

$A \leq 4$ 的 Λ 超核动力学结构*

孔蕃信 骆斌

(广西师范大学物理系, 桂林 541001)

刘宪辉

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

摘 要

本文用少体方法对 $A \leq 4$ 的 S 壳 Λ 超核动力学结构进行系统研究, 同时研究 $A \leq 3$ 的普通原子核的结构, 通过比较, 看到了 Λ 超子进入核内使结构产生变化, Λ 超子的加入, 造成壳心核的缩聚, 核子间均方根距离缩短, Λ 超子在核内起胶粘凝聚作用. 对这些核体系内部结构的研究表明, 粒子间相对运动主要处于 $0s$ 轨道.

一、引 言

超核物理实验的发展为超核物理的理论研究提供了基础. 本文研究的 $A \leq 4$ 的 Λ 超核已有较多的数据^[1], 基态 Λ 的结合能: $B_{\Lambda}({}^1_0\text{H}) = 0.13 \pm 0.05 \text{ MeV}$, $B_{\Lambda}({}^1_0\text{H}) = 2.04 \pm 0.04 \text{ MeV}$, $B_{\Lambda}({}^1_0\text{He}) = 2.39 \pm 0.03 \text{ MeV}$; 激发态 ($J^{\pi} = 1^+$) 时 ${}^1_0\text{H}$ 和 ${}^1_0\text{He}$ 的结合能为 $B_{\Lambda}^*({}^1_0\text{H}) = 1.00 \pm 0.06 \text{ MeV}$, $B_{\Lambda}^*({}^1_0\text{He}) = 1.24 \pm 0.06 \text{ MeV}$. ${}^1_0\text{H}$ 和 ${}^1_0\text{He}$ 平均的 Λ 结合能 $B_{\Lambda} = 2.22 \pm 0.04 \text{ MeV}$, $B_{\Lambda}^* = 1.12 \pm 0.06 \text{ MeV}$, 这是不考虑 ΛN 电荷对称破缺的结果, 镜像超核 ${}^1_0\text{He}$ 与 ${}^1_0\text{H}$ 的 Λ 结合能之差 $\Delta B_{\Lambda} = 0.35 \pm 0.06 \text{ MeV}$ 反映 ΛN 相互作用存在电荷对称破缺 (CSB).

轻核和轻超核可看成由核子和核子与超子和核子构成的少体系统. 我们利用变分法, 采用谐振子基展开和广义 Talmi-Moshinsky 变换, 对 $A \leq 4$ 的 S 壳 Λ 超核的动力学结构进行系统研究, 同时研究 $A \leq 3$ 的普通原子核, 通过比较的方法, 研究 Λ 超子进入核内使核产生变化的情况, 从而了解奇异粒子在核物质中的运动规律, 弄清奇异粒子与核子相互作用的性质, 揭示奇异物质与普通物质在结构上的异同.

二、变分法和广义 Talmi-Moshinsky 变换

设三体系统粒子的质量为 m_1, m_2 和 m_3 , 用 Jacobi 坐标描述这系统, 以 $\mathbf{r}_i (i = 1, 2)$ 表示内部坐标, 相应的折合质量为 μ_i , 有三个标记为 α, β 和 γ 的等价坐标族 (set), 如图

本文 1990 年 10 月 20 日收到.

* 国家自然科学基金资助课题.

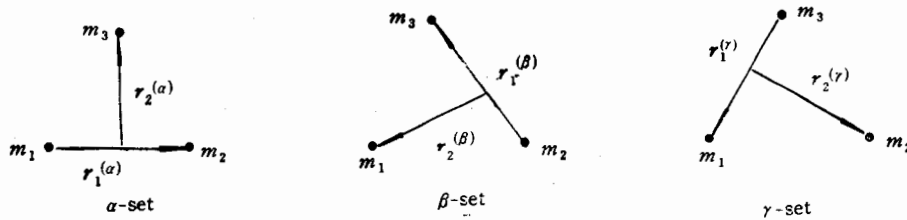


图 1 三体系统的 Jacobi 坐标族

1 所示。

在 Jacobi 坐标系中, 三体系统的内部哈密顿量

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \nabla_{r_1}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu_2} \nabla_{r_2}^2 + V(123). \quad (1)$$

引入零级哈密顿量 H_0 , 把体系的哈密顿改写成

$$H = H_0 + V'. \quad (2)$$

其中

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \nabla_{r_1}^2 + \frac{1}{2} \mu_1 \omega^2 r_1^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu_2} \nabla_{r_2}^2 + \frac{1}{2} \mu_2 \omega^2 r_2^2. \quad (3)$$

$$V' = V(123) - \frac{1}{2} \mu_1 \omega^2 r_1^2 - \frac{1}{2} \mu_2 \omega^2 r_2^2$$

