A 组参数是由拟合 ^{12}C 的实验电荷形状因子而确定的^[8],由于 ^{13}C 中的芯集团受 Λ 超子的作用, ^{12}C 中的 α 粒子处于 $O_{10}(r)$ 、 $O_{20}(r)$ 的几率或谐振参数会稍有改变,为定量讨论 ^{13}C 中芯集团参数的可能变化对低激发态能量的影响,我们对 A 组参数作了约2%—12%的调节,即为表2中所列的其余五组参数,相应的 ^{13}C 中芯集团 ^{12}C 的均方根半径 $\langle r_{\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ 和 α 粒子的均方根半径 $\langle r_a^2 \rangle^{1/2}$ 增大或减少了约2%,这些参数的变化反映了 ^{13}C 的芯集团受 Λ 作用后松紧程度的改变。

3. ^{13}C 第一激发态能级劈裂的研究

根据超核能谱的弱耦合模型^[13]解释, ^{13}C 激发能谱是由处在各种单粒子轨道上的 Λ 超子耦合到单中子空穴激发的核心基态和激发态上形成的。如处于 $1s$ 或 $1p$ 轨道上的 Λ 超子耦合到核心核 ^{12}C 的基态,则形成 $E_{\Lambda}^{(i=0)}$ 或 $E_{\Lambda}^{(i=1)}$,对于 $E_{\Lambda}^{(i=1)}$,考虑到 Λ 超子的自旋轨道耦合效应,应进一步产生能级劈裂 $E_{\Lambda}^{(p,3/2)}$ 、 $E_{\Lambda}^{(p,1/2)}$,文献[14、15、16]给出了自旋轨道耦合力的形式

$$V_{LS} = V_{\Lambda}^L s_{\Lambda} s_A \left(\frac{1}{m_{\pi}} \right)^2 \frac{d}{dr} F(r),$$

$$F(r) = \left(1 + \exp\left(\frac{r-a}{c} \right) \right)^{-1}$$

及其参数,我们视 V_{LS} 为微扰力,利用在 $l=1$ 解方程(2)得到的波函数

$$\phi_{im} = F(\bar{R}) = \sum_n c_n \varphi_{nlm_i}$$

与自旋波函数 $\chi_{m_s} \left(\frac{1}{2} \right)$ 的乘积作为零级近似波函数 ϕ_{im} ,在 $L \cdot S$ 表象中,

$$\phi_{im} = \sum_{m_l m_s} C_{l m_l \frac{1}{2} m_s}^{jm} \left(\sum_n c_n \varphi_{nlm_l} \right) \chi_{m_s} \left(\frac{1}{2} \right),$$

在只考虑一级微扰的情况下

$$E_{\Lambda}^{(p,j)} = E_{\Lambda}^{(p)} + E_{\Lambda}^{(j)},$$

其中 $E_{\Lambda}^{(p)} = E_{\Lambda}^{(i=1)}$ 为零级近似解,而

$$E_{\Lambda}^{(j)} = \frac{1}{2j+1} \sum_m \langle \phi_{im} | V_{LS} | \phi_{im} \rangle,$$

经运算可以得到

$$E_{\Lambda}^{(j)} = \frac{1}{2} \left[j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] \sum_{n'n} C_{n'} C_n \langle n' | V_{LS} | n \rangle. \quad (8)$$

三、计算结果和讨论

在解久期方程(5)求能谱时,出现了参量 $\hbar\omega$,这是一个描述谐振子势强度的量。我们

视 $\hbar\omega$ 为变分参数, 按照变分原理, $\hbar\omega$ 的最佳值为计算系统的能量本征值最低时所对应的值. 实际计算表明, $\hbar\omega$ 在相当大的变化范围内, 能使 E_A 保持不变, 如图 1 所示. 但取不同的 $\hbar\omega$, 能量收敛快慢程度是有差别的. 此时则选取能量收敛最快 (即对角化子空间尽量小) 时对应的 $\hbar\omega$. 计算还表明, 不但 $V_{A\alpha}$ 不同, $\hbar\omega$ 不同; 而且在同一 $V_{A\alpha}$ 下, 基态和激发态所选取的 $\hbar\omega$ 也是有差别的.

