

Y(9.5) 可能是颜色激发态

朱重远

陈 时

(中国科学院数学研究所)

(中国科学院高能物理研究所)

最近,在 400GeV 质子与原子核碰撞产生 $\mu^+\mu^-$ 的实验中,在 μ 对不变质量为 9.5GeV 的区域,发现截面有一个宽峰 $Y(9.5)^{(1)}$,它很象是新的共振.不过,由于探测仪器分辨率的限制,目前还没有确定它究竟是一个还是多个共振.

我们知道,人们早就从理论上预言,可能存在着被称为“颜色”的新自由度,它的激发需要很高的能量.现在, $Y(9.5)$ 远比已知的其它粒子要重,这促使我们猜测,它可能就是颜色空间的激发.本文将对这种可能性进行分析,看看这种猜测与现有实验是否矛盾,并提出一些理论预言,去接受进一步实验的检验.

一、Y(9.5) 可能包含些什么态?

在整数电荷的 $SU_4^{(1)} \otimes SU_3^{(2)}$ (颜色)模型中,电磁流的性质是:

$$Q = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & & & \\ & -\frac{1}{3} & & \\ & & -\frac{1}{3} & \\ & & & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \otimes 1 \oplus 1 \otimes \begin{pmatrix} -\frac{2}{3} & & \\ & \frac{1}{3} & \\ & & \frac{1}{3} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

这里,第二项具有颜色八重态的变换性质,从而允许颜色八重态介子通过单光子中间态衰变到 $\mu^+\mu^-$. 因此, $Y(9.5)$ 可以试填于这种模型的颜色八重态. 还有一种分数电荷的 $SU_4^{(1)} \otimes SU_3^{(2)}$ 模型,它的电磁流只有(1)式中的第一项,没有第二项,它的颜色激发态不能通过单光子中间态衰变到 $\mu^+\mu^-$, 因此, $Y(9.5)$ 不能填入这种模型的颜色激发态中.

本文将只讨论整数电荷的 $SU_4^{(1)} \otimes SU_3^{(2)}$ 模型.

我们先讨论可能与 Y 有关的介子颜色多重态的结构. 由于在 $SU_4^{(1)} \otimes SU_3^{(2)}$ 模型中,层子属于 $(4, 3^*)$ 表示, (第一个数字代表 $SU_4^{(1)}$ 的表示,第二个数字代表 $SU_3^{(2)}$ 的表示), 故由一个层子和一个反层子构成的介子,可以属于 $(1, 1)$, $(15, 1)$, $(1, 8)$ 和 $(15, 8)$ 表示. 由于迄今在颜色单态强子中还没有看到颜色单态与颜色八重态的混合,所以可以假定颜色对称是很好的对称性. 在这个假定下,同一颜色多重态中, $SU_4^{(1)}$ 性质相同的各成员,将只有电磁作用量级的能级分裂,它们将按照 $U^{(2)}$ 旋而不是 $T^{(2)}$ 旋形成多重态. 其

本文 1977 年 10 月 27 日收到.

中,只有 $U^{(2)}$ 旋单态矢量介子可以通过单光子中间态衰变到 μ 对,从而在 $\mu^+\mu^-$ 分布中表现为共振. 也就是说,作为颜色八重态的 Υ 必需是 $U^{(2)}$ 旋单态,其颜色波函数的形式必需是

$$\frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -2 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

又从(1)式的第二项,我们看到,只有包含 $SU_3^{(1)}$ 一维表示的颜色八重态成员,才有可能通过单光子中间态衰变到 μ 对. 如果 $SU_3^{(1)}$ 性质没有次强破坏,这样的态只有一个,即

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -2 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}.$$

不过,我们知道,对颜色单态强子,存在着破坏 $SU_3^{(1)}$ 对称性的次强作用,其变换性质为 $(aT_{33} + bT_{44}) \otimes 1$. 它造成了 $(1, 1)$ 及 $(15, 1)$ 多重态各成员的分裂,也造成了 $(1, 1)$ 及 $(15, 1)$ 多重态的混合. 如果加进自旋,把 $SU_3^{(1)} \otimes SU_2^{(2)}$ 模型推广到 $SU_3^{(1)} \otimes SU_2^{(2)}$, 还能给出新的正确的质量关系及混合角. 显然,同一个次强作用也能造成 $(1, 8)$ 和 $(15, 8)$ 的分裂及混合,其能级结构完全类似于颜色单态介子. 因此,可能成为 Υ 的态有三个,其 $SU_3^{(1)} \otimes SU_2^{(2)}$ 波函数分别为[注1]:

$$\begin{aligned} Y_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -2 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}, \\ Y_2 &= \begin{pmatrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 1 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -2 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}, \\ Y_3 &= \begin{pmatrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 0 & \\ & & & 1 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -2 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