为微扰, ω 为变分参数。 H_0 的本征函数 $\Phi_{[I]}$ 为二谐振子乘积态, $[I]$ 表示量子数集合 $[n_1 l_1, n_2 l_2, LM]$ 。 三体系统的波函数 ϕ_L^M 可用 $\Phi_{[I]}$ 为基矢展开:

$$\phi_L^M = \sum C_{[I]} \Phi_{[I]}. \quad (4)$$

代入相应的 Schrödinger 方程, 两边乘以 $\Phi_{[I]}$ 的复共轭矢, 然后对整个相空间进行积分, 得能量久期方程:

$$\sum_I \{[(E_I - E)\delta_{II'} + \langle I' | V' | I \rangle] C_I\} = 0. \quad (5)$$

在一最佳子集空间对角化, 可得体系近似解。

式(2)、(3)和 $\Phi_{[I]}$ 可在三族 Jacobi 坐标中的任一族表示。 因为哈密顿量 H 和 H_0 在坐标变换下是不变的, α 坐标族下的本征矢 $\Phi_{[I]}$ 可以用 α' 族的本征矢 $\Phi_{[I']}$ 展开:

$$\Phi_{[I]}^{(\alpha)} = \sum_{I'} B_{[I'] \rightarrow [I]}^{(\alpha)} \Phi_{[I']}^{(\alpha')}. \quad (6)$$

其中 α' 表示 β 或 γ , 求和中要求条件 $2(n_1^2 + n_2^2) + l_1^2 + l_2^2 = 2(n_1'^2 + n_2'^2) + l_1'^2 + l_2'^2$ 成立, $B_{[I'] \rightarrow [I]}^{(\alpha)}$ 为广义 Talmi-Moshinsky 变换系数 (G. T. M.)。 势矩阵元的计算可借助 (G. T. M.) 变换系数来完成^[2]。 计算中, $\hbar\omega$ 作为变分参数。

上面讨论很容易推广到四体系统。 对于四体系统, 等价的 Jacobi 坐标族有 15 个, 在我们的计算中用到如图 2 所示的三个等价坐标族。

以三谐振子乘积态 $\Phi_{[J]}(123)$ 为四体系统的基矢, J 表示一组量子数 $[n_1 l_1, n_2 l_2, n_3 l_3, l_{23}, LM]$, 其中 l_{23} 为 l_2 和 l_3 耦合的中间角动量。 四体系统波函数可用 $\Phi_{[J]}(123)$ 展开,

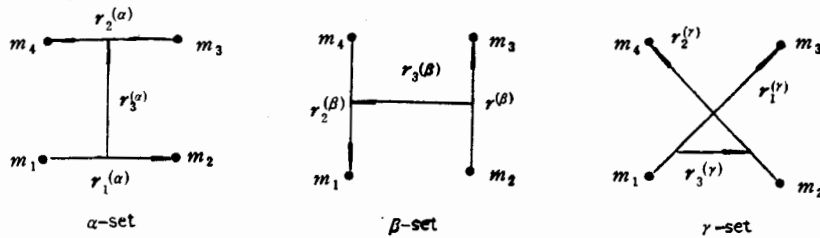


图2 四体系统的 Jacobi 坐标族

近似解可在适当的基矢空间中对角化哈密顿量而得到, 相互作用矩阵元可借助四体 (G. T. M.) 变换系数来计算。由体系的总波函数可确定体系的动力学性质。对体系动力学结构进行研究。除计算体系的能谱外, 我们还计算粒子间相对运动的均方根距离:

$$\langle r_{ij}^2 \rangle^{1/2} = \langle LM | r_{ij}^2 | LM \rangle^{1/2}. \quad (7)$$

并且统计了粒子间相对运动状态的几率。

三、N-N 相互作用和 $A \leq 3$ 的轻核动力学结构

(1) N-N 相互作用的选取

我们采用 Reichstein, I. 等给出的唯象的相互作用^[3]:

$$V_{ij} = \left(\frac{1 + P_{ij}^z}{2} V_t + \frac{1 - P_{ij}^z}{2} V_s \right) \left(\frac{u}{2} + \frac{2 - u}{2} P_{ij} \right) + \frac{e}{r_{ij}} \cdot \frac{1 - \tau_i^3}{2} \cdot \frac{1 - \tau_j^3}{2}. \quad (8)$$

其中 P_{ij}^z 是自旋投影算符, V_t 和 V_s 分别为三态势和单态势:

$$\begin{aligned} V_t(r_{ij}) &= -V_{0t} \exp(-K_t r_{ij}^2), \\ V_s(r_{ij}) &= -V_{0s} \exp(-K_s r_{ij}^2). \end{aligned} \quad (9)$$