根据上面的模型和计算方法, 对 ^{13}C 、 ^{17}O 的低激发态能量进行了计算, 计算结果列入表 3、表 4 中, 为便于比较, 表中列入了实验结果或其它文献的计算结果.

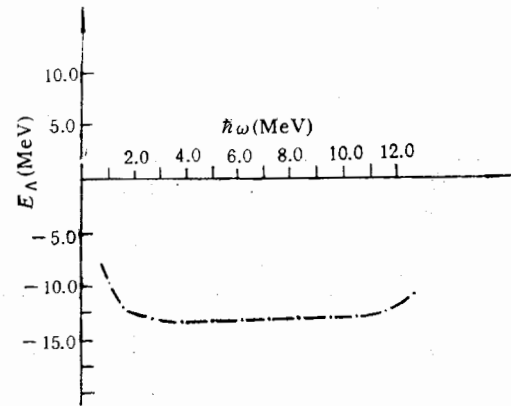


图 1 E_A 随 $\hbar(\omega)$ 的变化

1. 唯象的 $V_{A\alpha}$ 等效位, 它们的参数是不唯一的, 用它们来计算超核 ^3He 的 A 基态结

表 3 ^{13}C 、 ^{17}O 低激发态能量

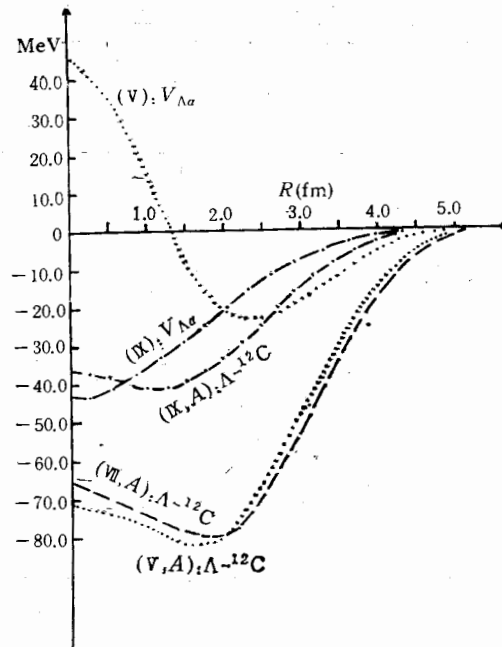
$V_{A\alpha}$ 参数	芯集团; 参数		$^{16}\text{O}; c_{10} = \frac{\sqrt{2}}{2}, c_{20} = -\frac{\sqrt{2}}{2}, a = 1.20\text{fm}^3$		
	能量		$E_A^{(j=0)}$ (MeV)	$E_A^{(j=1)}$ (MeV)	
I	$^{13}\text{C}; A$	$E_A^{(j=0)}$ (MeV)	$E_A^{(j=1)}$ (MeV)	$E_A^{(j=0)}$ (MeV)	$E_A^{(j=1)}$ (MeV)
II		-13.197	-0.76	-14.54	-2.85
III		-12.243	0.104	-13.07	-1.85
IV		-12.42	0.08	-13.56	-1.943
V		-12.59	-0.02	-13.98	-2.23
VI		-14.76	-0.99	-17.41	-4.31
VII		-13.21	-0.78	-15.83	-3.22
VIII		-14.268	-1.04	-16.79	-3.5
IX		-12.54	0.19	-14.85	-1.78
IX		-11.83	1.89	-12.75	0.307
实验值		-11.69 ± 0.1	-0.9	-14.3*	-2.90*

注: *是文献[17]的理论计算值.

合能, 如考虑芯集团 ^4He 的结构效应, 可给出与实验符合的结果^[10,11,18]. 用不同参数的 $V_{A\alpha}$ 与符合实验电荷形状因子的芯集团 ^{12}C (或 ^{16}O) 波函数求出的 V_D , 其位形曲线见图 2、3 所示. 通过解方程(5)计算的 p 壳超核 ^{13}C 、 ^{17}O 的低激发态能量见表 2. 从 ^{13}C 的计算结果可以看出, 各种不同参数的 $V_{A\alpha}$ 与实验值的符合程度是有差异的. 对基态, (IX) 的理论计算值与实验值符合; 其余各组的理论计算值低于实验值 $0.5\text{MeV} \sim 3\text{MeV}$ 不等 (即 A 的基态结合能大于实验值 $0.5\text{MeV} \sim 3\text{MeV}$). 对第一激发态, 除 (V) 组外, 均高于实验值. 从位形曲线看, 不同的 $V_{A\alpha}$ 的位形曲线差别显著, 相应的 V_D 的位形曲线之间虽然在形状上相似, 但位的深浅程度和力程不一样, 因此用它们来计算 ^{13}C 的低激发态能量, 其

