

$SU(4) \times S_3^c$ 层子模型方案和新发现的重粒子 $\Upsilon(9.5)$

高 崇 寿
(北京 大学)

摘 要

本文讨论了新发现的重粒子 $\Upsilon(9.5)$ 是 $SU(4) \times S_3^c$ 层子模型方案中介子的色激发态的可能性。指出在 Υ 能区, 应存在三个色激发基态, 并且表现为质量约差 0.5 GeV 的两个峰。讨论了 Υ 的轻子衰变、强衰变、辐射衰变、二级电磁强子型衰变的行为和 Υ 的产生行为。还给出伴随 Υ 在 9.5 GeV 能区还应存在许多介子色激发态, 其中至少存在四个弱衰变粒子。

最近费米实验室在质子打靶实验中, 观察末态 $\mu^+\mu^-$ 质量分布, 发现在质量 9.5 GeV 附近有峰状结构。对实验结果的分析表明, 很可能在质量 9.5 GeV 附近存在两个或三个中性重介子。对这两种可能性定出质量值(以 GeV 为单位)分别为:

$$\text{双峰 } 9.41 \pm 0.013, \quad 10.06 \pm 0.03,$$

$$\text{三峰 } 9.40 \pm 0.013, \quad 10.01 \pm 0.04, \quad 10.40 \pm 0.12.$$

由于这些粒子(依次称为 $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$) 的质量远大于已发现的其它粒子, 在理论和实验上探讨其性质是非常重要的。

在前文中^[2], 我们曾建议一种层子具有整数电荷的 $SU(4) \times S_3^c$ 强子结构模型方案。指出了在较高质量处, 可能存在色空间的激发态。对于介子的情形, 首先要考虑的是色空间 S_3^c 的二维表示, 即色空间结构为

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + B\bar{B} - 2G\bar{G}),$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - B\bar{B})$$

的态。在该文中, 讨论了 $\bar{\varphi}$ 族粒子和 $\bar{\rho}$ 族粒子可能的性质和行为, 并且建议可能 $\psi(3684)$ 是 $c\bar{c}(\bar{\varphi})$ 态。在本文中, 我们讨论这种模型的另一可能分类方案。考虑到 Υ 的质量很高, 有可能这个峰是 $\bar{\varphi}$ 族介子, 而 $\psi(3684)$ 仍是 $J(3095)$ 的径向激发态。为了讨论简洁, 本

文所有符号的取法都采取 [2] 中的规定, 并且在资料 [2, 3] 中已讨论过的结果就直接引用。

二

在 [2] 中已给出, $\tilde{\varphi}$ 族基态粒子中与光子有直接顶点的矢量粒子只有 $\omega(\tilde{\varphi})$, $\varphi(\tilde{\varphi})$, $J(\tilde{\varphi})$ (这里假定了 $SU(4)$ 的理想混合)。它们衰变到轻子对的部分宽度与 ρ , ω , φ , J (它们都属于 $\tilde{\omega}$ 族, 略去 $\tilde{\omega}$ 符号) 的相对比例为:

ρ	ω	φ	J	$\omega(\tilde{\varphi})$	$\varphi(\tilde{\varphi})$	$J(\tilde{\varphi})$
9	1	2	8	8	4	4

按照 [2] 中假定的质量关系, 对于介子的质量平方, 存在下述等距规则:

$$\omega(\tilde{\varphi}) - \omega = \varphi(\tilde{\varphi}) - \varphi = J(\tilde{\varphi}) - J.$$

如果 Υ 峰是 $\tilde{\varphi}$ 族粒子, 则由上式得出 $\varphi(\tilde{\varphi})$ 比 $\omega(\tilde{\varphi})$ 约重 0.02 GeV, 而 $J(\tilde{\varphi})$ 比 $\omega(\tilde{\varphi})$ 约重 0.46 GeV. 此外 ω , φ , J 的径向激发态的 $\tilde{\varphi}$ 色激发态质量将略高, 如 $\psi(3684)$ 的 $\tilde{\varphi}$ 族对应态 $\psi(\tilde{\varphi})$ 的质量约比 $\omega(\tilde{\varphi})$ 重 0.62 GeV. 这样 Υ 峰很可能包含 $\omega(\tilde{\varphi})$ 和 $\varphi(\tilde{\varphi})$ 两个态 (可能还包括它们的径向激发态), Υ' 很可能是 $J(\tilde{\varphi})$ (可能还包括 $\psi(\tilde{\varphi})$), Υ' 与 Υ 的质量差大体符合上述预言。