参数 $V_{0t} = 66.92 \text{ MeV}$, $V_{0s} = 29.05 \text{ MeV}$, $K_t = 0.415 \text{ fm}^{-2}$, $K_s = 0.292 \text{ fm}^{-2}$. 给出了正确的核子-核子有效力程参量, 三态势的作用强度比单态势强。这与实验结果一致。系数 u 是 NN 相互作用中与空间交换成份有关的量, 作为一个可调参数处理。(8)式最后一项是点电荷库仑相互作用。为了更合理地反映库仑能的贡献, 可考虑质子的电荷分布, 这时该项变为:

$$V_c = \frac{e^2}{r} \text{erf}(0.984r) \cdot \frac{1 - \tau_i^3}{2} \cdot \frac{1 - \tau_j^3}{2}. \quad (10)$$

(2) $A \leq 3$ 的轻核动力学结构

$A \leq 3$ 的普通轻核 ${}^2\text{H}$ 、 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ 可看作轻超核的壳心核, Λ 超子与这些壳心核构成 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^4_\Lambda\text{He}$ 等轻超核, 首先研究这些轻核的动力学结构。

i) 结构模型: 见图 3。

${}^2\text{H}$ 、 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ 基态总角动量及宇称 $J^\pi({}^2\text{H}) = 1^+$,

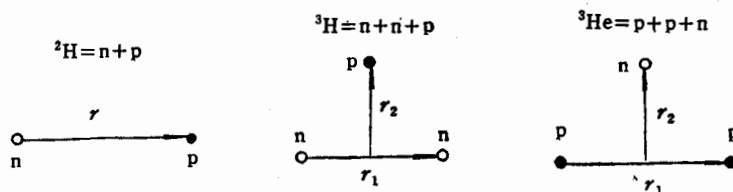


图 3 二体和三体结构模型

$J^\pi(^3\text{H}) = J^\pi(^3\text{He}) = \frac{1}{2}^+$, ^3H 和 ^3He 各有两个全同粒子, 当 ^3H 和 ^3He 处于最低能级时,

它们处于自旋单态, 交换波函数反对称, 据对称性, 选图 3 为 α -set.

ii) ^3H 的计算结果

^3H 是两体问题. 把 NN 相互作用代入久期方程, 可解得体系的基态能量和波函数. n-p 的对称性较简单, 总角动量 $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, 由实验可知, 两核子的自旋是同向平行的, $S = 1$, 由 $J^\pi = 1^+$, 得两核子相对运动的轨道角动量 L 只能取 0 和 2, 截断条件的限制为 $2n + l \leq N_0$, 当 $N_0 \geq 30$ 时, 计算结果不再变化, 把结果列于表 3.1, 同时列出实验值和 Reichstein, I. 等人的结果^[3]. 由表 3.1 可见, 我们的计算结果与实验值是一致的, 表明了我们的计算方法和所采用的 NN 位是正确的.

iii) ^3H 和 ^3He 的计算结果及结构研究

把 NN 相互作用位(8)式代入久期方程(5), 可解得 ^3H 和 ^3He 基态的能量和波函数. 计算过程中, 自旋投影算符 P_σ 由自旋波函数通过拉卡变换得以处理. ^3H (或 ^3He) 基态总角动量和宇称 $J^\pi = \frac{1}{2}^+$, 总轨道角动量 $L = 0$, 由 $\mathbf{L} = \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2$ 有 $l_1 = l_2$; 体系的两中子(或两质子)处于反对称的自旋单态, 可得 $l_1 = l_2 = 0$ 或偶数, 截断条件为 $2n_1 + 2n_2 + l_1 + l_2 \leq N_0$, 当 $N_0 = 8, 10, 12$ 时, 展开基的数目为 22, 34, 50.

表 3.1 ^3H 的基态能量和均方根距离

	结合能 ($-E$) (MeV)	均方根距离 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
本文计算结果	2.221	4.280
实验值	2.22462	4.02
Reichstein, I 等人计算结果	2.20	3.80

表 3.2 参数 μ 对 ^3H 基态能量的影响

μ	1.0	1.25	1.5	1.75	2.0
$E(^3\text{H})$ MeV	-8.840	-8.852	-8.864	-8.879	-8.896

在 NN 相互作用中与空间交换成份有关的系数 μ 作为一个可调参数, 我们在 $1 \leq \mu \leq 2$ 的范围计算了 ^3H 基态能量, 结果列于表 3.2. 从表 3.2 可见, 采用我们的计算方

法,空间交换混合的影响变化不大。因而在今后的计算中统一取 $u = 2$ 。

对 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 基态能量及均方根距离的计算结果列于表 3.3 中,同时列出实验值^[4]。

表 3.3 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ 的基态能量 (MeV) 和相应的均方根距离 (fm)

