

SU_3 羣八重态理論和强相互作用粒子的分类*

高 崇 寿
(北京大学物理系)

提 要

本文从分析实验出发,对 SU_3 羣八重态理論提出了两个补充假定:(1)同位旋 T 和超荷 Y 对质量分裂的非綫性贡献与多重态的自旋宇称无关;(2)对所有一維表示与八維表示相混的情形,九个粒子构成一个可約的九維表示,用有迹的 3×3 矩陣代表。該矩陣的陣迹在质量公式零級項和粒子产生及衰变相互作用中都不出現。在这两假定基础上,进一步討論了强相互作用粒子的分类,特别是标量介子和具有較高自旋超子共振态的分类,得到了某些預言,并和实验作了比較。較詳細地討論了对标量介子的預言,所得結果与实验符合。最后对分类的結果进行了討論。

一、引 言

近年来,高能物理实验中发现了許多强相互作用共振态^[1]。在現有对称性理論中,Gell-Mann^[2]和Ne'eman^[3]所提出的 SU_3 羣八重态理論,对于已确立的共振态和基本粒子的分类,給出了較好的結果。在这理論中,基本粒子和共振态(以下統称为粒子)可由八維表示 8 及其直乘的分解

$$8 \times 8 = 1 + 8 + 8 + 10 + 10^* + 27 \quad (1)$$

所得的諸表示来分类。考虑到么正对称性的破坏,Gell-Mann^[2]給出八維表示中不同同位旋 T 和超荷 Y 的諸粒子质量 $M_{T,Y}$ 满足关系

$$3M_{0,0} + M_{1,0} = 2M_{\frac{1}{2},1} + 2M_{\frac{1}{2},-1} \quad (2)$$

大久保(Okubo)^[4]进一步导出了对任一表示中諸粒子的质量分裂公式

$$M_{T,Y} = A + B \left[T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right] + CY, \quad (3)$$

其中 A, B, C 对給定表示是常数。这样,对于十維表示有

$$M_{1,0} - M_{\frac{3}{2},1} = M_{\frac{3}{2},-1} - M_{1,0} = M_{0,-2} - M_{\frac{3}{2},-1} \quad (4)$$

其后Feymann^[5]指出,对于介子,上述公式中的质量应換为介子质量的平方,即对于八重态有

$$3m_{0,0}^2 + m_{1,0}^2 = 4m_{\frac{1}{2},\pm 1}^2, \quad (5)$$

* 1964年4月20日收到。

或表为

$$m_{T,Y}^2 = a + b \left[T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right]. \quad (6)$$

用这个理论来分析现有粒子: 如所周知, 自旋宇称 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 的八个重子 Λ, Σ, N, Ξ 和 $J^P = 0^-$ 的八个介子 $\eta, \pi, K, \bar{K}$ 分别组成一个八维表示, 它们的质量符合(2)和(5)所预言的关系. 目前已发现的九个 $J^P = 1^-$ 的介子共振态 $\omega, \varphi, \rho, K^*, \bar{K}^*$ 可以看作是一个一维表示和一个八维表示混合^[6,7], 特别是假定一维表示和八维表示相互作用相同而混合成 SU_3 群的约九维表示, 预言的结果和实验很好地符合^[7]. 已发现的九个 $J^P = \frac{3}{2}^+$ 的重子共振态 N^*, Y_1^*, Ξ^* 可以归入一个十维表示, 其质量很好符合(4)的预言. 从而预言可能存在一个 $Y = -2, T = 0, J^P = \frac{3}{2}^+$, $M = 1681 \text{ MeV}$ 的粒子 $\Omega^-(Z^-)$, 它应通过弱相互作用衰变为 $\Xi + \pi$. 至于已确立的 Y_0^* 共振态, 则可归为一个 $J^P = \frac{1}{2}^-$ 的一维表示. 实验上已发现的 N^{***}, Y_0^{***} 共振态则可归入 $J^P = \frac{5}{2}^+$ 的八维表示, 并预言应存在 Y_1^{***} 和 Ξ^{***} 共振态^[8]. 此外文献[9]还指出, 实验显示了可能存在一个超子共振态 Y_0^{4*} , 它应归入一个一维表示.

从最近实验情况来看, 有两个问题特别引起理论研究的兴趣.

1. 最近实验发现, 在 $m = 725 \text{ MeV}$ 附近存在一个 $K\pi$ 共振态 κ ^[10], 同位旋 $T = \frac{1}{2}$. 如果 κ 的自旋 $J \leq 1$, 则只能是 $J^P = 0^+$ 或 $J^P = 1^-$. Nambu 和 Sakurai^[11] 从么正对称性的破坏来考虑, 提出可能存在不属于任一表示的 $J^P = 0^+$ 的 $K\pi$ 共振态, 从而认为 κ 可能就是共振态. Tarjanne 和 Teplitz^[12] 则从认为 κ 是 $J^P = 1^-$ 介子出发来讨论 SU_4 群分类的可能性. 但是由于这两种观点都未能对 κ 粒子的质量作定量的预言, 也没有其他实验预言被证实, 因此关于 κ 粒子的分类还需要作进一步的探讨.