这三个态的 $SU_3^{(1)}$ 性质类似于 ω , ϕ 和 J . 由于造成这些态分裂的次强作用与造成 $(1, 1)$ 和 $(15, 1)$ 分裂的作用是同一个,故我们可以大致估计出这三个态的质量差: 由

$$Y_3^2 - Y_1^2 \sim J^2 - \omega^2,$$

$$Y_2^2 - Y_1^2 \sim \varphi^2 - \omega^2,$$

$$Y_1 \sim 9.5\text{GeV},$$

得

$$Y_2 - Y_1 \sim 23\text{MeV},$$

$$Y_3 - Y_1 \sim 470\text{MeV},$$

这说明,这三个态均落在实验上看到的 $\Upsilon(9.5)$ 峰的区域內.

我们也可以类似地估算 0^- 介子的颜色激发态的质量. 以 $SU_3^{(1)}$ 性质类似于 π 及 η_c 的那两个态为例[分别记作 $P(\pi)$ 及 $P(\eta_c)$]: 由

[注1] 在本文中,粒子的名称有时用来代表其波函数,有时用来代表其质量. 只要不致混淆,我们就不再特别说明.

$$Y_1^2 - P^2(\pi) \sim \omega^2 - \pi^2,$$

$$Y_3^2 - P^2(\eta_c) \sim J^2 - \eta_c^2,$$

得

$$Y_1 - P(\pi) \sim 30\text{MeV},$$

$$Y_3 - P(\eta_c) \sim 50\text{MeV}, \quad (5)$$

这些质量差是很小的。这一性质下节将要用到。

最后,我们愿意指出,在 $Y(9.5)$ 区域,甚至还可能有颜色八重态粒子的径向激发态。

二、 Y_1 、 Y_2 和 Y_3 衰变宽度的估计

1. Y_1 、 Y_2 和 $Y_3 \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的宽度

Y_1 、 Y_2 和 Y_3 属于同一个 $(1 \oplus 15, 8)$ 多重态,质量又差不多,故它们到 $\mu^+\mu^-$ 的衰变宽度比值应该由它们的 $SU_3^{(1)} \otimes SU_3^{(2)}$ 波函数决定:

$$\begin{aligned} \Gamma(Y_1 \rightarrow \mu^+\mu^-) : \Gamma(Y_2 \rightarrow \mu^+\mu^-) : \Gamma(Y_3 \rightarrow \mu^+\mu^-) \\ \approx [T_r(QY_1)]^2 : [T_r(QY_2)]^2 : [T_r(QY_3)]^2 = 2:1:1. \end{aligned} \quad (6)$$

另一方面,在实验上,我们知道

$$\begin{aligned} \Gamma(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-) : \Gamma(\phi \rightarrow \mu^+\mu^-) : \Gamma(\rho \rightarrow \mu^+\mu^-) : \Gamma(J \rightarrow \mu^+\mu^-) \\ \approx 1:2:9:8 = [T_r(Q\omega)]^2 : [T_r(Q\phi)]^2 : [T_r(Q\rho)]^2 : [T_r(QJ)]^2, \end{aligned} \quad (7)$$

在没有其它更为合理的理论计算方法的情况下,我们不妨认为(7)式可以推广到更重的、径向量子数最低的 S 波态粒子。于是,我们有

$$\Gamma(Y_1 \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim \Gamma(J \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (8)$$

其数值大约 KeV 量级 [$\Gamma(J \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 是 4.8KeV]。

2. Y_1 、 Y_2 和 Y_3 的辐射衰变

目前,实验上还没有关于 $Y(9.5)$ 衰变到除 $\mu^+\mu^-$ 以外的其它道的报道。不过,如果 $Y(9.5)$ 确是由颜色激发态 Y_1 、 Y_2 、 Y_3 所组成,则由于强作用及次强作用的颜色对称性,它们不能强衰变到普通强子。此外,正如(5)式所表明的, 0^- 介子颜色激发态与各相应的 Y 粒子质量相当靠近,使得 Y_1 (或 Y_2 、 Y_3) 强衰变到一个颜色激发的 0^- 加上一个 π (或 K 、 D) 也是不允许的。这样一来,各个 Y 的主要衰变方式只能是辐射衰变。