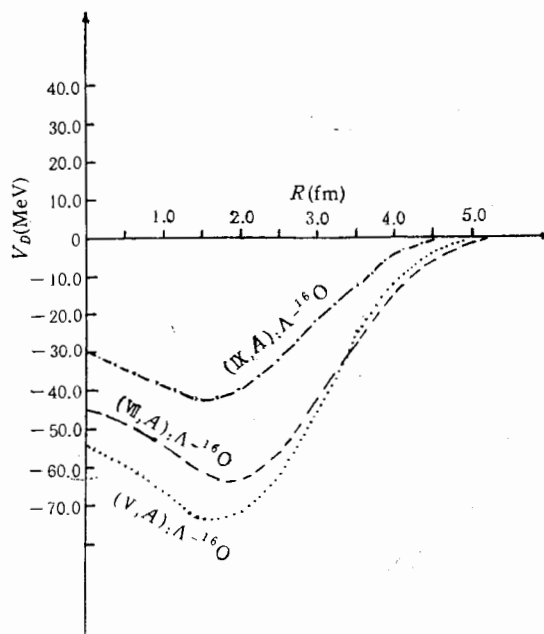
表4 ^{12}C 结构参数变化对 ^{13}C 低激发能量的影响

能量	$V_{\Lambda\alpha}$ 参数 ^{12}C 参数	I					II				
		B	C	D	E	F	B	C	D	E	F
$E_{\Lambda}^{(I=0)}$ (MeV)		-12.53	-12.34	-11.86	-14.66	-14.24	-11.81	-11.2	-10.68	-12.39	-11.95
$E_{\Lambda}^{(I=1)}$ (MeV)		-0.58	-0.40	-0.07	-0.89	-0.68	0.09	0.24	0.67	-0.76	-0.50
$E_{\Lambda}^{(p^{3/2})}$ (MeV)					-1.23					-0.98	
$E_{\Lambda}^{(p_{1/2})}$ (MeV)					-0.60					-0.45	
$\Delta E_{\Lambda}^{(p_{1/2})}$ (MeV)					0.63					0.53	

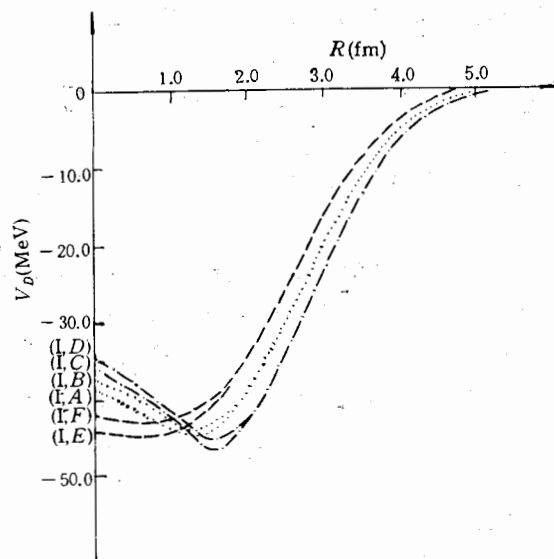
图2 $V_{\Lambda\alpha}$ 与 $\Lambda-^{12}\text{C}$ 等效位的位形图

结果存在着一定的差别。

Hui Weigang^[19] 等人用 (III)、(IV)、(V)、(VIII) 组的 $V_{\Lambda\alpha}$, 采用集团模型计算 $^9_{\Lambda}\text{Be}$ 的 Λ 结合能的理论值也是偏大, 与我们的计算结果是一致的。施义晋^[20]、陈华中^[21] 等人曾探索过用 s 壳超核与 p 壳超核内 Λ 超子-核子等效相互作用的不同来解释这类问题, 但从微观理论上加以澄清, 尚存在相当大的困难。要使唯象的 $V_{\Lambda N}$ 、 $V_{\Lambda\alpha}$ 等效位自然地给出理论值与实验值相符合的 s 壳超核, p 壳超核的结合能, 还要做大量的工作。