2. 实验确立了 N^{**}, Y_0^{**} 是 $J^P = \frac{3}{2}^-$ 的重子共振态. 对于最近发现的 $J = \frac{3}{2} Y_1^{**}$ 共振态, Glashow 和 Rosenfeld^[13] 提出它的宇称可能为负, 并和 N^{**}, Y_0^{**} 属于同一个八维表示, 从而预言在 $M = 1600 \text{ MeV}$ 附近应存在一个 $T = \frac{1}{2}, J^P = \frac{3}{2}^-$ 的 $\Xi\pi$ 共振态 Ξ^{**} . 但是, 最近的实验^[14]则倾向于否定的结论, 而在 $M \approx 1.7-1.8 \text{ BeV}$ 附近, 则有显著迹象表明存在一个 $T = \frac{1}{2}$ 的 $\Xi\pi$ 共振态.

本文试图从分析实验出发, 对 SU_3 群八重态理论提出补充假定, 从而进一步讨论对强相互作用粒子的分类, 特别是上述两个问题.

二、补充假定的提出

从 SU_3 群理论出发, 不能对不同自旋宇称表示质量分裂参数之间的联系给出预言. 为要做到这一点, 应该从动力学上给出一些新的假定. 但是考虑到动力学机构的复杂性,

实现起来是有困难的。为此我們直接从分析实验出发,从已有的不同自旋宇称粒子之間找寻規律性,加以推广而提出新的补充假定。

我們看到,对于 $J^P = 0^-$ 和 $J^P = 1^-$ 介子八重态的质量分別有

$$\left. \begin{aligned} m_K^2 - m_\pi^2 &= 0.226 (\text{BeV})^2, \\ m_{K^*}^2 - m_\rho^2 &= 0.222 (\text{BeV})^2. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

它們在誤差范围內完全相等很可能是反映了不同自旋宇称表示质量分裂中的某种內在規律性。从 SU_3 羣理論来看, (7) 給出 $J^P = 0^-$ 和 $J^P = 1^-$ 介子的质量分裂参数 b 取相同值,即

$$b = -0.151 (\text{BeV})^2. \quad (8)$$

因此我們提出:

假定 量子数 T, Y 对质量分裂的非綫性贡献与自旋宇称无关。

如上所述,这个假定独立于 SU_3 羣理論的其他假定,它相当于对动力学机构的某种規律性的唯象描述。利用这个假定分析八維表示,在介子情形下,只需知道一个粒子就可以对其他粒子的质量作出預言,而在重子情形下,亦只需知道两个粒子就够了。

順便指出,对于介子八重态,如果低自旋粒子所属的 Regge 軌迹在高自旋处表现为共振态,則按上述假定立刻得到同一介子八重态中不同粒子的 Regge 軌迹的平均斜率相等。

此外,对于 $J^P = 1^-$ 介子,如文献[7]所表明,如果假定一維表示和八維表示相互作用性質相同而混合成 SU_3 羣的可約九維表示,用有迹 3×3 矩陣描写,該矩陣的陣迹在质量公式的零級項和粒子产生及衰变相互作用中都不出現。預言的結果和实验很好符合。在本文中,我們假定这个性質对其他一維表示与八維表示相混时都成立,从而对有表示混合的情形也能作出定量預言。

三、标量介子共振态的分类

我們来討論 κ 介子的分类問題。如果 κ 介子属于 SU_3 羣的某一表示,由于相应的 $T = \frac{3}{2}$ 介子未被发现,因此这个表示很可能是八維表示。利用上一节的假定,立刻求得相应地在 $m = 547 \text{ MeV}$ 附近应存在 $T = 1$ 的共振态。实验多次报导^[15],在 $m = 541 - 565 \text{ MeV}$ 附近可能存在 $T = 1$ 的 $\pi\pi$ 共振态 ζ 。由于它的寬度很小,并且在 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 衰变的中間过程不出現,因此可以肯定, ζ 是通过电磁相互作用而衰变。加以在 $\pi^+\pi^-$ 末态中已发现 ζ^0 共振峯,如果 ζ 的自旋 $J \leq 1$,則唯一的可能是 $J^{PC} = 0^{+-}$ 。由于 ζ 的质量很好地符合了根据 κ 所作的預言,因此可以认为 ζ 和 κ 是属于同一表示,从而 κ 的自旋宇称应为 $J^P = 0^+$ 。

如果标量介子只存在一个八維表示,則可以預言,在 $m = 775 \text{ MeV}$ 附近应有一个 $T = 0, J^{PC} = 0^{++}$ 的共振态 ξ 存在,它主要是通过 S 波强相互作用衰变为 $\pi^+\pi^-$ 和 $\pi^0\pi^0$ 。标量介子到两个赝标介子的衰变相互作用为

$$T_r(M_1^* M_2 M_3), \quad (9)$$

其中

$$M_8 = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$M_8^* = \begin{pmatrix} \frac{\zeta^0}{\sqrt{2}} + \frac{\xi}{\sqrt{6}} & \zeta^+ & \kappa^+ \\ \zeta^- & -\frac{\zeta^0}{\sqrt{2}} + \frac{\xi}{\sqrt{6}} & \kappa^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\xi \end{pmatrix}. \quad (11)$$

我們得到

$$\Gamma(\xi \rightarrow 2\pi) = \frac{2}{3} \frac{\mathcal{Q}_{\xi\pi\pi}}{\mathcal{Q}_{\kappa K\pi}} \Gamma(\kappa \rightarrow K\pi), \quad (12)$$