	${}^3\text{H}$				${}^3\text{He}$			
	$E({}^3\text{H})$	$\langle r_{nn}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle R_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{np}^2 \rangle^{1/2}$	$E({}^3\text{He})$	$\langle r_{pp}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle R_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{np}^2 \rangle^{1/2}$
本文计算结果	-8.896	2.488	1.652	2.772	-8.106 (点电荷)	2.546	1.664	2.802
					-8.192 (质子分布)	2.501	1.673	2.804
实验值	-8.482	$R_{r.m.s} = 1.627$			-7.718	$R_{r.m.s} = 1.650$		

表 3.4 库仑能的大小

库仑势形式	$E_c({}^3\text{He}) = E({}^3\text{H}) - E({}^3\text{He})$	
	$\frac{e^2}{r}$ (点电荷)	$\frac{e^2}{r} \text{erf}(0.984)$ (质子分布)
本文计算结果	0.790	0.704
A. B. Bodmer	0.73	0.64
J. Carlson	0.74	0.69
实验值	0.764	

从表 3.3 可见,计算结果与实验结果一致。全同粒子间的均方根距离比非全同粒子的均方根距离略小,说明核体系内全同粒子比非全同粒子更相互靠近; $\langle r_{nn}^2 \rangle^{1/2}$ 小于 $\langle r_{pp}^2 \rangle^{1/2}$ 体现了两质子间库仑斥力的影响,由于库仑力比核力小得多,因而两质子间的库仑斥力仅使它们间的均方根距离略微增大,从表 3.3 可得库仑能 $E_c({}^3\text{He})$ 的大小,我们把它列于表 3.4 中,同时列出实验值和 A.B. Bodmer 及 J. Carlson 计算结果^[5]。从表 3.4 可见,我们的计算结果与实验值比较接近。

${}^3\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ 体系内核子间的相对运动状态反映核体系的结构,我们对核子间的相对运动可能状态的几率作了统计,列于表 3.5 和表 3.6。从这两表可见 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 核体系具有类似的相对运动状态:核子间的相对运动主要处在 $0s$ 轨道,同时随着轨道角动量的增大,几率很快地减少。

表 3.5 相对运动轨道量子数 (l_1, l_2) 统计几率

核态	(l_1, l_2)	$(0, 0)$	$(2, 2)$	$(4, 4)$	$(6, 6)$
	几率				
${}^3\text{H} (J^\pi = \frac{1}{2}^+)$		0.9875	0.1124×10^{-1}	0.1292×10^{-2}	0.2385×10^{-4}
${}^3\text{He} (J^\pi = \frac{1}{2}^+)$		0.9862	0.1254×10^{-1}	0.1275×10^{-2}	0.2270×10^{-4}

表 3.6 径向振动量子数 n_1, n_2 的统计几率

核态	n_1, n_2 取值		0	1	2	3	4	5	6
	n_1, n_2	几率							
${}^3\text{H} (J^\pi = \frac{1}{2}^+)$	n_1		0.9763	0.2239×10^{-1}	0.1293×10^{-1}	0.1642×10^{-2}	0.6931×10^{-2}	0.7256×10^{-3}	0.2725×10^{-3}
	n_2		0.9350	0.6369×10^{-1}	0.1229×10^{-2}	0.9969×10^{-4}	0.1774×10^{-4}	0.1070×10^{-4}	0.1221×10^{-3}
${}^3\text{He} (J^\pi = \frac{1}{2}^+)$	n_1		0.9773	0.2509×10^{-2}	0.1208×10^{-2}	0.1449×10^{-2}	0.6654×10^{-2}	0.5636×10^{-3}	0.1213×10^{-3}
	n_2		0.9282	0.7034×10^{-1}	0.1315×10^{-2}	0.9671×10^{-4}	0.1772×10^{-4}	0.1242×10^{-4}	0.1099×10^{-3}

四、 Λ -N 相互作用和 $A \leq 4$ 的轻超核动力学结构

(1) Λ -N 相互作用的选取

i) 采用 Wu Hui-fang 等人给出的介子交换位^[6]:

$$V_{\Lambda N}(r) = \begin{cases} 0, & r < r_c \\ V_{\Lambda N}^w(r) + [V_{\Lambda N}^{\sigma(d)}(r) + V_{\Lambda N}^{\sigma(e)}(r)](\sigma_1 \cdot \sigma_2) \\ \quad + S_{12}[V_{\Lambda N}^{T(d)}(r) + V_{\Lambda N}^{T(e)}(r)], & r > r_c \end{cases} \quad (11)$$