图3 Λ - ${}^{16}\text{O}$ 等效位的位形图

2. 将芯集团 ${}^{12}\text{C}$ 的结构参数作微小变动, 得到的 Λ - ${}^{12}\text{C}$ 等效位的位形曲线如图4、5所示, 相应的 ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ 低激发态能量的计算结果见表4. 从图4看出, 芯集团 ${}^{12}\text{C}$ 中 α 粒子处于 $O_{10}(r)$ 、 $O_{20}(r)$ 的几率振幅保持固定, 只增大谐振参数, 如 $(I, A) \rightarrow (I, B)$; $(I, C) \rightarrow (I, D)$; $(I, E) \rightarrow (I, F)$, 这时 V_D 的形状不变, 但位的深度变浅, 理论计算的基态能级和第一激发态能级均抬高(见表4), 而能级间隔 $\Delta E_A = E_A^{(I=1)} - E_A^{(I=0)}$ 基本保持不变. 若谐振

图4 ${}^{12}\text{C}$ 结构参数变化对 Λ - ${}^{12}\text{C}$ 等效位的影响

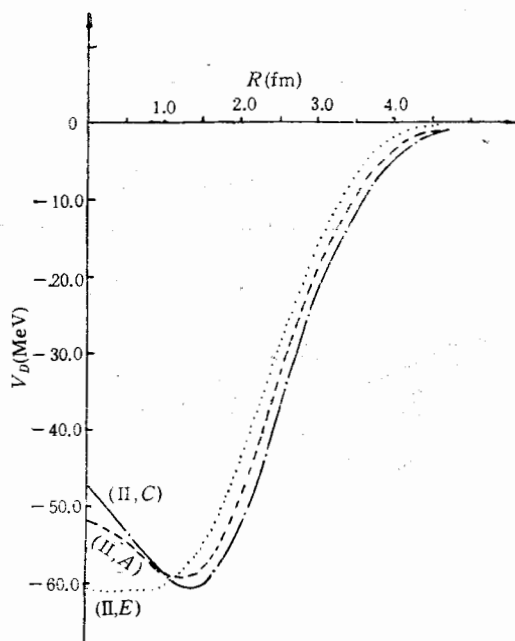


图5 α -粒子处于不同态上的几率变化对 $A=^{12}\text{C}$ 等效位的影响

参数保持不变, 增大 α 粒子处于 $O_{10}(r)$ 态的几率 (相应的减少 α 粒子处于 $O_{20}(r)$ 的几率), V_D 的位形曲线见图5中 (II, A) \rightarrow (II, E), 此时位的深度变深了, 理论计算的 ^{12}C 的基态能级和第一激发态能级均降低. 从芯集团的结构来看, 增大谐振参数, 它的均方根半径 $\langle r_{\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ 增大, 相当于芯集团变松了; α 粒子处于 $O_{10}(r)$ 态的几率变大 (相应减少 α 粒子处于 $O_{20}(r)$ 态的几率), 它的 $\langle r_{\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ 减小, 芯集团就缩小了. 由于芯集团密度分布的变化, 使得与 $V_{A\alpha}$ 的重叠几率也随之变化, 因此调整这些参数, 可以给出理论结果与实验结果的一致.

3. 根据我们采用的模型和计算方法, 如果用相同参数的 V_D 等效位计算 ^{12}C 的基态和激发态能级, 则不能同时得到与实验符合的结果. 这是否意味着, 处于 s 轨道和 p 轨道的 Λ 超子与芯集团的作用是不同的, 即 Λ -N 相互作用是否与角动量有关? 这是一个值得进一步探讨的问题.

4. 用符合实验的理论计算值 $E_{\Lambda}^{(j=1)}$ 所对应的波函数 ψ_{jm} , 按公式 (8) 计算的 $E_{\Lambda}^{(j=\frac{3}{2})}$ 、 $E_{\Lambda}^{(j=\frac{1}{2})}$ 的值见表4, 此时能级劈裂宽度在 0.6 MeV 左右, 它比原子核中核子的自旋轨道耦合强度小一个数量级, 与其它理论得到的结果定性符合.