其中 $\mathcal{Q}$ 为衰变相空间因子, 利用微扰论计算得

$$\Gamma(\xi \rightarrow 2\pi) \approx 1.57 \Gamma(\kappa \rightarrow K\pi). \quad (13)$$

利用最近实验测得的 $\Gamma_\kappa \leq 20 \text{ MeV}$ 和 $\Gamma_\kappa \leq 12 \text{ MeV}^{[10]}$, 分别有

$$\left. \begin{aligned} \Gamma(\xi \rightarrow 2\pi) &\leq 31 \text{ MeV}, \\ \Gamma(\xi \rightarrow 2\pi) &\leq 19 \text{ MeV}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

由于 κ 共振较弱, ξ 共振亦可能较弱, ξ 的位置又刚好落在 ρ^0 峰内, 因此 ξ 的 $\pi^+\pi^-$ 衰变方式容易被 ρ^0 的 $\pi^+\pi^-$ 衰变所掩盖. 但是由于 ξ 的主要衰变方式是 $\xi \rightarrow 2\pi$, 我們可以估计 $\Gamma_\xi \approx \Gamma(\xi \rightarrow 2\pi)$, 故有 $\Gamma_\xi \ll \Gamma_\rho$ (注意到 $\Gamma_\rho \approx 100 \text{ MeV}$), 因此 ξ 可能被观察到为以 ρ^0 峰作为背景的一个窄峰.

不幸的是, ξ 的质量非常接近 ω 的质量, 因此它的 $\pi^+\pi^-$ 衰变方式还可能被误认为 ω 的 $\pi^+\pi^-$ 衰变. 实验上已发现, 在 780 MeV 附近, 中性损失质量分布和扣除 ρ^0 峰的 $\pi^+\pi^-$ 有效质量分布中都有峰. 过去人们认为是由于 ω 的电磁衰变, 现在看来还需要考察混有 ξ 的可能性.

如果 ξ 存在, 由于在各种不同反应和不同入射动量下, 一般说来 ω 和 ξ 的产生截面的变化不同, 因此 $\frac{\Gamma(\xi \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$ 和 $\frac{\Gamma(\xi \rightarrow \text{中性})}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$ 不保持为常数, 但 $\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$ 和 $\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \text{中性})}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$ 则应保持为常数. 如果观察到的 $\pi^+\pi^-$ 峰和中性损失质量峰对 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的分支比在各实验测得的值不保持稳定, 则显示可能有 ξ 存在. 考虑到 $\Gamma(\xi \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2\Gamma(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0)$ 和 $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) < \Gamma(\omega \rightarrow \text{中性})$, 上述两个分支比中 $\pi^+\pi^-$ 峰与 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的分支比对 ξ 的存在更为敏感.

实验上最直接确证 ξ 存在的方法是观察 $\pi^0\pi^0$ 系在 775 MeV 附近是否有峰. 由于 ρ^0 和 ω 的强衰变和各级电磁衰变都不能衰变到 $\pi^0\pi^0$ 末态, 如果 $\pi^0\pi^0$ 系在 775 MeV 附近有

峯,則直接証實了 ξ 的存在.

如果标量介子存在一个八維表示和一个一維表示,按上一节的假定,它們的相互作用性質相同而构成一个可約表示. 这样,其中的两个 $T = 0$ 的粒子将发生混合效应而重新分离为两个 $T = 0, J^{PG} = 0^{++}$ 的 $\pi\pi$ 共振态 ξ_1 和 ξ_2 ,它們的质量应滿足(參看文献[7])

$$m_{\xi_1}^2 + m_{\xi_2}^2 = 2m_\pi^2. \quad (15)$$

实验发现,在 $m = 520$ MeV 和 885 MeV 附近,分別存在一个 $\pi^+\pi^-$ 共振态^[16]. 前者已定出 $T = 0, \Gamma = 70 \pm 30$ MeV, 因此是通过强相互作用而衰变, 如果它的 $J \leq 1$ (由于宽度較大, $J > 1$ 的可能性很小), 則只能是 $J^{PG} = 0^{++}$. 后者只在中性末态中发现, 应为 $T = 0$, 并且可能也是 $J^{PG} = 0^{++}$ 的共振态. 它們的质量很好地符合(15)的預言, 因此很可能就是 ξ_1 和 ξ_2 . 利用 $m_{\xi_1} = 520$ MeV 和 $m_{\xi_2} = 885$ MeV 代入文献[7]中的公式, 得到八維表示和一維表示的混合角約为 37° .