这位是从介子交换理论出发, 考虑交换介子和中间态粒子的质量差而导出来的, 其中 $V_{\Lambda N}^w(r)$ 是 Wigner 力, $V_{\Lambda N}^{\sigma(d)}(r)$ 和 $V_{\Lambda N}^{\sigma(e)}(r)$ 是自旋相关的直接项和交换项, $V_{\Lambda N}^{T(d)}(r)$ 和 $V_{\Lambda N}^{T(e)}(r)$ 是张量相关的直接项和交换项. 考虑到张量力对 S 波没贡献, 而 ΛN 散射主要是 S 波部份, 张量力的贡献极少, 因而在我们的计算中不考虑. 这位曲线如图 4. 今后我们简称这位为“位 I”.

ii) 为了进行比较, 我们还采用 Y. Yamamoto 等从 Nijmegen OBE 模型 D 相互作用得到的 ΛN 有效相互作用位^[7]:

$$V_{\Lambda N}(r) = \sum_i v_i \exp[-(r/\beta_i)^2]. \quad (12)$$

用文献[7]中的第二组参数, 具体见表 4.1, 它给出了偶宇称态中的单态势和三态势. 我们在计算中忽略三体力. 简称“位 II”.

表 4.1 Y.Yamamoto ΛN 位参数

$\beta_i(\text{fm})$		1.2	0.6
$v_i(\text{MeV})$	1E	-58.25	45.75
	3E	-51.42	100.8

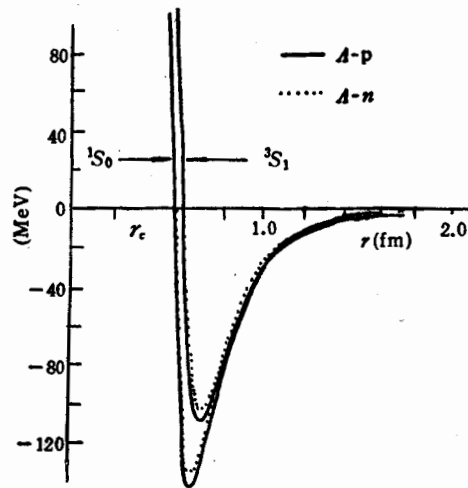


图 4 ΛN 介子交换位

— $A-p$ $A-n$

(2) $A = 3$ 的 Λ 超核的计算结果和动力学结构

结构模型: ${}^3_1\text{H} = n + p + \Lambda$, ${}^3_2\text{He} = p + p + \Lambda$.

${}^3_2\text{He}$ 基态的总角动量和宇称为 $J^\pi = \frac{1}{2}^+$, ${}^3_2\text{He}$ 的两质子自旋处于反对称的自旋单态;

${}^3_1\text{H}$ 由三个不同的粒子组成, 相对运动轨道量子数只要满足 $L = 0$ 及偶宇称即可, 截断条件为 $2n_1 + 2n_2 + l_1 + l_2 \leq N_0$, 当 $N_0 = 6, 8, 10$ 时, 展开基的数目为 20, 35, 56.

把 ΛN 相互作用位(11)式(或(12)式)及 NN 相互作用位(8)式代入久期方程, 自旋-自旋耦合项通过拉卡变换, 可求得体系基态能量和波函数, 进而计算粒子间均方根距离, 结果列于表 4.2.

表 4.2 ${}^3_1\text{H}$ ${}^3_2\text{He}$ 的基态能量、结合能(MeV)及均方根距离(fm)

核体系	${}^3_1\text{H}$					${}^3_2\text{He}$
	物理量	$E({}^3_1\text{H})$	B_Λ	$\langle r_{np}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle R_\Lambda^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{n\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$
*采用位 I 计算结果	-2.359	0.137	2.718	1.253	2.318	≥ 1.50
采用位 II 计算结果	-2.724	0.373	2.818	1.983	3.254	≥ 0.90
**实验值	-2.35	0.13 ± 0.05				

* 取截断半径 $r_c = 0.485\text{fm}$ ** 见文献[1].

${}^3_1\text{H}$ 可看作是 Λ 超子与壳心核 ${}^2_1\text{H}$ 构成. 比较 ${}^3_1\text{H}$ 与 ${}^2_1\text{H}$ 的核子间均方根距离: 由表 3.1 知 ${}^2_1\text{H}$ 的质子与中子均方根距离为 $\langle r_{np}^2 \rangle^{1/2} = 4.28\text{fm}$, 而由表 4.2 可见 ${}^3_1\text{H}$ 的质子与中子均方根距离 $\langle r_{np}^2 \rangle^{1/2} = 2.718\text{fm}$, 两者相差 1fm 多. 可见 Λ 超子加入核体系使核结构发生变化, 壳心核的中子与质子均方根距离缩短, Λ 超子在核内起到把核子胶粘凝聚起来的作用.

从表 4.2 看到, ${}^3_2\text{He}$ 的能量为正, 表明 ${}^3_2\text{He}$ 不可能存在束缚态. 这和实验结果一致, 迄今在实验上找不到 ${}^3_2\text{He}$ 的束缚态. 主要原因是在 ${}^3_2\text{He}$ 体系核子与核子的相互作用是单态势, 单态势比三态势小得多. 加之库仑斥力, 使两个质子与一个 Λ 超子难以构成束缚体系.

