第9卷 第4期　高能物理与核物理　Vol. 9, No. 4
1985年7月　PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS　July, 1985

双重子共振态的么正对称性

谢淑琴　张启仁
（北京大学）

摘　要

本文提出双重子共振态 pp、pn、Λp、Σ^-p、$\Lambda\Lambda$ 和 Ξ^-p 等填充 $SU(3)$ 群27维表示的可能性. 理论与实验符合得很好. 指出了可能存在的其它双重子共振态及其性质.

一、引　言

实验上早已发现存在双重子共振态，如重子数 $B=2$，奇异数 $S=-2$ 的 $\Lambda\Lambda$ 共振态[1-3]; $B=2$, $S=-1$ 的 Λp 共振态[2-4]; 以及 $B=2$, $S=0$ 的 pp 和 pn 共振态[5]等. 而且对同一个双重子测得多个共振态，如 Λp，现已确定的有 $\Lambda p(2130)$ 和 $\Lambda p(2256)$ 等. 特别是近年来实验上又得到 $B=2$, $S=-1$ 的 Σ^-p 共振态[6]，和 $B=2$, $S=-2$ 的 Ξ^-p 共振态[7]. 对于双重子共振态已得到较多的实验数据，这对研究双重子共振态是十分有利的.

众所周知，强子具有 $SU(3)$ 么正对称性[8]，核子属于它的八维表示. 自然的推论是，双重子也具有么正对称性. 八重态理论[8]提出不久，Oakes[9] 就提出了双重子十重态理论，氘被填入 $SU(3)$ 群的 $\overline{10}$ 表示. 在这一理论中 n、p、Λ、Σ 和 Ξ 处于对等地位. 另一方面，张禹顺[10]等将 p、n 和 Λ 当作 $SU(3)$ 群的基础粒子来讨论重子素和双重子，作了不少工作.

我们根据重子八重态理论，平等地看待 p、n、Λ、Σ 和 Ξ，通过约化 $SU(3)$ 群约 $8\otimes8$ 表示讨论了重子素填入 $SU(3)$ 群高维表示的可能性[11]. 本文则用这一观点来讨论双重子. 由于只有平等地考虑重子八重态中的各个成员，才能考虑包含 Σ 和 Ξ 的双重子及其与其它双重子的对称关系. 也由于双重子十重态理论的初步成果，我们认为以重子八重态为基础，用 $SU(3)$ 群来分类双重子态是适宜的. 由于有些双重子态（如 pp、pn、Λp(2256)等）不能填入 Oakes 的十重态，我们考虑了双重子填充 $SU(3)$ 群27维表示的可能性.

本文1984年1月19日收到.

二、双重子 27 重态的质量

根据 Gell-Mann 和 Nèeman 提出的八重态方法[8]，重子 p、n、Λ、Σ^+、Σ^0、Σ^-、Ξ^0 和 Ξ^- 构成 $SU(3)$ 群 8 维表示。

双重子多重态应能由 8 维表示与 8 维表示的直积得到。 8 维表示与 8 维表示的直积可约化为以下不可约表示的直和：

$$8\otimes 8 = 1\oplus 8\oplus 8\oplus 10\oplus \overline{10}\oplus 27 \tag{1}$$

此式中各个不可约表示包括的双重子态的超荷量子数 Y 和同位旋量子数 I 见表 1。 考虑双重子共振态填充其中的 27 维不可约表示的可能性。

表 1 各个不可约表示的量子数

表示	(Y, I)								
1	$(0,0)$								
8	$\left(1,\frac{1}{2}\right)$	$(0,1)$	$(0,0)$	$\left(-1,\frac{1}{2}\right)$					
10	$\left(1,\frac{3}{2}\right)$	$(0,1)$	$\left(-1,\frac{1}{2}\right)$	$(-2,0)$					
$\overline{10}$	$(2,0)$	$\left(1,\frac{1}{2}\right)$	$(0,1)$	$\left(-1,\frac{3}{2}\right)$					
27	$(2,1)$	$\left(1,\frac{1}{2}\right)$	$\left(1,\frac{3}{2}\right)$	$(0,0)$	$(0,1)$	$(0,2)$	$\left(-1,\frac{3}{2}\right)$	$\left(-1,\frac{1}{2}\right)$	$(-2,1)$

