

对 $A=3$ 的 Λ 超核的讨论

沈建平 吴慧芳

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文利用我们以前所得到的 Λ -N 交换势^[1], 计算了 ${}^3_\Lambda\text{He}$ 和 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 基态结合能之差, 此外还计算了 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 的两个低激发态的激发能. 我们的计算结果与实验相比较还是合理的.

在前面的工作中^[1], 我们曾用单 K 及 2π 、 $\pi\rho$ 介子交换机制给出了 Λ -N 相互作用, 虽然在其计算中使用了零动量近似和中间态能量取平均的近似, 但所得到的位势还是定性地与实验特点相符合. 我们又用这样的 Λ -N 相互作用计算了 ${}^3_\Lambda\text{He}$ 和 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 的 Λ 分离能及能谱^[2], 得到的结果表明所采用的 Λ -N 势有一定的合理性. 然而, 能否用这样的相互作用解释更多的超核实验事实仍是我们所感兴趣的课题.

迄今为止的实验证据表明: 在 $A=3$ 的 Λ 超核中, 发现 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 只存在一个束缚态 ($s^\pi = \frac{1}{2}^+$, $T=0$), 其 Λ 分离能 $B_\Lambda({}^3_\Lambda\text{H}) = 0.13 \pm 0.05 \text{ MeV}$ ^[3] (相应的总结合能 $B({}^3_\Lambda\text{H}) = 2.35 \text{ MeV}$); 然而实验上还没有发现存在 ${}^3_\Lambda\text{He}$ 超核. 本文企图对 $A=3$ 的超核作简单的定性的讨论, 我们用文献 [1] 中的 Λ -N 相互作用计算了 ${}^3_\Lambda\text{He}$ 和 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 基态结合能之差; 此外还计算了根据 $SU(3)$ 对称性分类理论^[4] 中的 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 两个低激发态 ($s^\pi = \frac{3}{2}^+$, $T=0$) 和 ($s^\pi = \frac{1}{2}^+$, $T=1$) 的激发能. 计算中所用的计算方法和耦合常数皆同文献 [2].

计算中所用的 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 和 ${}^3_\Lambda\text{He}$ 的波函数由对称性理论得到, 现给出在表 1 中. 其中下标为自旋, $p(1) = \pi(1)\chi(1)\varphi_p(r_1)$.

为简单起见, 我们假定径向波函数 φ_Λ 和 φ_N 一样, 分别取为 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 和 ${}^3_\Lambda\text{He}$ 的电荷形状因子^[5], 即:

$$\varphi^2(r) = \frac{75}{2} \sqrt{30} \frac{1}{a^3} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \exp\left(-\sqrt{30} \frac{r}{a}\right) \quad (1)$$

其中

$$a = \begin{cases} 1.69 \text{ fm} & \text{对于 } {}^3_\Lambda\text{H 超核} \\ 1.82 \text{ fm} & \text{对于 } {}^3_\Lambda\text{He 超核} \end{cases}$$

${}^3_\Lambda\text{H}^*$ 的激发能 E_{ex} , Λ 分离能 $B_\Lambda({}^3_\Lambda\text{H}^*)$ 以及结合能 $B({}^3_\Lambda\text{H}^*)$ 的公式分别为:

$$E_{\text{ex}} = \langle {}^3\text{H}^* | V_{An} + V_{Ap} + V_{np} | {}^3\text{H}^* \rangle - \langle {}^3\text{H} | V_{An} + V_{Ap} + V_{np} | {}^3\text{H} \rangle \quad (2)$$

$$B_A({}^3\text{H}^*) = B_A({}^3\text{H}) - E_{\text{ex}} \quad (3)$$

$$B({}^3\text{H}^*) = B({}^3\text{H}) - E_{\text{ex}} \quad (4)$$

表1 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 波函数

	$\Psi([f](\lambda\mu)_s(ET))$	
${}^3\text{H}$	$\Psi([3](11)_{1/2}(000))$	$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{1}{24}} [(p(1)\Delta(2) - \Delta(1)p(2))_1 n(3)]_{1/2} \\ & - \sqrt{\frac{1}{24}} [(n(1)\Delta(2) - \Delta(1)n(2))_1 p(3)]_{1/2} \\ & + \sqrt{\frac{1}{6}} [(p(1)n(2) - n(1)p(2))_1 \Delta(3)]_{1/2} \\ & - \sqrt{\frac{1}{8}} [(p(1)\Delta(2) + \Delta(1)p(2))_0 n(3)]_{1/2} \\ & + \sqrt{\frac{1}{8}} [(n(1)\Delta(2) + \Delta(1)n(2))_0 p(3)]_{1/2} \end{aligned}$
	$\Psi([3](00)_{3/2}(000))$	$\begin{aligned} & - \sqrt{\frac{1}{6}} [(p(1)\Delta(2) - \Delta(1)p(2))_1 n(3)]_{3/2} \\ & + \sqrt{\frac{1}{6}} [(n(1)\Delta(2) - \Delta(1)n(2))_1 p(3)]_{3/2} \\ & + \sqrt{\frac{1}{6}} [(p(1)n(2) - n(1)p(2))_1 \Delta(3)]_{3/2} \end{aligned}$
	$\Psi([3](11)_{1/2}(010))$	$\begin{aligned} & - \sqrt{\frac{1}{8}} [(p(1)\Delta(2) - \Delta(1)p(2))_1 n(3)]_{1/2} \\ & - \sqrt{\frac{1}{8}} [(n(1)\Delta(2) - \Delta(1)n(2))_1 p(3)]_{1/2} \\ & - \sqrt{\frac{1}{24}} [(p(1)\Delta(2) + \Delta(1)p(2))_0 n(3)]_{1/2} \\ & - \sqrt{\frac{1}{24}} [(n(1)\Delta(2) + \Delta(1)n(2))_0 p(3)]_{1/2} \\ & + \sqrt{\frac{1}{6}} [(p(1)n(2) + n(1)p(2))_0 \Delta(3)]_{1/2} \end{aligned}$
${}^3\text{He}$	$\Psi([3](11)_{1/2}(011))$	$\begin{aligned} & - \frac{1}{2} [(p(1)\Delta(2) - \Delta(1)p(2))_1 p(3)]_{1/2} \\ & - \sqrt{\frac{1}{12}} [(p(1)\Delta(2) + \Delta(1)p(2))_0 p(3)]_{1/2} \\ & + \sqrt{\frac{1}{3}} [(p(1)p(2))_0 \Delta(3)]_{1/2} \end{aligned}$

