

# J/ψ衰变到重子、反重子对中SU(3)对称性破坏的研究\*

俞国威<sup>1;1)</sup> 房双世<sup>2</sup> 李卫国<sup>1</sup> 吴宁<sup>1</sup>

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

2 (中国高等科学技术中心 北京 100080)

**摘要** 利用粒子数据手册(PDG2004)公布的J/ψ衰变到重子、反重子对(BB̄)各个衰变道分支比的平均值,对重子八重态的SU(3)对称性重新做了分析.研究了J/ψ→BB̄中电磁相互作用和强相互作用的干涉.得到了在J/ψ→BB̄中SU(3)单态、电磁相互作用和SU(3)破坏各个因素所占的大小.

**关键词** 重子八重态 SU(3)破坏 J/ψ衰变

## 1 引言

J/ψ粒子由正、反粲夸克(c̄c)组成. J/ψ粒子的发现是粒子物理发展中的一个里程碑<sup>[1, 2]</sup>. 它的发现不但说明了强子不再是基本粒子,而且为系统研究轻强子谱、寻找QCD理论预言的多夸克态、胶球和混杂态等提供了一个全新的研究领域. 由于J/ψ的质量只比粲偶数家族中质量最小的η<sub>c</sub>高118MeV,小于粲介子对的阈值,所以在其衰变方式中,除了J/ψ→γη<sub>c</sub>,均受到OZI规则<sup>[3]</sup>的压制.

J/ψ衰变主要通过如图1所示4种方式,即:通过c̄c湮没到三胶子的强相互作用过程(a),通过c̄c湮没到一个虚光子的电磁相互作用过程(b),通过c̄c湮没到一个光子和两个胶子的辐射衰变过程(c)以及通过磁偶极跃迁到η<sub>c</sub>的过程(d).

J/ψ衰变提供了一个同时研究电磁相互作用和强相互作用的平台. 由于强作用耦合常数与电磁作用常数很接近,这就意味着在J/ψ衰变中这两个相互作用有相似的强度,因此J/ψ衰变是同时研究两种相互作用的好场所. 主要关心的是电磁相互作用和强相互作用在J/ψ衰变中的相对贡献和它们之间的相对位相,这对于分离相应的电磁形状因子很重要.

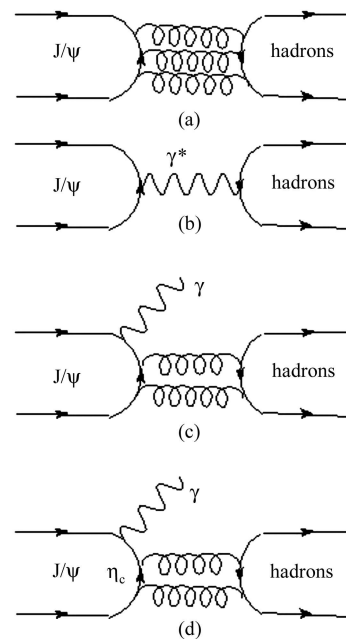


图1 J/ψ主要衰变方式

本文介绍了J/ψ→BB̄的八重态理论,利用PDG2004和BES最新测量结果(见表1)分析了重子八重态的SU(3)对称性及其破坏效应,最后通过拟合重子八重态的振幅来考察电磁相互作用和强相互作用对SU(3)对称性破坏的贡献.

2005-10-20 收稿

\*国家自然科学基金(10491300)资助

1) E-mail: yugw@ihep.ac.cn

表1  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  分支比

衰变道	分支比 $B(\times 10^{-4})$	约化分支比 $\tilde{B}(\times 10^{-4})$
$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$	$21.2 \pm 1.0$	$17.0 \pm 0.8$
$J/\psi \rightarrow n\bar{n}$	$22.0 \pm 4.0$	$17.4 \pm 3.2$
$J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	$13.0 \pm 1.2$	$12.0 \pm 1.1$
$J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	$12.7 \pm 1.7$	$12.7 \pm 1.7$
$J/\psi \rightarrow \Xi\bar{\Xi}$	$14.0 \pm 1.2$	$17.0 \pm 1.5$
$J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}$	$< 1.5$	$< 1.6$

注:  $\tilde{B}$  是约化分支比: 即  $\tilde{B} = \sqrt{s}/(\pi \times p^*) \times Br(J/\psi \rightarrow B\bar{B})$ .  $\sqrt{s}$  是  $J/\psi$  质心系能量,  $p^*$  是重子  $B$  在  $J/\psi$  质心系的动量,  $Br$  是分支比.