采用位 II 计算的结果偏大, 估计是在我们的计算过程中忽略三体力的缘故.

${}^3_1\text{H}$ 的核子相对运动状态的几率统计列于表 4.3 和表 4.4, 从中可见粒子间相对运动主要是 $0s$ 轨道.

表 4.3 相对运动轨道量子数 (l_1, l_2) 的统计几率

ΛN 相互作用	(l_1, l_2) 核态 \ 几率	(0, 0)	(1, 1)	(2, 2)	(3, 3)	(4, 4)	(5, 5)
		位 I	0.9494	0.0261	0.0164	0.0019	0.0040
位 II	${}^3_1\text{H}(J^\pi = \frac{1}{2}^+)$	0.9484	0.0253	0.0182	0.0066	0.0009	0.0009

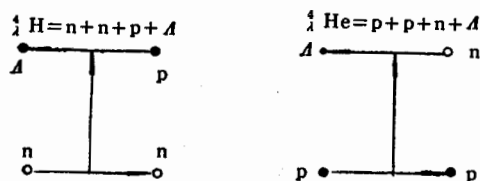
表 4.4 相对运动径向振动量子数 n_1, n_2 的统计几率

AN 相互作用	n_1, n_2 几率	0	1	2	3	4	5
		位 I	n_1	0.9800	0.0168	0.0019	0.0008
	n_2	0.8187	0.1784	0.0198	0.0014	0.0000	0.0000
位 II	n_1	0.9814	0.0165	0.0001	0.0019	0.0000	0.0000
	n_2	0.8194	0.1675	0.0123	0.0008	0.0000	0.0000

(3) $A = 4$ 的 A 超核的计算结果及动力学结构

结构模型: 如图 5.

选 Jacobi 坐标系的 α -set 如图 5, ${}^4_1\text{H}$ 和 ${}^4_1\text{He}$ 基态的总角动量和宇称 $J^\pi = 0^+$, 总自旋 $S = 0$, 总轨道角动量 $L = 0$. 考虑到 ${}^4_1\text{H}$ 和 ${}^4_1\text{He}$ 各有两个全同粒子, 这两个全同粒子自旋耦合成反对称的自旋单态, 截断条件取 $2n_1 + 2n_2 + 2n_3 + l_1 + l_2 + l_3 \leq N_0$, 当 $N_0 = 4, 6, 8$ 时, 展开基的数目为 19, 50, 120.

图 5 ${}^4_1\text{H}$ 和 ${}^4_1\text{He}$ 的结构模型

${}^4_1\text{H}$ 和 ${}^4_1\text{H}$ 激发态的总角动量和宇称 $J^\pi = 1$, 总自旋 $S = 1$. 由 $J^\pi = L + S$, $L = l_1 + l_2 + l_3$, 知总轨道角动量的可能值有 $L = 0, 1, 2$. 在计算相互作用矩阵元中, 自旋投影算符和自旋-自旋耦合算符通过自旋波函数的 U 变换得到了处理.

由 A 超子结合能的定义, 得 $A = 4$ 的超核 A 超子结合能: $B_A({}^4_1\text{H}) = -[E({}^4_1\text{H}) - E({}^3\text{H})]$, $B_A^*({}^4_1\text{H}) = -[E^*({}^4_1\text{H}) - E({}^3\text{H})]$, $B_A({}^4_1\text{He}) = -[E({}^4_1\text{He}) - E({}^3\text{He})]$, $B_A^*({}^4_1\text{He}) = -[E^*({}^4_1\text{He}) - E({}^3\text{He})]$, E 为基态能量, E^* 为激发态能量, B_A 是基态 A 超子结合能, B_A^* 是激发态 A 超子结合能. 我们用位 I 和位 II 分别计算 ${}^4_1\text{H}$ 和 ${}^4_1\text{He}$ 的能谱及 B_A , 结果见表 4.5. 计算中截断半径的取值与计算 ${}^3_1\text{H}$ 不同, 这是由于 ${}^3_1\text{H}$ 与 ${}^4_1\text{H}$ (或 ${}^4_1\text{He}$) 的自旋状态不同. 从 (11) 式和图 4 可见: 由于核的自旋状态不同, 使 AN 介子交换位 $V_{AN}(r)$ 中的单态势和三态势不同. 在 $r \rightarrow 0$ 时, 三态势比单态势更快地趋于无穷. 加之在 $r = 0.5\text{fm}$ 附近, 它们的曲线变化激烈, 造成了对截断半径 r_c 的取值十分敏感. 对于基态的 ${}^3_1\text{H}$, 其自旋-自旋耦合的平均为

$$\frac{1}{2} \langle \chi(123) | \sigma_2 \cdot \sigma_3 + \sigma_3 \cdot \sigma_1 | \chi(123) \rangle = -2.$$

