第3卷 第1期 高能物理与核物理 Vol. 3, No. 1
1979 年 1 月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Jan., 1979

Υ 粒子的产生

朱重远 陈 时
(中国科学院理论物理研究所)

摘 要

本文讨论了把 Υ 粒子作为 Han-Nambu 模型中的颜色激发态时，它们在质子-质子碰撞中的产生截面，得到的结果与目前的实验不矛盾.

在质子与原子核（Cu 和 Pt）碰撞中产生的 Υ[1] 是人们很感兴趣的一种新粒子. 这种新粒子的分类，目前还没有确定. 在文献中讨论得比较多的是把 Υ 看成由有新“味”的重层子组成. 此外，由于在实验上，除掉质量以外，只有 Υ 产生截面与衰变到 $\mu^+\mu^-$ 的分支比的乘积 $\left(\frac{d\sigma^\Upsilon}{dy}\right)_{y=0}\cdot B(\Upsilon\to\mu^+\mu^-)$ 有了一些结果，所以，许多文章专门讨论作为新“味”重层子组成的 Υ 的产生问题. 我们在文献[2]中探讨了另一种方案，即 Υ 是否可能是颜色激发态的问题，发现把 Υ 填入颜色激发态并不与目前的实验结果矛盾. 在这篇短文中，我们遵循[2]的方案，进一步分析作为颜色激发态的 Υ 的产生问题.

我们假定，在质子对撞中，Υ 是由类似于 Drell-Yan 的机制产生的. 也就是说，它由一个质子中的层子部分子与另一个质子中的反层子部分子放出一个颜色八重态光子后形成，其图象见图 1.

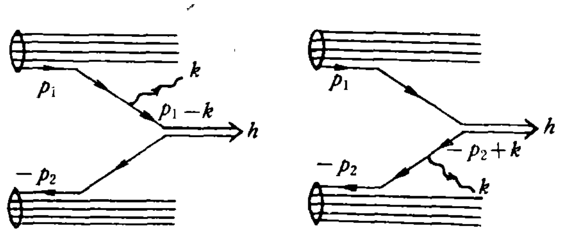

图 1

在计算对应于这些图的截面时，我们设层子部分子的电磁作用哈密顿量为

$$H_{\mathrm{e.m.}}=-ie\bar{\psi}Q\hat{A}\psi, \tag{1}$$

其中 ψ 为属于 $SU(4)\otimes SU(3)$ 空间中 $(4, 3^*)$ 表示的层子场，Q 为电荷矩阵:

本文 1978 年 4 月 22 日收到.

$$Q=\begin{pmatrix}2/3&&&\\&-1/3&&\\&&-1/3&\\&&&2/3\end{pmatrix}\otimes\mathbf{1}\oplus\mathbf{1}\otimes\begin{pmatrix}-2/3&&\\&1/3&\\&&1/3\end{pmatrix}. \tag{2}$$

层子部分子与反层子部分子形成Υ的作用取为:

$$H=-ig\bar{\psi}\hat{\Upsilon}\psi, \tag{3}$$

它具有 $SU(4)\otimes SU(3)$ 不变性.

按照文献[2],可以衰变到 $\mu^+\mu^-$ 的颜色八重态基态矢量介子有三个,其$SU(4)\otimes SU(3)$波函数分别为:

$$\begin{aligned}
\Upsilon_1&=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1&&&\\&1&&\\&&0&\\&&&0\end{pmatrix}\otimes\frac{1}{\sqrt{6}}\begin{pmatrix}-2&&\\&1&\\&&1\end{pmatrix},\\
\Upsilon_2&=\begin{pmatrix}0&&&\\&0&&\\&&1&\\&&&0\end{pmatrix}\otimes\frac{1}{\sqrt{6}}\begin{pmatrix}-2&&\\&1&\\&&1\end{pmatrix},\\
\Upsilon_3&=\begin{pmatrix}0&&&\\&0&&\\&&0&\\&&&1\end{pmatrix}\otimes\frac{1}{\sqrt{6}}\begin{pmatrix}-2&&\\&1&\\&&1\end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{4}$$

我们来分别算出这三个态的产生截面.