27 重态中双重子的质量劈裂遵从 Gell-Mann-Okubo 公式，当质量很大时这公式可写为

$$M_{YI} = M_0 + aY + b\left[I(I+1) - \frac{Y^2}{4}\right], \tag{2}$$

式中 I 和 Y 分别为同位旋和超荷量子数，M_0、a 和 b 对每一给定的多重态均为常数。利用(2)式得到双重子 27 重态中各超荷-同位旋多重态的质量公式如下：

$$M_{2,1} = M_0 + 2a + b, \tag{3}$$

$$M_{1,\frac{1}{2}} = M_0 + a + \frac{1}{2}b, \tag{4}$$

$$M_{1,\frac{3}{2}} = M_0 + a + \frac{7}{2}b, \tag{5}$$

$$M_{0,0} = M_0, \tag{6}$$

$$M_{0,1} = M_0 + 2b, \tag{7}$$

$$M_{0,2} = M_0 + 6b, \tag{8}$$

$$M_{-1,\frac{1}{2}} = M_0 - a + \frac{1}{2}b, \tag{9}$$

$$M_{-1,\frac{3}{2}} = M_0 - a + \frac{7}{2}b, \tag{10}$$

$$M_{-2,1} = M_0 - 2a + b. \tag{11}$$

表明 27 重态存在的、实验上已测到的双重子共振态如下：分波为 $^1D_2$ 的 $pp(2140)$ 和 $pn(2100)$[5]，$\Lambda p(2256)$[3]，$\Sigma^- p(2320)$[6]，$\Lambda\Lambda(2365)$[3]，$\Xi^- p(2480)$[7]．从 27 重态内部波函数看出(见第三节)，pp 和 pn 具有相同的超荷 $Y=2$ 和同位旋 $I=1$．按 $\hat{O}_8$ 破缺的 $SU(3)$ 对称性看，pp 和 pn 质量应相同，只是由于较弱的 I_3 破缺，才使它们有微小的差别．如只考虑 $\hat{O}_8$ 破缺可在计算中取

$$M_{2,1}=\frac{M_{pp}+M_{pn}}{2}\equiv M_{\frac{pp+pn}{2}}=2.12\text{GeV}.$$

又取，

$$M_{1,\frac{1}{2}}=M_{\Lambda p}=2.256\text{GeV},\quad M_{1,\frac{3}{2}}=M_{\Sigma^- p}=2.320\text{GeV},$$
$$M_{00}=M_{\Lambda\Lambda}=2.365\text{GeV},\quad M_{0,1}=M_{\Xi^- p}=2.480\text{GeV}.$$

可定出质量公式(2)式中的常数：

$$\left.\begin{aligned}M_0&=2.389\text{GeV},\\ a&=-0.1532\text{GeV},\\ b&=0.03011\text{GeV}.\end{aligned}\right\}\tag{12}$$

将它们代入公式(3)—(11)，计算得到 27 重态的质量为：

$$\begin{aligned}M_{2,1}&=2.113\text{GeV},\\ M_{1,\frac{1}{2}}&=2.251\text{GeV},\\ M_{1,\frac{3}{2}}&=2.341\text{GeV},\\ M_{0,0}&=2.389\text{GeV},\\ M_{0,1}&=2.449\text{GeV},\\ M_{0,2}&=2.570\text{GeV},\\ M_{-1,\frac{1}{2}}&=2.557\text{GeV},\\ M_{-1,\frac{3}{2}}&=2.648\text{GeV},\\ M_{-2,1}&=2.726\text{GeV}.\end{aligned}$$

理论计算与实验的比较见表 2．

表 2　共振态质量的理论值与实验值的比较　（单位：GeV）

质　量	$M_{\frac{pp+pn}{2}}$	$M_{\Lambda p}$	$M_{\Sigma^- p}$	$M_{\Lambda\Lambda}$	$M_{\Xi^- p}$
实验值	2.12	2.256	2.320	2.365	2.480
理论值	2.113	2.251	2.341	2.389	2.449
相对偏差	0.3%	0.2%	0.9%	1%	1.3%

从表 2 可以明显地看出，理论与实验符合得相当好．从而可认为这些双重子确实填充了 $SU(3)$ 群的 27 维表示．

三、波函数及分支比

重子 p、n、Λ、Σ 和 Ξ 构成 $SU(3)$ 群 8 维表示．表示空间的基是不可约张量 ϕ_a^i，其中 $i, a=1, 2, 3$，可用 3×3 无迹矩阵表示成为：

$$(\phi_a^i)=\begin{pmatrix}\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}}-\frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p\\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}}-\frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & n\\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2\Lambda}{\sqrt{6}}\end{pmatrix}. \tag{13}$$