在下面的讨论中, 暂只讨论 $\omega(\tilde{\varphi})$, $\varphi(\tilde{\varphi})$, $J(\tilde{\varphi})$ 三个态, 径向激发态的贡献不难类似地计算出来而考虑进去。

如果 $\tilde{\varphi}$ 族粒子总宽度很小, 则在 e^+e^- 碰撞中, 有可能把 $\omega(\tilde{\varphi})$ 和 $\varphi(\tilde{\varphi})$ 区分开来。如果 $\tilde{\varphi}$ 族粒子宽度大于几十 MeV, 则 $\omega(\tilde{\varphi})$ 与 $\varphi(\tilde{\varphi})$ 难于分开。不论哪种情形, 观测 Υ 峰的积分截面

$$\int \sigma_T dE = \frac{6\pi^2}{m_\Upsilon^2} \Gamma_{ee}$$

是一个重要检验, 并且如 [4] 所述, 可以和 Υ 的其它分类可能性区别开来。

现在已发现在质量 1.9 GeV 附近存在带电重轻子 τ^\pm 。如果 τ^\pm 确实存在, 对于 $\omega(\tilde{\varphi})$, $\varphi(\tilde{\varphi})$, $J(\tilde{\varphi})$ 每一个态都有三个轻子道, 并且

$$\Gamma_{ee} : \Gamma_{\mu\mu} : \Gamma_{\tau\tau} = 1.00 : 1.00 : 0.99,$$

这可以作为 Υ 是否是矢量介子和 τ 轻子是否确实存在的检验。

三

如果强相互作用中有破坏 S_3^c 对称性的部分造成色结构 $\tilde{\omega} \leftrightarrow \tilde{\varphi}$ 的跃迁 (更一般的讨论参看附录 I), 则 $\tilde{\varphi}$ 族粒子将通过这部分强作用而衰变。我们讨论两种重要的衰变方式, 即 $\tilde{\nabla} \rightarrow P + P$ 和 $\tilde{\nabla} \rightarrow V + P$, 其中 $\tilde{\nabla}$ 为 $\tilde{\varphi}$ 族矢量介子, V 和 P 分别为 $\tilde{\omega}$ 族矢量介子和赝标介子。考虑到初态质量很大而且互相靠近, 末态粒子质量远小于初态粒子质量, 作为初级近似可以假定相互作用是味空间 $SU(4)$ 对称的并且略去相空间的修正。

令 \bar{V}, V, P 都作为 4×4 矩阵代表相应粒子的味空间 16 重态。上述两种 S_3^c 破坏衰变过程的有效相互作用分别为:

$$f_{\bar{V}PP} \text{Tr} \bar{V}_\mu [(\partial_\mu P)P - P(\partial_\mu P)],$$

$$f_{\bar{V}VP} \text{Tr} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} [(\partial_\mu \bar{V}_\nu)(\partial_\lambda V_\sigma) + (\partial_\lambda V_\sigma)(\partial_\mu \bar{V}_\nu)]P.$$

在写出后一式时, 假定了在味空间没有 **1** 和 **15** 的表示分裂相互作用项。上两式中的 Tr 是对味空间求迹。至于相互作用的色空间变换性质为 $\bar{\phi}$ (即相当通常 $SU(3)$ 中的 λ_8 破坏项)。由上面写出的有效相互作用, 可以得到两种衰变过程宽度之比为:

$$\bar{V} \rightarrow P + P: \omega(\bar{\phi}) : \varphi(\bar{\phi}) : J(\bar{\phi}) = 2 : 3 : 3,$$

$$\bar{V} \rightarrow P + V: \omega(\bar{\phi}) : \varphi(\bar{\phi}) : J(\bar{\phi}) = 6 : 5 : 5,$$