## 2 $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$ 八重态理论分析

根据  $SU(3)$  群理论, 重子可以表示为单态、八重态和十重态的不可约表示:

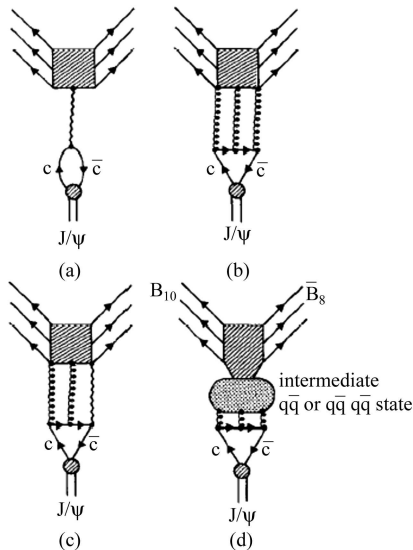
$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1_A \oplus 8_M \oplus 8_{M'} \oplus 10_S$$

下标对应于任意两个夸克之间交换所体现的对称 ( $S$ )、反对称 ( $A$ ) 和混合 ( $M$ ) 的各个多重态. 重子多重态包括重子十重态 ( $B_{10}$ )、重子八重态 ( $B_8$ ) 和单态 ( $B_1$ ). 每个多重态都有唯一的重子数、自旋和宇称. 束缚态的单态、八重态和十重态的自旋、宇称分别对应于  $J^P = (1/2)^-, (1/2)^+, (3/2)^+$ .

$J/\psi$  衰变成重子的过程主要是通过两体衰变. 在  $SU(3)$  对称性下只存在以下的衰变模式:

$$J/\psi \rightarrow B_1\bar{B}_1, \quad B_8\bar{B}_8 \text{ 和 } B_{10}\bar{B}_{10}$$

如果忽略电磁相互作用, 每种态中各个成员的衰变幅度应该是相同的.

图2  $SU(3)$  对称性破坏途径

但是如图2所示,  $SU(3)$  对称性可以通过以下几个途径被破坏: (a) 在通过  $c\bar{c}$  湮没到一个虚光子的电

磁相互作用过程中, 由于光子包含了  $SU(3)$  单态和八重态的一部分, 所以  $c\bar{c} \rightarrow \gamma_1 \oplus_8 \rightarrow B_n\bar{B}_m (n \neq m)$  有可能发生; (b) 由于  $u, d$  夸克和  $s$  夸克之间的质量差异 ( $m_u \approx m_d \approx 0.6m_s$ )  $c\bar{c} \rightarrow (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})_1 \rightarrow \alpha(u\bar{u} + d\bar{d})_1 \oplus_8 + \beta(s\bar{s})_1 \oplus_8 \rightarrow B_{10}\bar{B}_8$ , 在  $\alpha$  和  $\beta$  不同的情况下有可能发生; (c) 在直接电磁衰变过程中, 光子取代了(b)中3个胶子中的一个, 这样通过QCD理论得到的相关的衰变幅度就和3个胶子的不一样; (d) 最后在八重态和二十七重态中的  $q\bar{q}, q\bar{q}q\bar{q}$  通过在波函数中加入一个非单态可以导致  $SU(3)$  对称性的破坏.

$J/\psi$  是一个  $SU(3)$  味对称单态. 将  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  八重态作为  $SU(3)$  群分析有助于我们认识对称性破坏的相互作用. 这里介绍两个重要的分析因素.

1) 衰变幅度必须包含  $SU(3)$  对称破坏. 在此基础上对称性的破坏来自于夸克质量的差异和电磁相互作用.

2) 根据电荷共轭<sup>[4]</sup>,  $J/\psi$  衰变成一对属于同一表象中的强子是禁戒的, 所以  $J/\psi \rightarrow PP'$  是不允许的, 而  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}, VP$  是允许的. 其中  $P$  和  $V$  指赝标量和矢量介子.

PDG上发表了  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  八重态5个不同的衰变模式 ( $p\bar{p}, n\bar{n}, \Lambda\bar{\Lambda}, \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$  和  $\Xi\bar{\Xi}$ ) 和  $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}$  的上限. 其衰变幅度可以根据磁形状因子 ( $G_M$ ) 和电形状因子 ( $G_E$ ) 写出<sup>[5]</sup>:

$$\mathcal{M} = \frac{\varepsilon^\mu \bar{\mu} [G_M \gamma_\mu + 2m(G_E - G_M)]}{(M^2 - 4m^2) \times (qB - qB)\mu} v$$

由衰变振幅可以得出衰变宽度为

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow B\bar{B}) = \frac{G_M^2}{6\pi} \left\{ 1 + \frac{2m^2 x^2}{M^2} \right\} p, \quad (1)$$

其中  $\Gamma$  即表1中约化分支比  $\tilde{B}$ ,  $m$  是重子  $B$  的质量,  $M$  是  $J/\psi$  的质量,  $p$  是重子  $B$  在  $J/\psi$  质心系中的动量. 常数  $x$  被定义为  $x = G_E/G_M$ . 一些理论上的观点和实验上的结果<sup>[6-8]</sup> 认为  $0 \leq x \leq 1$ .