双重子共振态填充 $SU(3)$ 群27维不可约表示，表示空间的基是不可约张量[12]:

$$T_{ab}^{ij}=R_{ab}^{ij}-\frac{1}{5}(\delta_a^iD_b^j+\delta_a^jD_b^i+\delta_b^iD_a^j+\delta_b^jD_a^i)$$

$$-\frac{1}{6}(\delta_a^i\delta_b^j+\delta_a^j\delta_b^i)S, \tag{14}$$

$$R_{ab}^{ij}=\phi_a^i\phi_b^j+\phi_a^j\phi_b^i+\phi_b^i\phi_a^j+\phi_b^j\phi_a^i, \tag{15}$$

$$D_a^i=\phi_j^i\phi_a^j+\phi_a^j\phi_j^i-\frac{2}{3}\delta_a^iS, \tag{16}$$

$$S=\phi_a^i\phi_i^a, \tag{17}$$

$$\delta_a^i=\begin{cases}1 & 若\ i=a\\ 0 & 若\ i\neq a,\end{cases} \tag{18}$$

其中 ϕ_a^i 和 ϕ_b^j 均是(13)式中的矩阵元，$i, j, a, b=1, 2, 3$，并约定对每项中的重复指标求和. 显然

$$T_{aj}^{ij}=0. \tag{19}$$

由(13)—(19)式可得到张量的27个独立的分量. 由此得双重子27重态内部波函数 Φ_{YII_3} 如下:

$$\Phi_{211}=pp,$$

$$\Phi_{210}=\frac{1}{\sqrt{2}}(pn+np),$$

$$\Phi_{21-1}=nn,$$

$$\Phi_{1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}=\sqrt{\frac{9}{20}}(\Lambda p+p\Lambda)-\sqrt{\frac{1}{60}}(\Sigma^0p+p\Sigma^0)-\sqrt{\frac{1}{30}}(\Sigma^+n+n\Sigma^+),$$

$$\Phi_{1\frac{1}{2}\frac{-1}{2}}=\sqrt{\frac{9}{20}}(\Lambda n+n\Lambda)-\sqrt{\frac{1}{30}}(\Sigma^-p+p\Sigma^-)+\sqrt{\frac{1}{60}}(\Sigma^0n+n\Sigma^0),$$

$$\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{3}{2}}=\sqrt{\frac{1}{2}}(\Sigma^+p+p\Sigma^+),$$

$$\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{1}{2}}=\sqrt{\frac{1}{6}}(\Sigma^+n+n\Sigma^+)-\sqrt{\frac{1}{3}}(\Sigma^0p+p\Sigma^0),$$

$$\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{-1}{2}}=\sqrt{\frac{1}{3}}(\Sigma^0n+n\Sigma^0)+\sqrt{\frac{1}{6}}(\Sigma^-p+p\Sigma^-),$$

$$\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{-3}{2}}=\sqrt{\frac{1}{2}}(\Sigma^-n+n\Sigma^-),$$