这里宽度是指对指定类型衰变各种可能末态的部分宽度之和。

考虑到含粲层子的粒子较重, 相应的衰变到含粲层子粒子末态的相空间较小, 对上述相对比例会有一些的修正。这些修正不难通过相空间的简单计算加进去。

宽度的数量级取决于破坏 S_3^c 的强作用耦合常数 $f_{\bar{V}PP}$ 和 $f_{\bar{V}VP}$ 的大小, 如果今后实验上测量了 Υ 的二体强子型衰变的宽度, 则可以估算这些耦合常数的大小并与普通 ω 族介子的 S_3^c 对称的相应的耦合常数 $f_{\bar{V}PP}$ 和 $f_{\bar{V}VP}$ 比较。这有助于了解 S_3^c 破坏的程度。当然这有待于今后实验的进展。

这类强衰变的主要特征是末态全是普通强子并很好满足通常的强作用选择规则。

另一类末态也全是普通强子的衰变是通过二级电磁作用的强子型衰变。典型的图

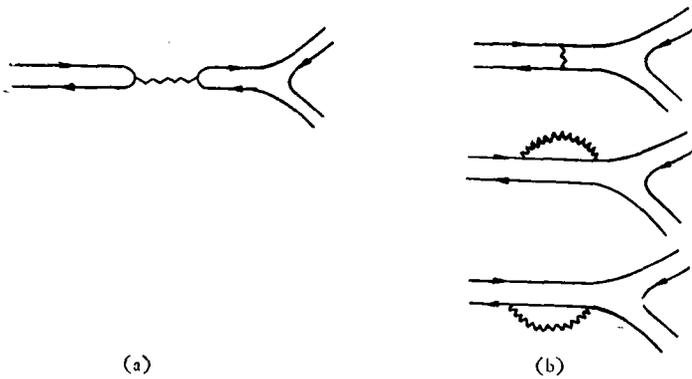


图 1

图 1(a) 的贡献可以用矢量为主模型来进行估计。在研究 J 粒子衰变过程中, 估算值与实验值大体符合, 其值是很小的。图 1(b) 的贡献在熟知的 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变中表现出来, 其贡献远大于图 1(a)。因此在两图都有贡献时, 我们主要讨论图 1(b) 的贡献。

$\omega(\bar{\phi}), \varphi(\bar{\phi}), J(\bar{\phi})$ 都可以通过图 1(b) 机制衰变。利用上面给出的层子方案, 略去相空间的修正, 给出它们二级电磁作用强子型衰变宽度和之比为 1:1:1 (参看附录 II)。

要强调的是, 在作这种衰变时这三种粒子的衰变末态行为分别相当于 ρ, φ, J 的强衰变行为。因此可以从 $\omega(\bar{\phi})$ 的强子衰变末态行为相当于 ω 还是 ρ 来区分它究竟是通过破

坏 S_3^c 的强作用还是通过二级电磁作用而衰变。例如, 观察 $\frac{\Gamma(\omega(\bar{\varphi}) \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(\omega(\bar{\varphi}) \rightarrow K^+K^-)}$ 对强衰变应为零, 对电磁衰变应为 4。由于 $\varphi(\bar{\varphi})$ 在这两种情形下都不能衰变到 $\pi^+\pi^-$, 即使 $\varphi(\bar{\varphi})$ 和 $\omega(\bar{\varphi})$ 不能分开, $\varphi(\bar{\varphi})$ 的混入也只是使二级电磁衰变的上述比值有所下降, 并不会使上述判据在性质上改变。

为了对二级电磁衰变的空度作量级的估计, 我们将图 1 (b) 中三个图的合效果用如下的等效相互作用描写 (图 2)。假定顶点 $\bar{\varphi}_\mu V_\mu$ 的耦合常数除有效电荷外是个常数, 考虑到普通介子的相应顶点是完全相同的机制, 差别仅在有效电荷与 C-G 系数的不同, 我们可以由 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ 的宽度来预言 $\omega(\bar{\varphi}) \rightarrow \pi^+\pi^-$ 的宽度:

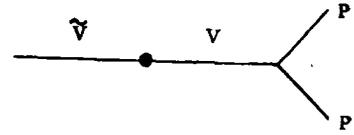


图 2

$$\Gamma(\omega(\bar{\varphi}) \rightarrow \pi^+\pi^-) = 8 \frac{(m_\omega^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2 k_\omega^3(\bar{\varphi})}{m_\omega^4(\bar{\varphi}) k_\omega^3} \Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) \approx 3 \text{ KeV}$$