辐射衰变是一级电磁作用,通常比强作用衰变的宽度小得多,不过,由于 Y 的质量很大,其衰变的相空间很大,宽度也就可能较大。为估计这些效应,我们把 Y 的衰变等效地看成是 Y 中一个层子(有效质量很大)辐射衰变到一个轻的层子,然后与另外的层子组合成终态强子体系。这个作用的等效形式可以写为:

$$if\bar{u}_i(q) \left[\gamma_\mu - \frac{(P+q)_\mu}{M+m} \right] Q u_i(P) e_\mu(k), \quad (9)$$

其中 M 、 m 为层子在初态及末态时的等效质量。(9)式是规范不变的,由(9)式可以算得:

$$\Gamma \approx \frac{f^2}{9\pi^2} \frac{(M^2 - m^2)(M - m)^2}{M^3}. \quad (10)$$

由于放出的光子是 $(1,8)$ 型,而 Y_1 、 Y_2 、 Y_3 的 $SU_3^{(2)}$ 波函数相同,所以这三个粒子的宽度

公式是相同的. 对于 Y_1 及 Y_2 粒子, 它们辐射衰变为主要由 $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$ 层子组成的普通强子, 故可以忽略掉 m . 结果为:

$$\Gamma(Y_1, Y_2) \approx \frac{f^2}{9\pi} M. \quad (11)$$

由于 Y 的质量是 9.5GeV , 可以设想, M 的值应取在 $4.5-9\text{GeV}$ 之间, 再由 $f \sim e$, 可以估出

$$\Gamma(Y_1, Y_2) \sim 15 - 30\text{MeV}. \quad (12)$$

对于 Y_3 粒子, 它的终态总有含 c 层子的粒子, 相空间要小得多. 如果 m 数值在 $1.5-3\text{GeV}$ 之间, 则 Y_3 的宽度可能比 Y_1 和 Y_2 小好几倍.

另外, 由于 Y_1 主要是 u, d, \bar{u}, \bar{d} 组成的, Y_2 主要是 s, \bar{s} 组成的, Y_3 主要是 c, \bar{c} 组成的. 因此, Y_1 辐射衰变的终态强子主要是普通强子, Y_2 的终态应含有奇异粒子, Y_3 的终态应有包含 c 层子的粒子, 这些特点可以在实验中检验.

三、强子对撞产生 Y 的截面的估计

迄今, 强子-强子碰撞产生新粒子的机制问题还没有解决. 以 J 粒子的产生为例, 已提出的机制有好几种^[2], 每种都只能解释一部分现象. 本文将采用类似 Drell-Yan 型的机制, 以 J 粒子产生截面为参照, 来估计 Y 的产生截面.

按 Drell-Yan 机制, P-P 碰撞产生的 J 是由一个质子中的层子(或反层子)部分子与另一个质子中的反层子(或层子)部分子形成^[3]. 类似的图象可推广到 Y 产生, Y 由一个质子中的层子(或反层子)部分子与另一个质子中的反层子(或层子)部分子放出一个光子后形成. 应用这个图象, 我们可以粗略地估计 Y_1, Y_2 和 Y_3 的产生截面比以及它们的产生截面与 J 的产生截面的比.

1. Y_1, Y_2, Y_3 的产生截面比

Y_1, Y_2 和 Y_3 的质量差不多, 它们的不同点主要在于 Y_1 由一个价层子及一个海中的反层子形成, Y_2 由海中的层子及反层子 $s\bar{s}$ 形成, Y_3 主要由海中 c 层子及 \bar{c} 层子形成. 它们的产生截面比主要决定于价层子与各种海层子之间的比例. 对 SU_4 对称海^[3], Y_2 与 Y_3 的产生截面差不多, 比 Y_1 的产生截面要小一个量级. 与前节给出的对它们的衰变宽度的估计一起, 我们可以得到: $\sigma(Y_1)B(Y_1 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 将是 $\sigma(Y_2)B(Y_2 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 的几十倍. 这里 $\sigma(Y_i)$ 是 Y_i 的产生截面, $B(Y_i \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 是 $Y_i \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的分支比. 对 Y_3 , 由于它的宽度要比 Y_1 的窄, 故 $\sigma(Y_3)B(Y_3 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 可能比 $\sigma(Y_1)B(Y_1 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 只小几倍. 它将比 Y_2 容易发现. 不过, 如果海不是 SU_4 对称的, $c\bar{c}$ 海比 $s\bar{s}$ 海小得多^[4], 则 Y_3 产生截面也将相应地减少. 因此, 现在实验上看到的 $Y(9.5)$, 既有可能主要是两个共振 Y_1 与 Y_3 形成, 也有可能是 Y_1 及 Y_1 的径向激发形成. 究竟是哪一种情况, 可以通过测量其衰变终态的粒子性质来判别.