$$
\left.
\begin{aligned}
\Phi_{000} &= \sqrt{\frac{27}{40}}\,\Lambda\Lambda + \sqrt{\frac{1}{120}}\,\Sigma^0\Sigma^0 - \sqrt{\frac{3}{40}}\,(\Xi^- p + p\Xi^-) - \sqrt{\frac{3}{40}}\,(\Xi^0 n + n\Xi^0) \\
&\qquad + \sqrt{\frac{1}{120}}\,(\Sigma^+\Sigma^- + \Sigma^-\Sigma^+), \\
\Phi_{011} &= \sqrt{\frac{3}{10}}\,(\Sigma^+\Lambda + \Lambda\Sigma^+) + \sqrt{\frac{1}{5}}\,(\Xi^0 p + p\Xi^0), \\
\Phi_{010} &= \sqrt{\frac{3}{10}}\,(\Sigma^0\Lambda + \Lambda\Sigma^0) + \sqrt{\frac{1}{10}}\,(\Xi^- p + p\Xi^-) - \sqrt{\frac{1}{10}}\,(\Xi^0 n + n\Xi^0), \\
\Phi_{01-1} &= \sqrt{\frac{1}{5}}\,(\Xi^- n + n\Xi^-) + \sqrt{\frac{3}{10}}\,(\Sigma^-\Lambda + \Lambda\Sigma^-), \\
\Phi_{022} &= \Sigma^+\Sigma^+, \\
\Phi_{021} &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,(\Sigma^0\Sigma^+ + \Sigma^+\Sigma^0), \\
\Phi_{020} &= \sqrt{\frac{1}{6}}\,(\Sigma^+\Sigma^- + \Sigma^-\Sigma^+) - \sqrt{\frac{2}{3}}\,\Sigma^0\Sigma^0, \\
\Phi_{02-1} &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,(\Sigma^-\Sigma^0 + \Sigma^0\Sigma^-), \\
\Phi_{02-2} &= \Sigma^-\Sigma^-, \\
\Phi_{-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}} &= \sqrt{\frac{9}{20}}\,(\Xi^0\Lambda + \Lambda\Xi^0) - \sqrt{\frac{1}{30}}\,(\Xi^-\Sigma^+ + \Sigma^+\Xi^-) + \sqrt{\frac{1}{60}}\,(\Xi^0\Sigma^0 + \Sigma^0\Xi^0), \\
\Phi_{-1\frac{1}{2}\frac{-1}{2}} &= \sqrt{\frac{9}{20}}\,(\Xi^-\Lambda + \Lambda\Xi^-) + \sqrt{\frac{1}{60}}\,(\Xi^-\Sigma^0 + \Sigma^0\Xi^-) \\
&\qquad - \sqrt{\frac{1}{30}}\,(\Xi^0\Sigma^- + \Sigma^-\Xi^0), \\
\Phi_{-1\frac{3}{2}\frac{3}{2}} &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,(\Sigma^+\Xi^0 + \Xi^0\Sigma^+) \\
\Phi_{-1\frac{3}{2}\frac{1}{2}} &= \sqrt{\frac{1}{3}}\,(\Sigma^0\Xi^0 + \Xi^0\Sigma^0) + \sqrt{\frac{1}{6}}\,(\Xi^-\Sigma^+ + \Sigma^+\Xi^-), \\
\Phi_{-1\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} &= \sqrt{\frac{1}{6}}\,(\Xi^0\Sigma^- + \Sigma^-\Xi^0) - \sqrt{\frac{1}{3}}\,(\Sigma^0\Xi^- + \Xi^-\Sigma^0), \\
\Phi_{-1\frac{3}{2}\frac{-3}{2}} &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,(\Xi^-\Sigma^- + \Sigma^-\Xi^-), \\
\Phi_{-211} &= \Xi^0\Xi^0, \\
\Phi_{-210} &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,(\Xi^-\Xi^0 + \Xi^0\Xi^-), \\
\Phi_{-21-1} &= \Xi^-\Xi^-,
\end{aligned}
\right\}\quad (20)
$$

$SU(3)$ 群 27 维不可约表示的权图见图 1.

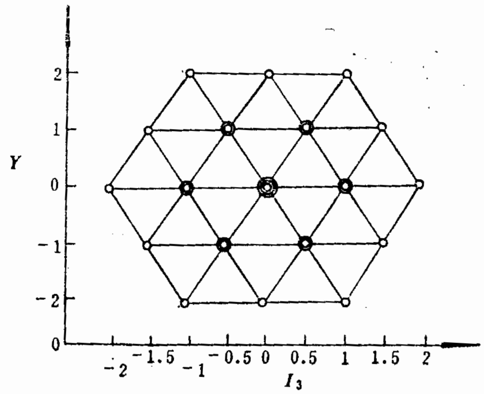

图 1 27 维表示的权图

利用双重子 27 重态内部波函数(20)式,可计算各种衰变方式的分支比，在计算中还应考虑相空间大小. $\boldsymbol{p}$ 到 $\boldsymbol{p}+d\boldsymbol{p}$ 内的轨道状态数为

$$dn=\frac{Vp^2dpd\Omega}{h^3} \tag{21}$$

由动能 $E=\frac{1}{2}\mu v^2$，得到 $pdp=\mu dE$ (μ 是折合质量). 故

$$\begin{aligned} p^2dp &= \sqrt{2\mu E}\,\mu dE \\ &= \sqrt{2}\,\mu^{3/2}E^{1/2}dE \\ &= \sqrt{2}\,A_{ij}dE, \end{aligned}$$

其中，

$$\begin{aligned} A_{ij} &= \mu^{3/2}E^{1/2} \\ &= \left(\frac{m_im_j}{m_i+m_j}\right)^{3/2}(m_{ij}-m_i-m_j)^{1/2}, \end{aligned}$$

m_{ij} 是共振态的质量，m_i 是 i 重子的静止质量，m_j 是 j 重子的静止质量.