四

如果强相互作用很好满足 S_3^c 对称性, 并且 Zweig 规则较好地成立, 那么考虑到 $\bar{\varphi}$ 族粒子质量很重并且互相接近 (都在 9.5 GeV 附近), 可以预言 $\bar{\varphi}$ 族粒子的主要衰变方式可能将为辐射衰变

$$\bar{V} \rightarrow P\gamma \text{ 和 } \bar{P} \rightarrow V\gamma,$$

其中 \bar{V}, \bar{P} 为 $\bar{\varphi}$ 族矢量介子和赝标介子, V, P 表 ω 族介子。

我们考察 $\omega(\bar{\varphi}), \varphi(\bar{\varphi}), J(\bar{\varphi})$ 的辐射衰变。为了方便, 近似取 η, η', η_c 为味空间 $SU(4)$ 无混合态 (其中 η' 为 $SU(4)$ 单态)。 $\bar{V} \rightarrow P\gamma$ 衰变的有效电荷及其平方值按我们给出的层子电荷方案^[2]如下表所示:

	$\omega(\bar{\varphi}) \rightarrow$		$\varphi(\bar{\varphi}) \rightarrow$		$J(\bar{\varphi}) \rightarrow$	
	Q_{eff}	Q_{eff}^2	Q_{eff}	Q_{eff}^2	Q_{eff}	Q_{eff}^2
π	0	0	0	0	0	0
η	$\frac{\sqrt{6}}{9}$	$\frac{2}{27}$	$-\frac{2\sqrt{3}}{9}$	$\frac{4}{27}$	0	0
η'	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{1}{18}$
η_c	$\frac{\sqrt{3}}{9}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{\sqrt{6}}{18}$	$\frac{1}{54}$	$-\frac{\sqrt{6}}{6}$	$\frac{1}{6}$
ΣQ_{eff}^2		$\frac{2}{9}$		$\frac{2}{9}$		$\frac{2}{9}$

要对这些过程的宽度量级作唯象分析估计遇到一定困难。主要是由于: (1) 普通介子的辐射衰变之间的不协调, 例如 $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ 和 $\rho^+ \rightarrow \pi^+\gamma$ 之间不协调, 由前者推算后者比

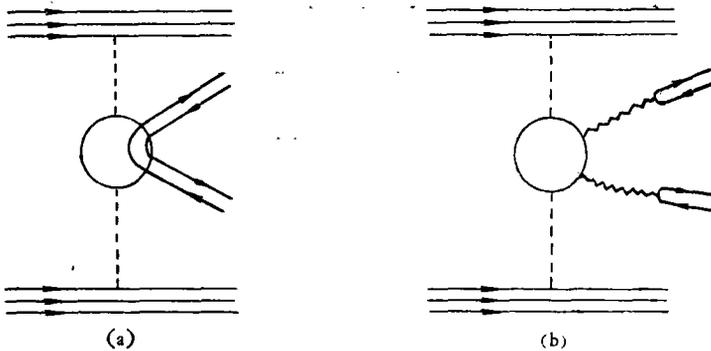
实验约大 2.5 倍；(2) J 粒子的辐射衰变实验值比由普通介子辐射衰变利用对称性推算的值要小几个量级。这些困难是过去就已熟知的，但却使对质量 $\sim 9.5 \text{ GeV}$ 的 $\bar{\varphi}$ 族介子辐射衰变宽度的唯象估计很敏感于对模型动力学机制的具体假定。我们不对各种可能的模型作细致的讨论和比较，而只唯象地估计其辐射衰变宽度的上限量级。假定辐射衰变的有效耦合常数对各不同粒子相同，以 $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ 为输入，可以估计出 $\bar{V} \rightarrow P \gamma$ 宽度的上限为：

$$\Gamma(\bar{V} \rightarrow P \gamma) < \frac{8}{9} \left(\frac{k_{\bar{V}}}{k_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma}} \right)^3 \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) \approx 200 \text{ MeV},$$