应用(1)式和(3)式,容易写出层子部分子 i 与反层子部分子 $\bar{\mathrm{i}}$ 产生Υ的 S 矩阵元为:

$$\begin{aligned}
S_{fi}=&\frac{iegA_{\mathrm{i}}}{\sqrt{4h_0k_0}}\varepsilon_\mu^{(\Upsilon)}\varepsilon_\nu^{(\Upsilon)}\left\{\bar{v}(p_2)\gamma_\mu\frac{-i(\hat{p}_2-\hat{k})-m_{\mathrm{i}}}{(p_1-h)^2+m_{\mathrm{i}}^2}\gamma_\nu u(p_1)\right.\\
&\left.+\bar{v}(p_2)\gamma_\nu\frac{i(\hat{p}_1-\hat{k})-m_{\mathrm{i}}}{(p_1-k)^2+m_{\mathrm{i}}^2}\gamma_\mu u(p_1)\right\}(2\pi)^4\delta^4(p_1+p_2-h-k),
\end{aligned} \tag{5}$$

其中

$$A_{\mathrm{i}}=\bar{\chi}_{\mathrm{i}}Q\Upsilon\chi_{\mathrm{i}}, \tag{6}$$

χ_{i} 为层子部分子 i 的 $SU(4)\otimes SU(3)$ 波函数.

经过通常的计算,由(5)式及部分子模型的一般考虑,得到:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{y=0}=&\frac{g^2}{4\pi}\sum_i A_{\mathrm{i}}^2\int dx_1\int dx_2\left\{\rho_{\mathrm{i}}(x_1)\rho_{\bar{\mathrm{i}}}(x_2)+\rho_{\bar{\mathrm{i}}}(x_1)\rho_{\mathrm{i}}(x_2)\right\}.\\
&\times\frac{\alpha\pi}{2}\frac{M^2+N^2}{(E_1+E_2)^2}\frac{1}{\sqrt{N^4-4m_{\mathrm{i}}^2N^2}}\left\{-4+(M^2-N^2-2m_{\mathrm{i}}^2)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{T}\right)\right.\\
&\left.+\frac{N^2(M^2+m_{\mathrm{i}}^2)-m_{\mathrm{i}}^2(M^2+4m_{\mathrm{i}}^2)}{RT}-m_{\mathrm{i}}^2(M^2+2m_{\mathrm{i}}^2)\left(\frac{1}{R^2}+\frac{1}{T^2}\right)\right\},\\
R=&(E_2M^2-E_1N^2)/2(E_1+E_2),\\
T=&(E_1M^2-E_2N^2)/2(E_1+E_2),
\end{aligned} \tag{7}$$

其中 N^2 是参加反应的层子部分子-反层子部分子体系的不变质量的平方，E_1、E_2 分别是它们的能量，M 是 Υ 的质量．ρ_i 是质子中层子部分子的动量分布函数．按照文献[3]，它们的形式是:

$$\rho_u(x)=\frac{0.2(1-x)^7}{x}+1.89\frac{(1-x)^7}{\sqrt{x}}+\begin{cases}90.2x^{3/2}e^{-7.5x}, & x<0.35\\ 5(1-x)^3, & x\geqslant 0.35\end{cases}$$

$$\rho_d(x)=\frac{0.2(1-x)^7}{x}+1.03\frac{(1-x)^7}{\sqrt{x}}+0.7(1-x)\begin{cases}90.2x^{3/2}e^{-7.5x}, & x<0.35\\ 5(1-x)^3, & x\geqslant 0.35\end{cases}$$

$$\rho_{海}(x)=\frac{0.2(1-x)^7}{x}. \tag{8}$$

在写下(8)式时，我们假定了质子中的部分子层子处于颜色 $SU(3)$ 单态．如果把颜色层子看成是独立的部分子，则每种颜色层子的分布函数为(8)式乘 1/3．这是两种不同的物理设想．相应于这两种设想，(7)式中的 A_i 因子也不同．如果按第一种设想，即质子中的层子部分子以颜色单态的形式独立地运动，则(7)式中的求和对 u、d、s、c 四种层子进行，其 A_i 为:

$$\begin{aligned}
&A_u(\Upsilon_1)=A_d(\Upsilon_1)=\frac{1}{3\sqrt{3}},\quad A_s(\Upsilon_1)=A_c(\Upsilon_1)=0;\\
&A_u(\Upsilon_2)=A_d(\Upsilon_2)=A_c(\Upsilon_2)=0,\quad A_s(\Upsilon_2)=\frac{1}{3}\sqrt{\frac{2}{3}};\\
&A_u(\Upsilon_3)=A_d(\Upsilon_3)=A_s(\Upsilon_3)=0,\quad A_c(\Upsilon_3)=\frac{1}{3}\sqrt{\frac{2}{3}}.
\end{aligned} \tag{9}$$