分支比

$$R_{ij}=\frac{|c_{ij}|^2A_{ij}}{\sum\limits_{i'j'}|c_{i'j'}|^2A_{i'j'}}, \tag{22}$$

式中 c_{ij} 是 $SU(3)$ 群的 CG 系数,可由波函数(20)中读得.

由(22)式计算得到的双重子 27 重态各种衰变方式的分支比见表 3—5.

从表 3 和表 4 所列分支比,可知我们填充 27 重态的方式是恰当的. 如共振态 $\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{-1}{2}}$ 和 $\Phi_{1\frac{1}{2}\frac{-1}{2}}$ 都含 Σ^-p 道，分支比分别为 33% 和 5.5%，前者比后者大得多. 我们将实验上测到的 $\Sigma^-p(2320)$ 填入了前者,即 $\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{-1}{2}}$ 态. 又如,我们将实验上测到的 $\Xi^-p(2480)$ 填入 Φ_{010} 态,而没有填入 Φ_{000} 态. 这无论从 $\Xi^-p(2480)$ 与 $\Lambda\Lambda(2365)$ (填入 Φ_{000}) 的明显质量差来看,还是从 Ξ^-p 道在 Φ_{010} 和 Φ_{000} 中的分支比(前者比后者大得多)来看都

表 3　分 支 比 (I)

共振态 Φ_{YII_3}	$\Phi_{1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$			$\Phi_{1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}$			$\Phi_{1\frac{3}{2}\frac{1}{2}}$		$\Phi_{1\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}$	
质量 M_{YI}	2.251GeV			2.251GeV			2.341GeV		2.341GeV	
衰变方式	Λp	$\Sigma^0 p$	$\Sigma^+ n$	Λn	$\Sigma^- p$	$\Sigma^0 n$	$\Sigma^+ n$	$\Sigma^0 p$	$\Sigma^0 n$	$\Sigma^- p$
分支比 R	0.92	0.028	0.056	0.93	0.055	0.019	0.33	0.67	0.67	0.33

表 4　分 支 比 (II)

共振态 Φ_{YII_3}	Φ_{000}					Φ_{011}		Φ_{010}			Φ_{01-1}	
质量 M_{YI}	2.389GeV					2.449GeV		2.449GeV			2.449GeV	
衰变方式	$\Lambda\Lambda$	$\Sigma^0\Sigma^0$	$\Xi^- p$	$\Xi^0 n$	$\Sigma^+\Sigma^-$	$\Sigma^+\Lambda$	$\Xi^0 p$	$\Sigma^0\Lambda$	$\Xi^- p$	$\Xi^0 n$	$\Xi^- n$	$\Sigma^-\Lambda$
分支比 R	0.71	0.0014	0.14	0.14	0.002	0.58	0.42	0.58	0.21	0.21	0.42	0.58

表 5　分 支 比 (III)

共振态 Φ_{YII_3}	Φ_{020}		$\Phi_{-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$			$\Phi_{-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}$			$\Phi_{-1\frac{3}{2}\frac{1}{2}}$		$\Phi_{-1\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}$	
质量 M_{YI}	2.570GeV		2.557GeV			2.557GeV			2.648GeV		2.648GeV	
衰变方式	$\Sigma^+\Sigma^-$	$\Sigma^0\Sigma^0$	$\Xi^0\Lambda$	$\Xi^-\Sigma^+$	$\Xi^0\Sigma^0$	$\Xi^-\Lambda$	$\Xi^-\Sigma^0$	$\Xi^0\Sigma^-$	$\Sigma^0\Xi^0$	$\Xi^-\Sigma^+$	$\Xi^0\Sigma^-$	$\Xi^-\Sigma^0$
分支比 R	0.33	0.67	0.93	0.044	0.023	0.93	0.022	0.045	0.67	0.33	0.33	0.67

是合适的.

由衰变方式和分支比还可以看出，凡是实验上测到的双重子，或者属于所填态中分支比最大的道(如 $\Lambda p(2256)$，$\Lambda\Lambda(2365)$)，或者是该态唯一含带电粒子的道(如 $\Sigma^- p(2320)$，$\Xi^- p(2480)$). 这也表明从理论上得到的衰变方式和分支比与实验结果相符.