其中用了 $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ 的 $Q_{\text{eff}} = \frac{1}{2}$ 。如果用其它矢量介子的辐射衰变值作输入，得出的估值要减小。如果考虑到形状因子的贡献，正象 J 粒子衰变中所看到的，可以估计实际值可能会比上述估值要远远的低。这个估值说明了 $\bar{\varphi}$ 族矢量介子 $\omega(\bar{\varphi})$, $\varphi(\bar{\varphi})$, $J(\bar{\varphi})$ 的辐射衰变宽度最多能贡献到 200 MeV 的量级，但真实值在数量级上也完全可以远小于这个上限估值。

五

Υ 峰是在强子碰撞中观察到的，我们考察它的强作用产生过程。 S_3^1 对称性要求 $\bar{\varphi}$ 族粒子必须成对产生，考虑到这族粒子质量相近，在阈上离阈不太远处，它们间质量差的影响可近似地略去。考察它们在对撞质心系快度为零附近的产生，价层子的贡献随能量增高而减小，并且层子的“味”质量差也可近似地略去（因 $\bar{\varphi}$ 族粒子很重），这样它们在高能对产生时应近似满足“味” $SU(4)$ 对称，即 16 种 $\bar{\varphi}$ 族介子产生截面应相同，其产生机制示意图如图 3(a) 所示。此外，由于 $\omega(\bar{\varphi})$, $\varphi(\bar{\varphi})$, $J(\bar{\varphi})$ 与胶子可以有直接顶点，还可以通过先产生一对色胶子，色胶子再转化成介子的机制产生，这种机制如图 3(b) 所示，其所贡献 $\omega(\bar{\varphi})$ 的产生截面比 $\varphi(\bar{\varphi})$, $J(\bar{\varphi})$ 大一倍。



$$\sigma(\omega(\bar{\varphi})) = \sigma(\varphi(\bar{\varphi})) = \sigma(J(\bar{\varphi}))$$

$$\sigma(\omega(\bar{\varphi})) = 2\sigma(\varphi(\bar{\varphi})) = 2\sigma(J(\bar{\varphi}))$$

图 3

由于后一机制涉及介子波函数的零点值和较多的胶子耦合顶点，只要有效色耦合常数不太大，其贡献远小于前一机制（利用各种模型对波函数零点值的估算结果定性上都是

一样的), 我们可以只考虑前一机制的贡献.

如果 γ 峰是 $\omega(\bar{\varphi})$ 和 $\varphi(\bar{\varphi})$, γ' 峰是 $J(\bar{\varphi})$, 则实验测得的 $R \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0}$ 之比应为:

$$\left[R \frac{d\sigma}{dy} \right]_{\gamma} : \left[R \frac{d\sigma}{dy} \right]_{\gamma'} = R_{\omega(\bar{\varphi})} + R_{\varphi(\bar{\varphi})} : R_{J(\bar{\varphi})}.$$

利用 $R = \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma}$, Γ_{ee} 对这三态为 2:1:1, 得上比值为 $= \Gamma_{J(\bar{\varphi})} \left(\frac{2}{\Gamma_{\omega(\bar{\varphi})}} + \frac{1}{\Gamma_{\varphi(\bar{\varphi})}} \right) : 1$. 实验值为 $0.18:0.069 = 2.6:1$, 这给这三个态的宽度之间以限制. 例如其中一个态的宽度量级上小于其它两态是不允许的. 这个限制可以在 e^+e^- 对撞实验中观察这几个态的宽度来检验.

在强子碰撞中产生 $\omega(\bar{\varphi})$, $\varphi(\bar{\varphi})$, $J(\bar{\varphi})$ 的同时, 还应可以产生其它 $\bar{\varphi}$ 族粒子, 并且还可以产生 $\bar{\rho}$ 族色激发粒子. 它们都应是成对产生的. 并且如果能量远高于对产生阈值, 由于按 [2, 3] 的讨论 $\bar{\varphi}$ 和 $\bar{\rho}$ 族粒子质量都相近, 分布在 9—10 GeV 能区, 在质心系快度为零附近的产生截面应符合 $SU(4)$ 的预言. 即各 $\bar{\varphi}$ 族和 $\bar{\rho}$ 族矢量粒子产生截面相等, 各 $\bar{\varphi}$ 族和 $\bar{\rho}$ 族赝标粒子产生截面相等, 实验上应能观察到这些粒子.