根据上一节的假定,标量介子到两个赝标介子的相互作用应为

$$T_r(M_8^* M_8 M_8), \quad (16)$$

其中

$$M_8^* = \begin{pmatrix} \frac{\zeta^0}{\sqrt{2}} + \alpha\xi_1 + \beta\xi_2 & \zeta^+ & K^+ \\ \zeta^- & -\frac{\zeta^0}{\sqrt{2}} + \alpha\xi_1 + \beta\xi_2 & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & \gamma\xi_1 + \delta\xi_2 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\sqrt{6}} (\sqrt{2} \cos \theta + \sin \theta), \\ \beta &= \frac{1}{\sqrt{6}} (-\sqrt{2} \sin \theta + \cos \theta), \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{3}} (-\sqrt{2} \sin \theta + \cos \theta), \\ \delta &= \frac{1}{\sqrt{3}} (-\sqrt{2} \cos \theta - \sin \theta). \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

由此得到

$$\left. \begin{aligned} \Gamma(\kappa \rightarrow K\pi) &\propto \frac{3}{2} Q_{\kappa K\pi}, \\ \Gamma(\xi_1 \rightarrow \pi\pi) &\propto |\sqrt{2} \cos \theta + \sin \theta|^2 Q_{\xi_1 \pi\pi}, \\ \Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi) &\propto |-\sqrt{2} \sin \theta + \cos \theta|^2 Q_{\xi_2 \pi\pi}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

由于 $m_{\xi_1} < 4m_\pi$, ξ_1 通过强相互作用只能衰变到 2π , 因此 ξ_1 的总宽度 $\Gamma_{\xi_1} = \Gamma(\xi_1 \rightarrow \pi\pi)$. 利用微扰論計算出衰变相空間因子 Q 并以实验值 $\Gamma_{\xi_1} = 70 \pm 30$ MeV 代入, 我們得

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_\kappa &= \Gamma(\kappa \rightarrow K\pi) = 11.5 \pm 4.9 \text{ MeV}, \\ \Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi) &= 0.04 \pm 0.02 \text{ MeV} \approx 0. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

現有实验結果 $\Gamma_\kappa \leq 20$ MeV, $\Gamma_\kappa \leq 12$ MeV^[10] 和計算結果是協調的, 計算所得 $\Gamma(\xi_2 \rightarrow$

$\pi\pi) \approx 0$ 也和实验观察结果^[16]相协调.

从(19)我们还可以得到

$$f_{\xi_1\pi\pi}^2 : f_{\xi_2\pi\pi}^2 : f_{\eta K\pi}^2 = 1:8 \times 10^{-4}:0.5. \quad (21)$$

这说明 ξ_2 与 2π 系的耦合比 ξ_1 要弱三个数量级, 亦即在 $\pi\pi$ 相互作用中 ξ_2 共振比 ξ_1 共振要弱得多, 从而更难被观察到. 这也和现有实验相符.

标量介子的其他可能分类在附录 II 中讨论.

四、重子共振态的分类

现在我们来讨论重子共振态的情形. 由 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 重子得到

$$B \approx 40 \text{ MeV}. \quad (22)$$

利用第二节的假定来讨论 $J^P = \frac{3}{2}^-$ 重子共振态. 如果 Y_1^{**} 的字称为负, 我们得到

$$M_{\Xi^{**}} = 2M_{Y_1^{**}} - M_{N^{**}} - 3B \approx 1685 \text{ MeV}. \quad (23)$$

这个值和 Glashow 和 Rosenfeld^[13] 所预言的 1600 MeV 不同而和最近实验观察到的 $\Xi\pi$ 共振态^[14]相近. 这个八重态中的 $T=0$ 粒子质量应为 $M_{Y_0} = 1580 \text{ MeV}$, 而实验上观察到的 Y_0^{**} 则为 $M_{Y_0^{**}} = 1520 \text{ MeV}$. 这个差别可以认为是由于 $J^P = \frac{3}{2}^-$ 重子共振态有一个一维表示和八维表示相混, 这样应有另一个 $T=0$, $J^P = \frac{3}{2}^-$ 的超子共振态 $Y_0^{**'}$ 存在, 利用类似于(15)式的公式计算可得 $Y_0^{**'}$ 的质量为 $M_{Y_0^{**'}} = 1680 \text{ MeV}$. 实验在 $M=1680 \text{ MeV}$ 附近发现存在一个 $T=0$ 的 $\Lambda\eta$ 共振态^[17], 很可能就是 $Y_0^{**'}$.

现在再看 $J^P = \frac{5}{2}^+$ 重子共振态. 实验发现 $M=1685 \text{ MeV}$ 的 N^{***} 是 $T=\frac{1}{2}$, $J^P=\frac{5}{2}^+$ 的 πN 共振态, $M=1815 \text{ MeV}$ 的 Y_0^{***} 是 $T=0$, $J=\frac{5}{2}$ 的共振态. Y_0^{***} 的字称可能是负, 并且 N^{***} 和 Y_0^{***} 分别与 N 和 Λ 属于同一 Regge 轨迹^[8,13]. 这样, $J^P = \frac{5}{2}^+$ 的重子共振态亦应构成一个八维表示. 根据第二节的假定立刻可以预言, 相应地应有 $T=1$, $J^P = \frac{5}{2}^+$ 的 Y_1^{***} 和 $T=\frac{1}{2}$, $J^P = \frac{5}{2}^+$ 的 Ξ^{***} 存在, 它们的质量分别为

$$\left. \begin{aligned} M_{Y_1^{***}} &= 1892 \text{ MeV}, \\ M_{\Xi^{***}} &= 1981 \text{ MeV}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

这个结果和我们过去^[8]提出的相符而略高于 Glashow 和 Rosenfeld^[13] 所预言的值. 在文献[8]中曾估计了 Y_1^{***} 和 Ξ^{***} 的总宽度.