四、讨　　论

从表 2 看出，理论计算的五个双重子共振态的质量都与实验符合得很好. 相对偏差最小的只有 0.2%，最大的也只有 1.3%. 这强烈提示了双重子共振态 $pp(2140)$、$pn(2100)$、$\Lambda p(2256)$、$\Sigma^- p(2320)$、$\Lambda\Lambda(2365)$ 和 $\Xi^- p(2480)$ 等确定填充了 $SU(3)$ 群的 27 维表示，按(20)式构成双重子 27 重态. 根据实验上测到的 $pp(2140)$ 和 $pn(2100)$ 是 2^+ 态还可推知，这个 27 重态是 2^+ 态.

由 27 重态理论得到的共振态的各种衰变方式及相应的分支比表明，凡是实验上测到的双重子，或者属于所填态中分支比最大的道，或者是该态唯一含带电粒子的道. 这就进一步表明将它们填入 27 重态是合适的，这是理论与实验相符的旁证.

于是我们知道了双重子的两个 $SU(3)$ 多重态. 一个是[9]中提出的十重态，它是 1^+ 态. 其成员是：$Y = 2, I = 0$ 的 $pn(1876)$ (氘)；$Y = 1$，$I = \frac{1}{2}$ 的 $\Sigma^- p\,(2130)$ 等；

尚未发现的 $Y=0$, $I=1$ 共振态,质量是 2357MeV; $Y=-1$, $I=\frac{3}{2}$ 共振态,质量是 2564MeV. 另一个是本文提出的 27 重态,它是 2^+ 态. 其成员是: $Y=2$, $I=1$ 的 pp (2140) 和 pn(2100); $Y=1$, $I=\frac{1}{2}$ 的 Λp(2256); $Y=1$, $I=\frac{3}{2}$ 的 $\Sigma^- p$(2320); $Y=0$, $I=0$ 的 $\Lambda\Lambda$(2365); $Y=0$, $I=1$ 的 $\Xi^- p$(2480)等;以及尚未发现的一些共振态.

最后,从第二节的计算结果可知,应存在以下双重子共振态: $Y=0$, $I=2$ 的共振态,质量是 2570MeV; $Y=-1$, $I=\frac{1}{2}$ 的共振态, 质量是 2557MeV; $Y=-1$, $I=\frac{3}{2}$ 的共振态,质量是 2648MeV; $Y=-2$, $I=1$ 的共振态,质量是 2726MeV. 从第三节列举的衰变方式和相应的分支比,指示了形成和观察这些共振态的途径,以及观察已知共振态的其它方法. 这些都是进一步检验双重子 27 重态理论的手段. 此外,还可由衰变产物的角分布来检验这个27重态的自旋和宇称是否是 2^+.

参 考 文 献

[1] P. Beilliere et al., *Phys. Lett.*, **39**B(1972), 671.
[2] B. A. Shahbazian et al., *Nucl. Phys.*, B**53**(1973), 19.
[3] A. Yokosawa Proc. 19th Int. Conf. High Energy Physics, Tokyo, 1978.
[4] D. P. Goyal and A. V. Sodhi, *Phys. Rev.*, D18(1978), 948.
[5] Y. Nambu, Proc. 19th Int. Conf. High Energy Physics, Tokyo, 1978.
[6] D. P. Goyal et al., *Prog. Theor. Phys.*, **64**(1980), 700 .
[7] D .P. Goyal et al., *Phys. Rev.*, D**21** (1980), 607.
[8] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **125**(1962), 1067;
Y. Neeman, *Nucl. Phys.*, **26**(1961), 222.
[9] R. J. Oakes, *Phys. Rev.*, **131** (1963), 2239.
[10] 张禹顺、王潍潍、李扬国、陈晓天、阮图南,高能物理与核物理, **5**(1981), 149.
[11] 张启仁、谢淑琴,高能物理与核物理, **6**(1982), 732.
[12] T. D. Lee, Particle Physics and Introduction to Field Theory (Amsterdam, 1981), p. 258.

THE UNITARY SYMMETRY IN DIBARYON RESONANT STATES

Xie Shu-qin Zhang Qi-ren
(Peking University)

Abstract

Possible filling up of 27 dimensional representation of $SU(3)$ by pp, pn, Λp, $\Sigma^- p$, $\Lambda\Lambda$ and $\Xi^- p$ dibaryon resonant states is proposed. The theoretical results agree with the experimental ones very well. Possible existence of other dibaryon resonant states as well as their characteristics are discussed.