对于各 $\bar{\varphi}$ 族粒子, 如果有 S_3^c 破坏的强相互作用存在, 则可以通过这种相互作用衰变. 很可能其衰变宽度小于通常强衰变的量级. 如果没有破坏 S_3^c 的强作用存在, 则其主要衰变方式应为电磁衰变, 其衰变宽度亦应小于通常强衰变的量级.

对于 $\bar{\rho}$ 族粒子, 按照 [2] 中讨论, 它们在强作用和电磁作用中必须成对产生. $\bar{\rho}$ 族粒子中, 至少 $\pi(\bar{\rho})$, $K(\bar{\rho})$, $D(\bar{\rho})$, $F(\bar{\rho})$ 只能作弱衰变, 其它粒子即使还可作辐射衰变(例如 $\eta(\bar{\rho}) \rightarrow \pi^0(\bar{\rho}) + 2\gamma$) 其相空间都很小. 值得注意的是与 $\pi^0 = \pi^0(\bar{\omega})$ 不同, $\pi^0(\bar{\rho})$ 也只能作弱衰变.

$\bar{\varphi}$ 族和 $\bar{\rho}$ 族粒子的产生对高能碰撞大横动量现象可能有贡献. 如果产生时横动量 ≈ 0 , 则作二体衰变时可贡献的最大横动量可达 $5\text{GeV}/c$, 这刚好是现在大横动量现象研究的范围.

在 9—10 GeV 能区是否存在一批弱衰变粒子是对我们建议的分类方案的判定性检验.

附录 I 破坏 S_3^c 对称性强相互作用的一般讨论

如果强相互作用中没有破坏 S_3^c 的部分. 则介子色激发二维表示简并的解除将通过电磁作用, 即自动分解为 $\bar{\varphi}$ 族和 $\bar{\rho}$ 族. 如果强相互作用中有破坏 S_3^c 的部分, 并且它比电磁作用要强, 则色激发二维表示简并的解除将主要由这部分相互作用决定.

在三中我们讨论了这种破坏 S_3^c 相互作用变换性质为 $\bar{\varphi}$ 的特殊情形. 一般说来这种破坏 S_3^c 相互作用的变换性质将为 $\bar{\varphi}$ 和 $\bar{\rho}$ 的线性组合, 我们表如正比于

$$\alpha\bar{\varphi} + \beta\bar{\rho}, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1.$$

考察色激发二重态简并的解除, 显然 $\alpha|\bar{\varphi}\rangle + \beta|\bar{\rho}\rangle$ 态将通过这种相互作用而衰变, 而 $-\beta|\bar{\varphi}\rangle + \alpha|\bar{\rho}\rangle$ 则不能. 因此简并解除后观察到的将是这两种态, 即 $|\bar{\varphi}'\rangle = \alpha|\bar{\varphi}\rangle + \beta|\bar{\rho}\rangle$ 和 $|\bar{\rho}'\rangle = -\beta|\bar{\varphi}\rangle + \alpha|\bar{\rho}\rangle$. 在这种情形下, 文中所讨论的色激发态的衰变性质都要作相应的修改. 这些修改中最重要的是以下两点:

- (1) 能与光子直接耦合的色激发态将变为 6 个, 它们的 Γ_{ee} 相对比例为:

ρ	ω	φ	J	$\omega(\tilde{\varphi}')$	$\varphi(\tilde{\varphi}')$	$J(\tilde{\varphi}')$	$\omega(\tilde{\rho}')$	$\varphi(\tilde{\rho}')$	$J(\tilde{\rho}')$
9	1	2	8	$8\alpha^2$	$4\alpha^2$	$4\alpha^2$	$8\beta^2$	$4\beta^2$	$4\beta^2$

(2) 由于 $\tilde{\varphi}$ 分量可作电磁衰变而 $\tilde{\rho}$ 则不能, 因此 $\tilde{\varphi}'$ 族和 $\tilde{\rho}'$ 族都可作电磁衰变, 这两族中相同味(和空间)性质的粒子的相同电磁衰变道之比(略去相空间的差别)为:

$$\tilde{\varphi}' : \tilde{\rho}' = \alpha^2 : \beta^2.$$

当然由于 $\tilde{\rho}'$ 族不能作强衰变, 而 $\tilde{\varphi}'$ 族还可通过 S_3^c 破坏的强相互作用衰变, 因此 $\tilde{\rho}'$ 族粒子宽度比 $\tilde{\varphi}'$ 族相应粒子要窄, 而 $\tilde{\varphi}'$ 族则仍应表现为窄宽度强衰变粒子.