五、几点讨论和说明

表 1 列出从 SU_3 羣八重态理论对强相互作用粒子的分类, 其中没有写出观察质量的粒子是实验上还未观察到的. 加有括号的量是实验还未证实或未完全确定的. 各多重态中预言的质量是根据质量分裂公式加上本文所提出的两个假定而作出的. Y_0^{**} 质量的预

言是根据文献[9]的方法利用 Y_0^* 的质量算出的.

表 1

	表示	粒 子	J^{PC}	T	Y	观察质量 (MeV)	计算质量 (MeV)
介	8	π	0^{--}	1	0	138	138 输入
		$K, \bar{K}$	0^-	$1/2$	± 1	495	495 输入
		η	0^{-+}	0	0	548	566
	8+1	ρ	1^{+-}	1	0	755	755 输入
子	8 或 8+1 ¹⁾	$K^*, \bar{K}^*$	1^-	$1/2$	± 1	890	892
		φ	1^{--}	0	0	1019	989
		ω	1^{--}	0	0	783	783 输入
		ξ	0^{+-}	1	0	541—565	547
		$\kappa, \bar{\kappa}$	0^+	$1/2$	± 1	725	725 输入
		ξ	0^{++}	0	0	$\approx m_\rho$	775
		ξ_1	0^{++}	0	0	520	520 输入
		ξ_2	0^{++}	0	0	885	885
重	8	Λ	$\frac{1}{2}^+$	0	0	1115	1115 输入
		Σ	$\frac{1}{2}^+$	1	0	1195	1195 输入
		N	$\frac{1}{2}^+$	$1/2$	+1	939	939 输入
		Ξ	$\frac{1}{2}^+$	$1/2$	-1	1320	1336
	1	Y_0^*	$(\frac{1}{2}^-)$	0	0	1405	1405 输入
	10	N^*	$\frac{3}{2}^+$	$3/2$	+1	1237	1237 输入
		Y_1^*	$\frac{3}{2}^+$	1	0	1385	1385 输入
		Ξ^*	$\frac{3}{2}^+$	$1/2$	-1	1533	1533
		Ω^-	$(\frac{3}{2}^+)$	(0)	-2	1686	1681
	8+1	Y_0^{**}	$\frac{3}{2}^-$	0	0	1520	1520 输入
		$Y_0^{**'}$	$(\frac{3}{2}^-)$	0	0	1680	1680
		Y_1^{**}	$\frac{3}{2}(-)$	1	0	1660	1660 输入
		N^{**}	$\frac{3}{2}^-$	$1/2$	+1	1515	1515 输入
		Ξ^{**}	$(\frac{3}{2}^-)$	$1/2$	-1	1770	1685
子	8	Y_0^{***}	$\frac{5}{2}^+$	0	0	1815	1815 输入
		Y_1^{***}	$\frac{5}{2}^+$	1	0		1892
		N^{***}	$\frac{5}{2}^+$	$1/2$	+1	1685	1685 输入
		Ξ^{***}	$\frac{5}{2}^+$	$1/2$	-1		1981
	1	Y_0^{****}	$(\frac{5}{2}^-)$	0	0	2120	2115

1) 标量介子的其他可能分类见附录 II.

我們注意到,为了給出质量間的联系,所采用的质量分裂公式是仅考虑了对称性破坏的一級效应. 由于被略去的高級效应的存在,应该允許預言的质量与实验值有一定的偏离. 我們对矢量介子的計算表明^[7]: 考虑了高級效应的贡献之后,对 φ 介子的衰变寬度和分支比的預言都和实验符合. 这也說明了把偏离归为高級效应的合理性. 对于矢量介子,高級效应带来約 30 MeV 的偏离,对于其他諸表示的預言亦应允許可能与实验值有类

似的偏离。考虑到这点,可以看出,粒子质量的理論預言和实验值是很好地符合的。

本文提出的假定是根据对实验的分析加以推广而提出的,其正确性还需要对介子情形和重子情形分别对所預言的结果在实验上加以验证。特别是对于标量介子和 $J^P = \frac{3^+}{2}$ 重子的分类给出了与过去不同的结果,因此实验上观察 Ξ^{**} 的质量和测定 κ 和 Ξ^{**} 的自旋宇称对于检验本文的假定特别重要。顺便指出,本文所提出的两个假定都是依据对介子的分析给出的,因此,它们对介子情形可能比对重子情形具有更大的正确性。

值得注意的是,不伴随一维表示的八维表示有 $J^P = 0^-$ 介子, $J^P = \frac{1^+}{2}$ 重子和 $J^P = \frac{5^+}{2}$ 重子; $J^P = 1^-$ 介子和 $J^P = \frac{3^-}{2}$ 重子则是伴随八维表示有一维表示同时存在;而 $J^P = 0^+$ 介子是否有一维表示与八维表示混合则有待进一步的实验证明。 $J^P = 0^-$ 介子和 $J^P = \frac{1^+}{2}$ 重子分别是介子和重子中最稳定的,而 $J^P = \frac{5^+}{2}$ 重子则与 $J^P = \frac{1^+}{2}$ 重子属于同一 Regge 轨迹。一个可能的看法是: $J^P = 0^-$ 介子和 $J^P = \frac{1^+}{2}$ 重子所属的 Regge 轨迹分别对应于介子和重子的“第一级”八维表示,而其他表示都是两个(或两个以上)八维表示直乘分解所得的“第二级”(或更高级)的表示。并且“第二级”的八维表示一般同时伴随有一维表示出现。按照这种观点,我们有可能按照表示的“级”来区分强相互作用粒子基本的程度。