根据  $SU(3)$  对称性, 考虑上述几种破坏可以对  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  八重态给出以下公式<sup>[9, 10]</sup>:

$$G_{M,E} \propto \frac{A}{2} \delta_{ab} + e^{i\phi} \left( d_{3ab} + \frac{d_{8ab}}{\sqrt{3}} \right) D + i e^{i\phi} \left( f_{3ab} + \frac{f_{8ab}}{\sqrt{3}} \right) F + \frac{d_{8ab}}{\sqrt{3}} D' + i \frac{f_{8ab}}{\sqrt{3}} F', \quad (2)$$

上式中  $A$  是单态的幅度,  $D, F$  是电磁相互作用引起的对称和反对称的幅度,  $D', F'$  是  $s$  夸克和  $u, d$  夸克质量差引起的对称和反对称的幅度.  $d_{abd}$  和  $f_{abd}$  是  $SU(3)$  中不为零的系数和结构常数. 现在有了7个自由参数:

$A, D, F, D', F', x$  和相对相位  $\phi$ . 这些自由参数对于不同的衰变道各不相同. 例如对于  $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}$ , 由于主要是通过电磁相互作用产生的, 所以其  $D'$  和  $F'$  可以设为 0; 对于  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  和  $n\bar{n}$ , 由于  $p$  和  $n$  为同位旋二重态, 可以知道它们除了  $D$  和  $F$  以外的系数应该是相同的; 对于  $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ , 由于  $\Lambda$  是单态, 所以可以知道它的  $F$  和  $F'$  一定是 0.

$J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  八重态的一些具体振幅形式列于表 2 中<sup>[9]</sup>.

表 2  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  振幅

衰变道	振幅
$p\bar{p}$	$ A/2 + e^{i\phi}D/3 + e^{i\phi}F - D'/6 + F'/2 ^2$
$n\bar{n}$	$ A/2 - 2e^{i\phi}D/3 - D'/6 + F'/2 ^2$
$\Lambda\bar{\Lambda}$	$ A/2 - e^{i\phi}D/3 - D'/3 ^2$
$\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	$ A/2 + e^{i\phi}D/3 + D'/3 ^2$
$\Xi\bar{\Xi}$	$ A/2 + e^{i\phi}D/3 - e^{i\phi}F - D'/6 - F'/2 ^2$
$\Lambda\bar{\Sigma}$	$ 0 + e^{i\phi}D/\sqrt{3} + 0 ^2$

### 3 分析结果和讨论

通过拟合实验数据, 可以得到参数  $A, D, F, D'$  和  $F'$ , 从而得知  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  中  $SU(3)$  对称性破坏的效应.

为了更好地拟合实验数据, 可以做一些合理的限定:

a) 由于  $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}$  分支比很小, 而  $\Lambda\bar{\Sigma}$  对应的振幅是  $D$ , 所以可以认为  $D$  很小, 近似为 0;

b)  $X$  的具体值不知道, 可以分别取  $X$  的不同值进行拟合;

c) 只考虑相对相位为  $\phi = 0$  和  $\phi = \pi/2$  进行拟合.

在这里使用了 CERN 库中的 MINUIT 工具中的最小二乘法去拟合(1)式, 分别把分支比、误差、质心系动量等量代入其中可以得到在不同  $X$  和  $\phi$  情况下的  $A, F, D', F'$  和  $\chi^2$ .

表 3 列出了不同  $X, \phi$  时拟合得到的  $A, D, F, D'$  和  $F'$  值以及拟合得到的  $\chi^2$ .

从表 3 可以知道:

(1) 体现  $SU(3)$  破坏的参数  $D', F'$  和  $F$  远小于  $SU(3)$  对称的  $A$ ;

(2) 当  $\phi = \pi/2$  时不管  $X = 0, 0.5$  或  $X = 1$ , 拟合结果比  $\phi = 0$  时要好, 即  $\chi^2/\text{d.o.f}$  接近于 1.

同样固定这些中心值, 把  $\phi$  放开拟合, 可以发现在  $\phi = \pi/2$  附近  $\chi^2/\text{d.o.f}$  最接近 1. 把这些参数放回(1)式

重新计算  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  分支比(表 4).