附录 II 关于强子型二级电磁衰变和 S_3^c 破坏强衰变的一些计算

考察 $\omega(\tilde{\varphi})$, $\varphi(\tilde{\varphi})$, $J(\tilde{\varphi})$ 的强子型二级电磁衰变. 引入味空间矩阵

$$V = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\omega + \rho^0) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}(\omega - \rho^0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J \end{pmatrix}$$

$$Q_l = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2}{3} \end{pmatrix}$$

色空间矩阵

$$Q_c = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{3} \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \tilde{\varphi}$$

按照通常 $SU(4) \otimes S_3^c$ 矩阵表示, 电荷算符为:

$$Q = Q_l \otimes 1 + 1 \otimes Q_c = Q_l \otimes 1 + \sqrt{\frac{2}{3}} 1 \otimes \tilde{\varphi}.$$

初态 ($\tilde{\varphi}$ 族) 和末态 ($\tilde{\omega}$ 族) 可分别表为:

$$V' \otimes \tilde{\varphi} \text{ 和 } V \otimes \tilde{\omega}.$$

则二级电磁跃迁矩阵元正比于 $\text{Tr} [(V' \otimes \tilde{\varphi}) Q (V \otimes \tilde{\omega}) Q]$.

由于所有矩阵都是对角化的可以交换次序, 利用

$$\tilde{\omega} \tilde{\varphi} = \frac{1}{\sqrt{3}} \tilde{\varphi}, \quad \tilde{\varphi} \tilde{\varphi} = \frac{1}{\sqrt{3}} \tilde{\omega} - \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\varphi}$$

上式可化为:

$$\begin{aligned} & \text{Tr} [(V'V \otimes \tilde{\varphi} \tilde{\omega}) Q^2] \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \text{Tr} \left[(V'V \otimes \tilde{\varphi}) \left(Q_i^2 \otimes 1 + 2 \sqrt{\frac{2}{3}} Q_i \otimes \tilde{\varphi} + \frac{2}{3} 1 \otimes \tilde{\varphi}^2 \right) \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \text{Tr} (V'V Q_i^2) \cdot \text{Tr} \tilde{\varphi} + \frac{2}{3} \cdot \sqrt{2} \text{Tr} (V'V Q_i) \cdot \text{Tr} (\tilde{\varphi}^2) \\ & \quad + \frac{2}{3\sqrt{3}} \text{Tr} (V'V) \text{Tr} (\tilde{\varphi}^3) \end{aligned}$$

由于 $\text{Tr} \tilde{\varphi} = 0$, $\text{Tr} (\tilde{\varphi}^2) = \sqrt{3}$, $\text{Tr} (\tilde{\varphi}^3) = -\frac{1}{\sqrt{2}}$, 代入得:

$$\begin{aligned} & \frac{2}{3} \sqrt{6} \text{Tr} (V'V Q_i) - \frac{2}{3\sqrt{6}} \text{Tr} (V'V) \\ &= \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \text{Tr} [V'V (6Q_i - 1)] \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} (\omega' \rho^0 + \rho^0 \omega - \varphi' \varphi + J'J). \end{aligned}$$

这表明 $\tilde{\varphi}$ 族的三个中性态 $\omega(\tilde{\varphi})$, $\varphi(\tilde{\varphi})$, $J(\tilde{\varphi})$ 经二级电磁作用转化成 $\tilde{\omega}$ 族时, 其味空间性质之变化为 $\omega \rightarrow \rho^0$, $\varphi \rightarrow \varphi$, $J \rightarrow J$, 并且其相对振幅之比为 1: -1: 1.