${}^3\text{He}$ 与 ${}^3\text{H}$ 基态的总结合能之差为:

$$\begin{aligned} \Delta B &= B({}^3\text{He}) - B({}^3\text{H}) \\ &= \langle {}^3\text{H} | V_{An} + V_{Ap} + V_{np} + T_A + T_n + T_p | {}^3\text{H} \rangle \\ &\quad - \langle {}^3\text{He} | 2V_{Ap} + V_{pp} + T_A + 2T_p | {}^3\text{He} \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

为了同文献[2]一致,我们在此取相互作用的硬截断半径 $R_c = 0.62\text{fm}$.同时为了计算简单起见,核子-核子相互作用的自旋单态与自旋三态能量矩阵元之差取作氦核结合能的实验值;而 ${}^3\text{He}$ 中库仑能修正项近似由 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 的结合能实验值给出.

现将计算结果给出在表 2 中.

表 2

	s^{π}, T	激发能 E_{ex} (MeV) 或结合能之差 ΔB	Λ 分离能 B_{Λ} (MeV)	总结合能 B (MeV)
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	$(1/2)^+, 0$	0	$0.13(\pm 0.05)^{1)}$	$2.35^{1)}$
	$(3/2)^+, 0$	1.11	-0.98	1.24
	$(1/2)^+, 1$	≥ 2.96	≤ -2.83	≤ -0.61
${}^3_{\Lambda}\text{He}$	$(1/2)^+, 1$	$\Delta B \leq -3.17$	—	≤ -0.81

1) ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 基态实验值.

由此结果表明: ${}^3_{\Lambda}\text{He}$ 超核不可能存在, 而 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 超核的 $(s^{\pi} = \frac{1}{2}^+, T = 1)$ 态也不可能存在, 因它们的总结合能为负值. 对于 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 超核的 $(s^{\pi} = \frac{3}{2}^+, T = 0)$ 低激发态, 虽然 $B_{\Lambda} = -0.98\text{MeV}$, 但其总结合能为 $B = +1.24\text{MeV}$, 这与 ${}^3\text{He}$ 核的 $B_n = -1\text{MeV}$, $B = 27.34\text{MeV}$ 相类似. 故 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 超核的 $(s^{\pi} = \frac{3}{2}^+, T = 0)$ 态有可能是束缚的, 只是这三个粒子结合得比氦核还要松散.

但是, 应该指出, 截断半径 R_c 在各种核中并非一定要取相同的值, 它在合理的范围可调, 当 R_c 取得小些时, ${}^3_{\Lambda}\text{He}$ 与 ${}^3_{\Lambda}\text{H}^*$ 都不存在. 因此, 我们的计算结果与实验相比较还是合理的.

由于我们在计算中作了一些近似, 因此上述结论是初步的.

参 考 文 献

- [1] 吴慧芳、沈建平、余友文、张宗焯, 高能物理与核物理, 3 (1981), 334.
- [2] 吴慧芳、沈建平、余友文、张宗焯, 高能物理与核物理, 6 (1981), 751.
- [3] Proc. Int. conf. On Few Particle Problems in the Nuclear Interaction (Los Angeles, August 28-September 1, 1972), P. 150.
- [4] 张宗焯, 厉光烈, 物理学报, 25 (1976), 172.
- [5] LANDLT-BÖRNSTEIN, Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology NEW SERIES Editor in chief K.-H. Hellwege Group I: Nuclear Physics and Technology, Vol. 2, Nuclear Radii, P. 32.

A DISCUSSION ON THE Λ HYPER-NUCLEUS WITH $A=3$

SHEN JIAN-PING WU HUI-FANG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper we have calculated differences of the binding energy between ${}^3_{\Lambda}\text{He}$ and ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ using the Λ -N meson exchange potential [1], And low excitation energies of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. The results are reasonable in comparison with the data.