而对于基态的 ${}^4_1\text{H}$ (或 ${}^4_1\text{He}$), 其自旋-自旋耦合的平均为

$$\frac{1}{3} \langle \chi(1234) | \sigma_1 \cdot \sigma_4 + \sigma_2 \cdot \sigma_4 + \sigma_3 \cdot \sigma_4 | \chi(1234) \rangle = -1$$

(其中 $\chi(123)$ 和 $\chi(1234)$ 分别为 ${}^3_1\text{H}$ 和 ${}^4_1\text{H}$ (或 ${}^4_1\text{He}$) 的基态波函数). 因此, 自旋平均的 $V_{AN}(r)$ 在 ${}^4_1\text{H}$ (或 ${}^4_1\text{He}$) 中占有的单态势成份比在 ${}^3_1\text{H}$ 中要少一些. 反之, 占有三态势成

份则多些。于是 $V_{\Lambda N}(r)$ 有所不同,截断半径 r_c 亦应有区别。这表明截断半径 r_c 是与自旋状态有关的参数。故在计算基态 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ (或 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$) 时 $V_{\Lambda N}(r)$ 的截断半径比 ${}^3\text{H}$ 要大一些。同样原因,使计算激发态的 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ (或 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$) 时 $V_{\Lambda N}(r)$ 的截断半径 r_c 比基态时亦大些。我们还计算了 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ 和 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$ 核体系内粒子间均方根距离。结果列于表 4.6 和表 4.7。

表 4.5 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ 、 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$ 的能谱及 Λ 超子的结合能(单位: MeV)

相互作用位		位 I (Wu Hui-fang 的 ΔN 介子交换位)				实验值	位 II (Y. Yamamoto ΔN 有效相互作用)		
作者		本文的计算结果			文献[6]的结果		文献[1]	本文计算结果	文献[7]
截断半径 $r_c(\text{fm})$		0.5	0.505	0.56	0.57	0.60			
$E({}^{\Lambda}_1\text{H})$		-10.754	-11.682					-11.743	
$E({}^{\Lambda}_1\text{He})$	点电荷	-10.272	-11.189					-10.858	
	质子分布	-10.392	-11.313					-10.967	
$B_{\Lambda}({}^{\Lambda}_1\text{H})$		1.858	2.786		3.00	2.88	2.04 ± 0.04	2.847	
$B_{\Lambda}({}^{\Lambda}_1\text{He})$	点电荷	2.166	3.683					2.752	
	质子分布	2.201	3.121		3.44	3.25	2.39 ± 0.03	2.775	2.22
$E^*({}^{\Lambda}_1\text{H})$				-10.253				-10.028	
$E^*({}^{\Lambda}_1\text{He})$				-9.724				-9.251	
$B_{\Lambda}^*({}^{\Lambda}_1\text{H})$				1.357			1.00 ± 0.06	1.132	
$B_{\Lambda}^*({}^{\Lambda}_1\text{He})$				1.532			1.24 ± 0.06	1.059	1.11

表 4.6 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ 的 Λ 超子结合能 (MeV) 与体系内粒子间的均方根距离 (fm)

状态	相互作用	Λ 超子结合能	$\langle r_{nn}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{p\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{n-p\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{n(1)-p}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{n(1)-\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{n(1)p-n(2)\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$
基态	位 I	2.786	2.127	2.174	1.567	2.255	2.164	1.521
	位 II	2.847	2.284	2.239	2.405	2.408	2.308	1.598
激发态	位 II	1.132	2.455	2.362	1.702	2.601	2.495	1.700

表 4.7 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$ 基态的 Λ 超子结合能 (MeV) 与体系内粒子间的均方根距离 (fm)

相互作用位	$B_{\Lambda}({}^{\Lambda}_1\text{He})$	$\langle r_{pp}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{nn}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{pp-n\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{p(1)-n}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{p(1)-\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{p(1)n-p\Lambda}^2 \rangle^{1/2}$
位 I	3.083	2.134	2.165	1.561	2.241	2.151	1.521
位 II	2.752	2.304	2.247	2.426	2.426	2.328	1.607

我们的计算结果与实验值是一致的。从这表 4.5—表 4.7 可见,采用位 I (介子交换位)和位 II (有效相互作用位)两者的计算结果在规律上是一致的。现仅以位 I 的结果进行分析讨论: 在 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ 和 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$ 中, $\langle r_{pp}^2 \rangle^{1/2}$ 稍大于 $\langle r_{nn}^2 \rangle^{1/2}$, 体现库仑斥力的作用。 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ 和 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$ 可看作 Λ 超子加壳心核 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 构成, 把 ${}^{\Lambda}_1\text{H}$ 、 ${}^{\Lambda}_1\text{He}$ 与 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ 的核子间均方根距离 $\langle r_{nn}^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_{pp}^2 \rangle^{1/2}$ 和 $\langle r_{np}^2 \rangle^{1/2}$ 加以比较, 由表 3.3 与表 4.6-4.7 可见, 由于 Λ 超子的加入, 壳心核的两个中子或两质子的均方根距离缩短 0.4fm 左右, 而中子与质子的均方根距离则

缩短 0.5fm. 表明了 Λ 超子的加入使壳心核缩聚而变形, 壳心核中核子间均方根距离缩短, 再次看到 Λ 超子在核内起胶粘凝聚的作用.