作者感谢胡宁教授的支持、讨论和帮助。

后记 在本工作完成后,我们见到了 Taher-Zadeh 等人的工作^[18]。他们在 K^-d 反应实验中测得 Y_1^{**} 的宇称倾向于正,但还未能作出结论。如果 Y_1^{**} 的宇称为正,则对于 $J^P = \frac{3^-}{2}$ 重子的分类需要重新加以考察,但并不影响本文的其他结果。由于对 Y_1^{**} 的宇称在实验上还不能作结论,我们对这方面进一步的实验结果特别感到兴趣。

我们还注意到,在最近的许多实验中^[23],发现 ρ^0 峰中的 π 介子角分布显现出明显的前后不对称性,而在 ρ^- 峰中的 π 介子角分布则显现出很好的前后对称性。如 Islam 和 Piñon 所指出^[23],这个不对称性可以解释为在 ρ 介子质量附近存在一个 $T = 0$, $J^{PC} = 0^{++}$ 的 $\pi\pi$ 共振态或强的 $\pi\pi S$ 波相互作用。这个共振态如果存在,很可能就是我们所預言的 ξ 。

附录 I SU_3 羣的不可约表示及其直乘

SU_3 羣的不可约表示 $D(\lambda, \mu)$ 由两个非负整数 λ, μ 标帜,表示的维数为

$$N_{\lambda, \mu} = (\lambda + 1)(\mu + 1) \left[\frac{1}{2}(\lambda + \mu) + 1 \right]. \quad (I.1)$$

由此得到

$$D(0, 0) = 1, D(1, 1) = 8, D(3, 0) = 10, D(0, 3) = 10^*$$

(“*”为共轭表示)和 $D(2, 2) = 27$ 等等。

每一表示(不可约)只包含一个 $T = 0$ 粒子态,这个态的超荷记作 Y_0 。在八重态的理

論中,只有滿足

$$\mu - \lambda = 3n \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{I.2})$$

的表示才可能出現,并且

$$Y_0 = \frac{2}{3}(\mu - \lambda). \quad (\text{I.3})$$

表示 $D_{Y_0}(\lambda, \mu)$ 中所包含諸粒子态的 T, Y 量子数可以简单地由 $Y-T$ 图上由 λ, μ 确定两边的斜矩形給出(两斜边分别与 Y 軸成 45° 和 135°), 例如图 1 給出 $D_{-2}(4, 1)$ 所包含的粒子态(用黑点表示). 本文所涉及的各表示所包含的粒子态不难按这法則給出.

两个表示直乘的分解可按以下法則通过作图簡單給出. 由于每个表示只包含一个 $T = 0$ 态, 因此两表示直乘中能給出几个 $T = 0$ 态就相应于分解为几个不可約表示之和. 而直乘后的 $T = 0$ 态只能由相乘两表示中取相同 T 的态相乘給出, 因此相乘两表示中每一对相同 T 态給出直乘分解中的一个不可約表示. 每一表示可用 $\lambda-\mu$ 图上一个点代表. 分解的法則以 $D_{-2}(3, 0) \times D_0(1, 1)$

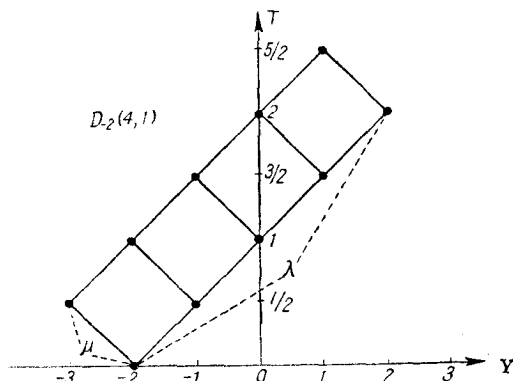


图 1

为例給出如图 2. 两表示中 $T = 0$ 的态 a 和 a' 相乘相应于表示参数分別相加所得的表示. 从这表示出发, 两个 $T = \frac{1}{2}$ 态相乘所得 bb' 或 bc' 各相应于图上从 aa' 下降“一步”所給出, 这一步的方向由 bb' 的 $Y_0 = -2$ 和 bc' 的 $Y_0 = 0$ 分別决定. 当 Y_0 不变时, 这一步按 λ 和 μ 各減 1 走, 当 Y_0 改变时, 这一步按一个参数減 2 另一个参数加 1 走(这个法則和象棋中士和馬的走法一样, 故可簡称“士馬規則”). 两个 $T = 1$ 态相乘所得的 cd' 則从 aa' 按上規則下降两步到 $Y_0 = 0$ 态所給出. 这样我們有