表 3 重子的  $SU(3)$  八重态拟合结果

parameter ( $\times 10^{-4}$ )	$X = 0$	$X = 0.5$	$X = 1$
	$\phi = \pi/2$	$\phi = \pi/2$	$\phi = \pi/2$
$A$	$-29.8 \pm 1.3$	$-28.9 \pm 1.2$	$-26.4 \pm 1.1$
$D'$	$1.0 \pm 1.6$	$1.0 \pm 1.5$	$0.94 \pm 1.4$
$F'$	$-3.9 \pm 1.2$	$3.3 \pm 1.1$	$2.2 \pm 1.0$
$F$	$-9.4 \pm 1.2$	$-9.1 \pm 1.1$	$-8.4 \pm 1.1$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	1.12	1.05	0.91

parameter ( $\times 10^{-4}$ )	$X = 0$	$X = 0.5$	$X = 1$
	$\phi = 0$	$\phi = 0$	$\phi = 0$
$A$	$-33.2 \pm 0.9$	$-32.0 \pm 0.9$	$-29.3 \pm 0.8$
$D'$	$-1.1 \pm 1.6$	$-1.0 \pm 1.6$	$-0.6 \pm 1.4$
$F'$	$-1.9 \pm 4.1$	$-2.0 \pm 4.0$	$-2.1 \pm 3.7$
$F$	$1.6 \pm 2.0$	$1.5 \pm 2.0$	$1.2 \pm 1.9$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	4.78	4.74	4.71

表 4

衰变道	约化分支比 $\bar{B}(\times 10^{-4})$	
	拟合后	PDG
$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$	$17.5 \pm 2.9$	$17.0 \pm 0.8$
$J/\psi \rightarrow n\bar{n}$	$16.2 \pm 0.8$	$17.4 \pm 3.2$
$J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	$13.2 \pm 1.6$	$12.0 \pm 1.1$
$J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	$11.2 \pm 3.8$	$12.7 \pm 1.7$
$J/\psi \rightarrow \Xi\bar{\Xi}$	$12.4 \pm 2.6$	$17.0 \pm 1.5$

由上面的检查可以知道用拟合得到的参数计算出来的约化分支比和 PDG 相比在误差范围内是相符的. 这说明拟合得到的参数能够真实反映  $SU(3)$  的对称性破坏.

### 4 结论

根据  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$  八重态的实验结果进行了分析, 对  $J/\psi$  衰变的重子对中造成  $SU(3)$  对称性破坏的因素进行了研究, 得到了以下结论:

a) 由电磁相互作用和夸克质量差异导致的对称性破坏贡献证明它们的强度是相似的;

b) 没有看到明显的电磁相互作用和强相互作用之间的相互干涉. 这有助于在  $M_{J/\psi}$  能量尺度上把相关的电磁形状因子分离开来;

c) 分支比有待于进一步测定, 以期得到更好的实验结果;

d)  $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}$  的分支比有待于进一步确定, 这有利于我们更精确地研究  $SU(3)$  对称性破坏.

## 参考文献(References)

- 1 Aubert J J et al. Phys. Rev. Lett., 1974, **33**: 1404; Augustin J E et al. Phys. Rev. Lett., 1974, **33**: 1406
- 2 Montanet L et al. Phys. Rev., 1994, **D50**: Part I
- 3 Okubo S. Phys. Lett., 1963, **5**: 165; Zweig G. CERN Report No 8419/TH412; Iizuka J. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1966, **37**(8): 21
- 4 Haber H E, Perrier J. Phys. Rev., 1985, **D32**: 2961
- 5 Bjorken J, Drell S D. Relativistic Quantum Mechanics McGraw Hill, 1965
- 6 Brodsky S, Lepage G P. Phys. Rev., 1981, **D24**: 2848; Claudson M, Glashow S L, Wise M B. Phys. Rev., 1982, **D25**: 1345; Carimalo C. Int. Journal of Mod. Phys., 1987, **A2**: 249
- 7 Hep-ph/9902300, 1999, **v1**: 10
- 8 Eaton M W et al. Phys. Rev., 1984, **D29**: 804
- 9 Kowalski H, Walsh T F. Phys. Rev., 1976, **D14**: 852; Rudaz S. Phys. Rev., 1976, **D14**: 298
- 10 Seiden A, Sadrozinski H, Haber H E. Phys. Rev., 1988, **D38**: 824

## $SU(3)$ Flavor Symmetry Breaking in $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$ Decays \*

YU Guo-Wei<sup>1,1)</sup> FANG Shuang-Shi<sup>2</sup> LI Wei-Guo<sup>1</sup> WU Ning<sup>1</sup>

1 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

2 (CCAST (World Laboratory), Beijing 100080, China)

**Abstract** Using the branching fractions of  $J/\psi$  to baryon-antibaryon decays, listed in PDG2004, we analyze the  $SU(3)$  flavor symmetry of the baryon octets and study the interference effects between the electromagnetic and strong interactions. The effects of  $SU(3)$  breaking are obtained by fitting the branching fractions of  $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$ .

**Key words** baryon octet,  $SU(3)$  breaking,  $J/\psi$  decays

---

Received 20 October 2005

\*Supported by National Natural Science Foundation of China(10491300)

1) E-mail: yugw@ihep.ac.cn