对第二种方式也可写出相应的十二种层子的 A_i，将它与分布函数(8)式中的因子改变一起代入(7)式，即发现与第一种方式相比只是截面差了一个 1/2 的因子．以下我们按第一种方式计算．

由于我们考虑的过程有光子放出，所以为避开红外发散困难，我们在实验分辨率处时对光子能量切断．

设

$$\begin{aligned}
&m_u=m_d\sim 0.3\ \mathrm{GeV}\\
&m_s\sim 0.5\ \mathrm{GeV}\\
&m_c\sim 1.5\ \mathrm{GeV}
\end{aligned} \tag{10}$$

把(8)、(9)、(10)各式代入(7)式，用计算机完成积分，得到在质子-质子对撞质心系中，当质子-质子系统的 S 为 800 GeV^2 时(这相应于文献[1]的实验的情形)，结果为:

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{d\sigma^{\Upsilon_1}}{dy}\right)_{y=0}\sim\frac{g^2}{4\pi}\times 6.7\times 10^{-33}\mathrm{cm}^2,\\
&\left(\frac{d\sigma^{\Upsilon_2}}{dy}\right)_{y=0}\sim\frac{g^2}{4\pi}\times 0.12\times 10^{-33}\mathrm{cm}^2,\\
&\left(\frac{d\sigma^{\Upsilon_3}}{dy}\right)_{y=0}\sim\frac{g^2}{4\pi}\times 0.6\times 10^{-34}\mathrm{cm}^2
\end{aligned} \tag{11}$$

目前，实验上还不清楚究竟 Υ 峰是由两个还是更多个粒子组成的．最近的实验数据拟合(fit)见表 1[1]．

表 1

		双峰	三峰
Υ	M_1(GeV)	9.41 ± 0.013	9.40 ± 0.013
	$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{y=0}\cdot B$(pb)	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
Υ'	M_2(GeV)	10.06 ± 0.03	10.01 ± 0.04
	$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{y=0}\cdot B$(pb)	0.069 ± 0.006	0.065 ± 0.007
Υ''	M_3(GeV)	…	10.40 ± 0.12
	$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{y=0}\cdot B$(pb)	…	0.011 ± 0.007
χ^2/自由度		19.3/18	14.2/16

在文献[2]中，我们曾分析过，各Υ衰变到$\mu^+\mu^-$的分支比是10^{-4}量级，由此并比较(11)式及表1，可见对$g^2/4\pi\sim1$，实验与Υ_1产生的理论结果大体相符，由于$g^2/4\pi\sim1$是一个合理的数值，这里的计算再次肯定了文献[2]中把Υ填为颜色激发态不与目前实验矛盾的结论．不过，对于Υ_2和Υ_3，理论上算出的截面要比Υ_1小得多．因此，看起来也许文献[2]中提到的Υ_1的径向激发态更容易产生．从计算中，我们也可以看到，从产生截面来确定产生粒子的性质是比较困难的．就本文的模型而言，e^+e^-对撞产生有极大的优越性，那时Υ_1，Υ_2，Υ_3的产生截面将是同量级的，直接测量它们的衰变产物，将能够区分它们．因为按照本文的方案，Υ_1衰变中强子产物主要是非奇异普通强子，Υ_2则有大量的奇异粒子产生事例，Υ_3则应有许多带粲数的粒子（当然，它们都还伴随至少有一个光子）．这些在实验上是比较容易判断的．

本文的积分是数学所杨立芝同志在电子计算机上完成的，特此致谢．

参考文献

[1] W. R. Innes et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977), 20; 1240.
[2] 朱重远、陈 时，高能物理与核物理，**2** (1978), 188.
[3] R. Blankenbecler et al., SLAC-PUB-1531 (1975).

PRODUCTION OF Υ PARTICLES

ZHU CHONG-YUAN CHEN SHI
(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this note, we discuss the cross-sections of the production of Υ particles in p-p collisions as color excited states in the Han-Nambu model. The results are consistent with present experiments.