$$10 \times 8 = 8 + 10 + 27 + 35. \quad (\text{I.4})$$

对于 8×8 用同样的作法由图 3 給出, 有

$$8 \times 8 = 1 + 8 + 8 + 10 + 10^* + 27,$$

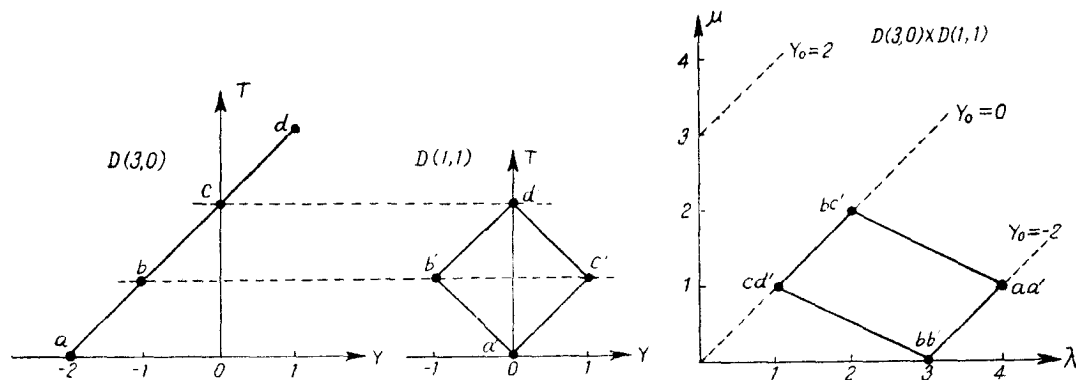


图 2

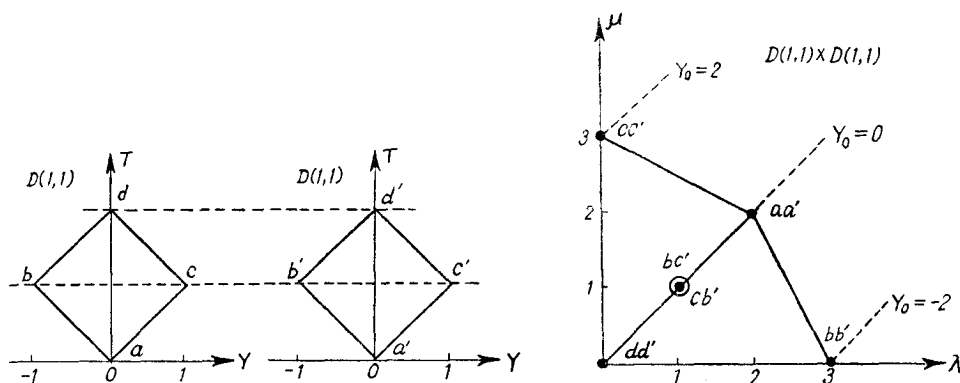


图 3

这就是(1)式.

附录 II 标量介子的其他可能分类

除了第三节已讨论过的 $m = 520$ MeV 和 $m = 885$ MeV 的 $T = 0$ 标量介子外, 实验还显示了在 $m = 317 \pm 6$ MeV^[19], $m = 395 \pm 10$ MeV^[20], $m = 922 \pm 30$ MeV^[21] 和 $m = 1040 \pm 40$ MeV^[22] 处分别可能存在 $T = 0$ 的标量介子. 它们也可能是 ξ_1 或 ξ_2 , 但是只有第三节中讨论的一对粒子满足一级质量公式(15). 由于在考虑了对称性破坏的高级效应后, (15)式不再成立, 还应考虑 ξ_1 和 ξ_2 分类的其他可能性. 我们利用文献[7]的方法计算了几种可能的分类, 结果列如表 2 (计算时采用 Γ_{ξ_1} 实验值输入). 计算时为使 Γ_{κ} 数量级与实验相符, g 的符号选取为正. 从表 2 的结果我们可以看到以下几点:

(1) 这几种分类所预言的 Γ_{ξ_2} 都与实验值符合.

(2) 涉及 $m = 922$ MeV 的三种分类都要求这共振态到 2π 衰变部分宽度很小. 利用这个特点, 可以通过进一步的实验来研究这个共振态是否是两个表示的混合态.

表 2

	$m_{\xi_1}(\text{MeV})$	$m_{\xi_2}(\text{MeV})$	$\Gamma_{\xi_1}(\text{MeV})$	$\Gamma_{\kappa}(\text{MeV})$	$\frac{\Gamma(\xi_2 \rightarrow K\bar{K}) + \Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi)}{\Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi)}(\text{MeV})$	$\frac{\Gamma(\xi_2 \rightarrow K\bar{K})}{\Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi)}$
1	317	1040	≤ 16	≤ 2.7	≤ 2.6	11
2	395	1040	50 ± 20	7.2 ± 2.9	6.9 ± 2.8	13
3	520	1040	70 ± 30	11.6 ± 5.0	10.6 ± 4.5	18
4	317	922	≤ 16	≤ 2.7	≤ 0.4	0
5	395	922	50 ± 20	7.3 ± 2.9	1.0 ± 0.4	0
6	520	922	70 ± 30	12.3 ± 5.3	1.1 ± 0.4	0

(3) 涉及 $m = 1040$ MeV 的三种分类给出的分支比 $\frac{\Gamma(\xi_2 \rightarrow K\bar{K})}{\Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi)}$ 预言的数量级对选取哪个粒子为 ξ_1 是不很敏感的, 而对 ξ_2 共振态的质量则比较敏感. 因此在精确测定这个共振态的质量之后, 可以利用分支比 $\frac{\Gamma(\xi_2 \rightarrow K\bar{K})}{\Gamma(\xi_2 \rightarrow \pi\pi)}$ 来研究这个共振态是否是两个表示的混合态.