5. 目前尚无 ^{17}O 的实验能谱数据, 但 $A=^{16}\text{O}$ 等效位的位形曲线变化情况与 $A=^{12}\text{C}$ 类似, 此处不作重复讨论. 我们计算的 ^{17}O 的低激发态能量的理论值与文献[4, 7]用不同模型和方法计算的结果接近. 同时与超核 ^{17}O 基态能量的经验公式^[22] $-B_{\Lambda} = (27.0 - 81.9A^{-2/3}) \pm 1.5 = 14.6 \pm 1.5 \text{ MeV}$ 基本符合.

综上所述, 可以看出, 用我们计算 ^{12}C 的模型和方法, 还不能从目前已有的唯象 $V_{A\alpha}$ 等效位, 得出与实验符合的理论结果 (除个别 $V_{A\alpha}$ 等效位外), 对基态能量而言, 理论值低

于实验值,而对第一激发态能量而言,理论值高于实验值,通过调节芯集团结合的松紧程度,可以得到理论与实验一致的结果.因此,进一步从理论上研究超核中芯集团受 Λ 作用后的扭曲效应,有助于了解芯集团的变化情况,从而进一步揭示超核中 Λ 超子与核子的有效相互作用规律.

参 考 文 献

- [1] M. May, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1106.
- [2] Zhang Zong-ye et al., *Phys. Lett.*, **108B**(1982), 261.
- [3] C. B. Dover, *Nucl. Phys.*, **A374**(1982), 359C.
- [4] H. Bando, et al., *Prog. Theor. Phys.*, **8I**(1985), 104.
- [5] L. Majling, et al., *Phys. Lett.*, **183B**(1987), 263.
- [6] 孔令江等,原子核物理,**7**(1985),19. *Chinese Physics*, **5**(1985), 943.
- [7] G. W. Greenless et al., *Phys. Rev.*, **171**(1976), 1115.
- [8] 李清润等,高能物理与核物理,**5**(1981),531.
- [9] 刘渊等,原子核物理,**5**(1983),186.
- [10] 金星南等,高能物理与核物理,**11**(1987),226.
- [11] C. Daskaloyannis, et al., *Phys. Rev.*, **C26**(1982), 702.
- [12] H. Bando, et al., *Prog. theor. Phys.*, **66**(1981), 1344; **67**(1982), 508.
- [13] J. Hufner, et al., *Nucl. Phys.*, **A234**(1974), 429.
- [14] A. Bouyssy, *Phys. Lett.*, **B4B**(1979), 41.
- [15] R. H. Dietz, *Nucl. Phys.*, **A354**(1981), 101C.
- [16] F. Wang, et al., *Nucl. Phys.*, **A438**(1985), 620.
- [17] M. Kohno, *Prog. Theor. Phys.*, **78**(1987), 123.
- [18] K. Langanke, et al., *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 1656.
- [19] Hui Weigang, et al., *Chin. J. Nucl. Phys.*, **11**(1989), 77.
- [20] 施义晋等,高能物理与核物理,**7**(1983),603.
- [21] 陈华中等,原子核物理,**6**(1984),303.
- [22] A. Gal, *Adv. Nucl. Phys.*, eds. M. Baranger and E. Vogt, **8**(1975, Plenum, New York), p. 1.

ON THE LOW-EXCITED STATES OF THE HYPERNUCLEUS ${}^{\Lambda}_{13}\text{C}$ AND ${}^{\Lambda}_{17}\text{O}$

KONG LINGJIANG LIU JIFENG
(Guangxi Normal University, Guilin)

ABSTRACT

According to the phenomenological Λ - α interaction potential and the wave function of α -independent particle model of ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$, the analytical expressions for equivalent interaction potential of Λ - ${}^{12}\text{C}$ and Λ - ${}^{16}\text{O}$ are deduced, by using the folding potential method. Subsequently, the low-excited state energy of ${}^{\Lambda}_{13}\text{C}$ and ${}^{\Lambda}_{17}\text{O}$ and energy-level splitting of the first excited state of ${}^{\Lambda}_{13}\text{C}$ caused by the spin-orbit coupling effect are calculated. And then the equivalent interaction potential of Λ - ${}^{12}\text{C}$ and Λ - ${}^{16}\text{O}$ and the structure of ${}^{\Lambda}_{13}\text{C}$ and ${}^{\Lambda}_{17}\text{O}$ are discussed.