在经过二级电磁作用转化为 $\tilde{\omega}$ 态时, 由于其质量很高, 实际上将会通过许多道衰变. 适当引入具体衰变道的有效相互作用 (例如 $V \rightarrow PP$) 后, 可以估计同类型诸衰变道的相对比例. 但考虑到 γ 粒子质量很高, 我们可以在适当模型考虑下来估计这三个色激发态的强子型二级电磁衰变的总宽度之比.

在讨论 e^+e^- 对撞的 $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow h)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ 时, 当质心系总能量远超过层子的“有效”产生阈 (当然不是指打出自由层子) 时, 强子末态总截面可以等效地用层子的对产生截面来估计, 并得到熟知的 $R = \sum_i Q_i^2$ 的估计式. 现在 $\omega(\tilde{\varphi})$, $\varphi(\tilde{\varphi})$, $J(\tilde{\varphi})$ 的质量很高, 远高于 e^+e^- 对撞中所估计的 u, d, s, c 的“有效”产生阈, 因此可以同样地估计强子型衰变的总宽度, 并且可以认为在这样高的能量下, 层子间味 $SU(4)$ 对称性较好地近似满足. 由此得强子型二级电磁衰变宽度比为:

	相对振幅	宽度比
$\omega(\tilde{\varphi}) \longrightarrow \rho^0(\tilde{\omega}) \begin{cases} u\bar{u} \\ d\bar{d} \end{cases}$	$1 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$ $1 \cdot \left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\right)$	$\left. \begin{array}{c} \\ \end{array} \right\} 1$
$\varphi(\tilde{\varphi}) \longrightarrow \varphi(\tilde{\omega}) \longrightarrow s\bar{s}$	$(-1) \cdot 1$	
$J(\tilde{\varphi}) \longrightarrow J(\tilde{\omega}) \longrightarrow c\bar{c}$	$1 \cdot 1$	1

显然对 S_3^c 破坏的强相互作用衰变也得同样宽度比, 但当 S_3^c 破坏的强作用与二级电磁作用同时存在时, 由于干涉现象的存在, 它们的宽度比将偏离 1:1:1.

引入 S 和 E 分别表 S_3^a 破坏强作用和二级电磁作用给出的 $\tilde{\varphi} \rightarrow$ 层子反层子对的约化振幅, 则三个色激发态的强子型衰变相对振幅和宽度比为:

	相 对 振 幅	宽 度 比
$\omega(\tilde{\varphi}) \begin{cases} \rightarrow u\bar{u} \\ \rightarrow d\bar{d} \end{cases}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(S + E)$	} $ S ^2 + E ^2$
	$\frac{1}{\sqrt{2}}(S - E)$	
$\varphi(\tilde{\varphi}) \rightarrow s\bar{s}$	$S - E$	$ S ^2 + E ^2 - 2\text{Re}(SE^*)$
$J(\tilde{\varphi}) \rightarrow c\bar{c}$	$S + E$	$ S ^2 + E ^2 + 2\text{Re}(SE^*)$

因此对强子型衰变应有:

$$\Gamma(\omega(\tilde{\varphi})) = \frac{1}{2} [\Gamma(\varphi(\tilde{\varphi})) + \Gamma(J(\tilde{\varphi}))].$$

参 考 资 料

- [1] W. R. Innes et al., *Phys. Rev. Letters*, **39** (1977), 1240.
- [2] 北京大学物理系基本粒子理论组, *高能物理与核物理*, **2** (1978), 1.
- [3] 高崇寿, *高能物理与核物理*, **2** (1978), 90.
- [4] 高崇寿, *高能物理与核物理*, **2** (1978), 311.

$SU(4) \times S_3^a$ SCHEME OF STRATON MODEL AND THE NEWLY DISCOVERED HEAVY PARTICLE Υ (9.5)

GAO CHUNG-SHOU
(Peking University)

ABSTRACT

In this paper, the possibility that the newly discovered heavy particle Υ (9.5) is a colour excited state of mesons in the $SU(4) \times S_3^a$ scheme of straton model is discussed. We point out that in the Υ region, there are three colour excited states appearing as two peaks with mass difference about 0.5 GeV. The leptonic decays, hadronic decays, radiative decays, hadronic decays with electromagnetic interaction of the second order and the production behavior of Υ are discussed. This model also predicts that many colour excited states of mesons accompanied with Υ should exist with masses around 9.5 GeV and at least four weakly decaying particles should exist.