(4) 如果 $m = 1040$ MeV 共振态是两个表示的混合态, 三种可能的分类对它的宽度预言是不同的, 这可以和实验加以比较。

由于目前对 $m = 922$ MeV 共振态的宽度、 $m = 1040$ MeV 共振态的宽度和分支比都还没有确切测定, 对这六种分类的可能性还不能作出确切的判断。但是从实验上观察到的这两个共振态的峰的情况以及 $m = 1040$ MeV 共振态主要在 $K\bar{K}$ 末态中被观察到, 因此, 分类 2 和 3 的可能性大一些, 但也还不能完全排除其他几种分类的可能性。

参 考 文 献

- [1] Roos, M., *Rev. Mod. Phys.*, **35** (1963), 314.
- [2] Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 1067.
- [3] Ne'eman, Y., *Nucl. Phys.*, **26** (1961), 222.
- [4] Okubo, S., *Progr. Theoret. Phys.*, **27** (1962), 949.
- [5] Feymann, R. P., Private Communication (参看文献[6]第一文).
- [6] Sakurai, J. J., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 472; Okubo, S., *Phys. Letters*, **5** (1963), 165; Ichimura, M. and Yazaki, K., *Phys. Letters*, **6** (1963), 345; Katz, A. and Lipkin, H. J., *Phys. Letters*, **7** (1963), 44; Glashow, S. L., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 48; Sakurai, J. J., *Phys. Rev.*, **132** (1963), 438.
- [7] 高崇寿, 物理学报, **20** (1964), 1172.
- [8] 高崇寿, 中国科学, **12** (1963), 1393.
- [9] 高崇寿, 物理学报, **20** (1964), 1284.
- [10] Alexander, G., et al., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 447; Miller, D. H., et al., *Phys. Letters*, **5** (1963), 279; Wojcicki, S. G., et al., *Phys. Letters*, **5** (1963), 283.
- [11] Nambu, Y. and Sakurai, J. J., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 42.
- [12] Tarjanne, P. and Teplitz, V. L., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 447.
- [13] Glashow, S. L. and Rosenfeld, A. H., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 192.
- [14] Belliere, P., et al., *Phys. Letters*, **6** (1963), 316.
- [15] Barloutaud, R., et al., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 32; Sechi Zorn, B., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 282; Kenney, V. P., et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 736; West, E., et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **7** (1962), 281; Richardson, C., et al., Proceedings of the 1962 International Conference on High-Energy Physics at CERN (Geneva), p. 96; Barloutaud, R., et al., *Nuovo Cimento*, **27** (1962), 238.
- [16] Samios, A. H., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 139; Schwartz, J., et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **7** (1962), 282; Blokhintseva, T. D., et al., Joint Institute of Nuclear Research Technical Report P-1056 (Dubna 1962); Caldwell, D. O., et al., *Phys. Letters*, **2** (1962), 253.
- [17] Bastien, P. L., et al., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 114; Иоффе, Б. Л., *ЖЭТФ*, **43** (1962), 341.
- [18] Taher-Zadeh, M., et al., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 470.
- [19] Abashian, A., et al., *Phys. Rev. Letters*, **5** (1960), 258; Booth, N. E., et al., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 35; Booth, N. E., et al., *Rev. Mod. Phys.*, **33** (1961), 393; Richter, B., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 217; Button, J., et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 1858; Booth, N. E., et al., *Phys. Rev.*, **132** (1963), 2309.
- [20] 参看文献[16]; Frank, S., et al., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 564.
- [21] Hulubei, H., et al., *Phys. Letters*, **6** (1963), 77.
- [22] Alexander, G., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 460; Erwin, A. R., et al., Proceedings of the 1962 International Conference on High-Energy Physics at CERN (Geneva), p. 333; Bingham, H. H., et al., *ibid.*, p. 240; Bigi, A., et al., *ibid.*, p. 247; Rosenfeld, A. H. *ibid.*, p. 336.
- [23] Hagopian, V. and Selove, W., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 533; Guiragossian, Z. G. T., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 85; Islam, M. M. and Piñon, R., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 310.

EIGHTFOLD WAY AND THE CLASSIFICATION OF THE STRONGLY INTERACTING PARTICLES

GAO CHONG-SHOU

(*Department of Physics, Peking University*)

ABSTRACT

Two additional postulates of the eightfold way are suggested on the basis of the analysis of experiments: (1) The nonlinear contribution of the isospin T and the hypercharge Y to the mass-splitting is independent of the spin-parity of multiplets; (2) In all cases where the octet-singlet mixing takes place, nine particles are grouped into a reducible nine-dimensional representation and are represented by a 3×3 matrix. The trace of this matrix appears neither in the zeroth order term of the mass relation nor in the production and decay interactions of particles. On the basis of these postulates, the classification of the strongly interacting particles, especially the classification of the scalar mesons and the baryon resonances with higher spins, is further discussed. Some predictions are obtained and compared with experiments. The predictions of scalar mesons are discussed in detail and are compatible with experiments. Finally, the results and the implications of the classification are discussed.