2. Y 产生截面与 J 产生截面的相对比例

Y 产生与 J 产生, 不同的因素比较多. 以 Y_1 为例, 有:

(a) Y_1 是一级电磁作用产生, J 是强作用产生. 这个因素使 Y_1 的产生截面比 J 产生

截面小两个量级。

(b) Y_1 由一个价层子与一个海中反层子形成, J 则由海中的 c 层子及 \bar{c} 层子形成。如果用 SU_4 对称海, 则这个因素使 Y_1 产生截面比 J 的大一个量级。如果 $c\bar{c}$ 海比 $\bar{u}, \bar{d}, s, \bar{s}$ 更少, 则可能大到 2—3 个量级。

(c) Y_1 的质量比 J 大得多, 截面随着质量的增大将要下降。

(b) 及 (c) 因素的影响可以用深度非弹性散射的数据作一些进一步的估计。我们知道, 在 Drell-Yan 机制中, 新粒子产生截面比例于 $\sum_i \frac{f_i^p(x)f_i^p(x)}{\mu\sqrt{s}}$ [4]。 $f_i^p(x)$ 及 $f_i^p(x)$ 是质子中动量比例为 x 的 i 层子及 \bar{i} 层子的分布函数, μ 是产生粒子的质量。在这里 $x = \frac{\mu}{\sqrt{s}}$ 。

应用资料 [5] 中所用的具体的分布函数, 可以给出:

$$\frac{\sigma(Y_1)B(Y_1 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma(J)B(J \rightarrow \mu^+\mu^-)} \sim \underbrace{10^{-2}}_{\text{因素(a)}} \times \underbrace{(5 \times 10^{-2} - 5)}_{\text{因素(b)(c)}} \times \underbrace{\frac{69}{15-30}}_{\text{分支比因素}} \times 10^{-3} \sim 10^{-4} - 10^{-6}. \quad (13)$$

实验上, 按资料 [6] 的分析有:

$$\frac{\sigma(Y)B(Y \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma(J)B(J \rightarrow \mu^+\mu^-)} \sim 3 \times 10^{-5}, \quad (14)$$

(13) 式的估计与此是不矛盾的。

综上所述, 把 Y 填为 $SU_3^{(2)}$ 八重态激发, 与目前的实验结果不矛盾。不过, $SU_4^{(1)} \otimes SU_3^{(2)}$ 预言的三个基态中, Y_2 的产生截面与衰变到 $\mu^+\mu^-$ 对的分支比肯定是小的, Y_3 的数值依赖于海的性质。所以, 现在看到的 $Y(9.5)$, 有可能是 Y_1 和 Y_3 连在一起, 也有可能是 Y_1 及其径向激发, 甚至可能三者都有。

本文对 Y 的分类与现在所看到的一些预印本 [6-8] 不同, 后者猜测 Y 是新层子与反层子的束缚态。究竟哪一种分类正确, 新的 e^+e^- 对撞机建成以后将能够对这个问题作出回答。

参 考 资 料

- [1] S. W. Herb, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 252.
- [2] D. Hitlin, *SLAC Reports No. 198* (1976), 203.
- [3] J. F. Gunion, *Phys. Rev.*, **D11**(1975), 1796.
- [4] 都宏、李炳安, *物理学报*, **26** (1977), 367.
- [5] M. Duong-Van, *SLAC-PUB-1603*, (1975).
- [6] J. Ellis et al., *Ref. TH-2346-CERN*, (1977).
- [7] C. E. Carlson, et al., *SLAC-PUB-1986*, (1977).
- [8] T. Hagiwara, et al., *Fermi Lab-PUB-77/72-THY*.

$Y(9.5)$ MAY BE COLOUR-EXCITED STATES

CHU CHUNG-YUAN

(Institute of Mathematics, Academia Sinica)

CHEN SHIH

(Institute of High Energy Physics,
Academia Sinica)