${}^{\Lambda}H$ 体系在 α -set 中独立的粒子间相对运动有 p-p, n - Λ , (p,p)-(n,n), 我们分别统计了轨道相对运动 (l_1, l_2, l_3) 和径向量子数 n_1, n_2, n_3 取可能态的几率, 列于表 4.8 和表 4.9, 从中可见体系的相对运动主要在 $0s$ 轨道.

表 4.8 相对运动径向量子数 n_1, n_2, n_3 的统计几率

n_1, n_2, n_3 几率	0	1	2	3	4
n_1	0.9831	0.0082	0.0066	0.0001	0.0000
n_2	0.9766	0.0100	0.0114	0.0000	0.0000
n_3	0.9791	0.0132	0.0057	0.0000	0.0000

表 4.9 相对运动轨道量子数 (l_1, l_2, l_3) 的统计几率

(l_1, l_2, l_3)	(000)	(011)	(022)	(211)	(220)	(202)	(222)
几率	0.9897	0.0054	0.0014	0.0011	0.0003	0.0002	0.0000

结 束 语

我们利用少体方法, 采用唯象的 NN 相互作用位和由介子交换理论得到的 ΛN 相互作用位, 对 $A \leq 3$ 的轻核及 $A \leq 4$ 的 S 壳 Λ 超核的动力学结构进行了系统研究, 发现 Λ 超子加入使壳心核发生缩聚变化, 核子间均方根距离变短, Λ 超子在核内起胶粘凝聚作用. 对核体系内部结构研究表明, 粒子间相对运动主要处于 $0s$ 状态.

本文的计算是在广西师大计算中心和中科院高能物理研究所计算中心完成的, 对这两个计算中心的同志们表示感谢! 对孔令江、柳继锋、张超英等同志的有益讨论表示谢意.

参 考 文 献

- [1] M. Juric, et al., *Nucl. Phys.* **B52**(1973)1;
T. Calwell, et al., *Nucl. Phys.*, **A236**(1974), 445;
J. Pniewski and D. Zieminska, In Proceedings of the Conference on Kaon-Nuclear Interaction and Hypernuclei, Zvenigored, 1977, p. 33;
M. Bedjidian, et al., *Phys. Lett.*, **83B**(1979), 252.
- [2] Chao-ying ZHANG, Fan-xin KONG and Xian-hui LIU, *Nucl. Phys.*, A500(1989)627;
张超英、孔蕃信、刘宪辉, 高能物理与核物理, **No.10**(1989), 907;
Y.P. Gan, et al., *Comp. Phys. Commun.*, **34**(1985), 387.
- [3] Reichstein, I. and Y.C. Tang, *Nucl. Phys.*, **A139** (1969), 144.
- [4] 胡济民、杨伯君、郑春开, 原子核理论第一卷, 原子能出版社, 1987, p. 30.
- [5] A.R. Bodmer and Q.N. Usmani, *Phys. Rev.*, **C3**(1985), 1400;
J. Carlson, et al., *Nucl. Phys.*, **A401**(1983), 59.
- [6] Wu Hui-fang, Shen Jian-ping, Yu You-wen, Zhang Zong-ye, *Commun. in Theor. Phys.*, (Beijing, China) No. 4(1982), 449.
- [7] Yusuo Yamamoto, *Phys. Rev.*, **C36**(1987), 2166.

Dynamical Structure of $A \leq 4$ Λ Hypernuclei

KONG FANKIN LUO BIN

(*Department of Physics, Guangxi Teacher's University, Guilin 541001*)

LIU XIANHUI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

ABSTRACT

Based on variational method, we systematically studied the dynamical structures of $A \leq 4$ S shell Λ hypernuclei with the aid of the harmonic oscillator product expansions and the generalized Talmi-Moshinsky transformation. We also made investigations on structures of the ordinary nuclei for $A = 2$ and 3. By comparison, we can see that the root mean distances between nucleons are shortened due to the presence of a hyperon which compresses the core. A hyperon acts as the adhesive. The studies on internal structures of nuclear systems show that the relative motions between particles are mainly in $0s$ orbits.